



БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НИИ ПРИКЛАДНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ
им. А. Н. СЕВЧЕНКО
БЕЛОРУССКИЙ РЕСПУБЛИКАНСКИЙ ФОНД
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БЕЛОРУССКОЕ ФИЗИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО
IEEE LEOS

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы

*II Межгосударственной научно-технической конференции
(23-25 ноября 1998 г., Минск)*

МИНСК 1998

УДК 621.373(043.2)
ВБК 32.86
К32

Редакционная коллегия:

Е. Д. Карих, И. С. Манах, А. Ф. Чернявский

Под редакцией кандидата физико-математических наук *И. С. Манаха*

Научный совет конференции:

В. Вуйцик (Польша), С. В. Галоненко (Беларусь), В. П. Грибковский (Беларусь),
А. С. Дементьев (Литва), Н. С. Казака (Беларусь), А. А. Ковалев (Беларусь), И. Б. Ковш
(Россия), И. С. Манах (Беларусь), Б. Д. Павлик (Украина), А. А. Птащенко (Украина),
А. С. Рубанов (Беларусь), М. Хойкен (Германия), А. Ф. Чернявский (Беларусь),
Г. П. Яблонский (Беларусь)

Оргкомитет конференции:

А. Ф. Чернявский, И. С. Манах - сопредседателя, А. С. Рубанов, Е. Д. Карих - зам.
председателя, А. А. Афоненко - научный секретарь, Е. С. Воронай, В. К. Кононенко,
М. М. Кугейко, С. И. Чубаров, Г. П. Яблонский - члены оргкомитета

Программный комитет:

И. С. Манах (председатель), Е. Д. Карих, А. А. Афоненко

К32 **Квантовая электроника:** Материалы II Межгосударственной науч.-
техн. конф., Минск, 23-25 ноября 1998 г. / Под ред. И. С. Манаха. - Мн.:
Белгосуниверситет, 1998. - 203 с.
ISBN 985-445-099-6.

Сборник подготовлен в соответствии с программой конференции, органи-
зованной Белорусским государственным университетом, НИИ прикладных фи-
зических проблем им. А. Н. Севченко, Белорусским республиканским фондом
фундаментальных исследований, Белорусским физическим обществом, IEEE
LEOS.

Содержит материалы по следующим научным направлениям: теоретиче-
ские проблемы квантовой электроники; физика лазеров; системы и методы
квантовой электроники; компьютеризация лазерных исследований; прикладные
исследования; методические аспекты преподавания соответствующих дисци-
плин.

Для специалистов в области квантовой электроники, лазерной физики.

УДК 621.373
ВБК 32.86

ISBN 985-445-099-6

© Белгосуниверситет, 1998

KINETICS OF ULTRASHORT PULSE GENERATION BY A DFB DYE LASER WITH TRAVELLING-WAVE PUMPING

A.A. Afanas'ev^a, V.M. Volkov^b, V.V. Drits^b, A.I. Urbanovich^c

^a Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus,
70, F.Skorina Ave., Minsk, 220072, Belarus, Fax: 375-172-840879,

E-mail: lvp.dragon.bas-nct.by

^b Institute of Mathematics of the National Academy of Sciences of Belarus,
11, Surganov St., Minsk, 220072, Belarus

^c Belarusian State University, 4, F.Skorina Ave., Minsk, 220050, Belarus

DFB dye lasers make it possible to generate single ultrashort pulses (USP) of picosecond and subpicosecond duration [1-3]. The lasers with light-induced DFB rank below conventional lasers with mode synchronization in the limiting values of duration of the output pulses. However, owing to the design advantages and the possibility of implementation of the regime of stable generation of single USPs the DFB lasers show promise as the sources of narrow-band emission that are employed for the goals of high-time resolution spectroscopy. To improve power characteristics and compression of the output pulses, a use is made of the modified circuit of a DFB laser based on subsecond travelling-wave pumping [4]. To realize such a circuit, a lateral pumping pulse must be shaped for its amplitude front to be tilted at the angle Θ relatively the normal to the direction of propagation. The spatial position of lines in a light-induced gain grating remains unchanged while the envelope of a pumping pulse travels with the velocity $v_0 = c/\tan \Theta$ in the active medium [5]. The present communication is devoted to the specific features of the kinetics of lasing of a DFB dye laser with travelling wave pumping. Its active medium is modeled by an ensemble of four-level molecules. In the assumption that $T_0 \ll T_p \ll T_1$ (with T_p being the pumping duration, T_0 — the vibrational relaxation time, and T_1 — the lifetime of the lasing level) and that the lasing frequency is equal to the Bragg one, a system of the equations describing radiation generation of a DFB laser can be represented in the form

$$\frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} = G_0 [N_0(E_{\pm} + F) + N_1 E_{\mp}],$$

$$E_+(0, t) = E_-(L, t) = 0, \quad N_0(t = -\infty) = N_1(t = -\infty) = 0,$$

$$N_0 = \int_{-\infty}^t H e^{\Gamma} [I_0(\gamma) + \eta I_1(\gamma)] dt', \quad N_1 = \int_{-\infty}^t H e^{\Gamma} \left[\frac{\eta}{2} I_0(\gamma) + I_1(\gamma) + \frac{\eta}{2} I_2(\gamma) \right] dt',$$

$$\Gamma(t, t') = - \int \left[H + \frac{1}{T_p} (E_+^2 + E_-^2) \right] dt'', \quad \gamma(t, t') = - \int \left[\eta H + \frac{1}{T_p} E_+ E_- \right] dt'',$$

where $E_{\pm}(z, t)$ are the normalized amplitudes of counterpropagating waves, $G_0 N_0$ and $G_0 N_1$ are amplitudes of spatial harmonics of the inverse population, $G_0 N_0$ is the amplitude gain, $G_0 N_1$ is the coupling coefficient of waves $G_0 = \text{const}$, F is the function of spontaneous emission sources, $H(z, t) = H_0 \exp\{-4(t - z/v_0)^2/T_p^2\}$ is the normalized pumping rate, $I_m(\gamma)$ are the modified Bessel functions, L is the length of active medium, $\eta \leq 1$ is the parameter of visibility of an interference picture of a pumping field. It is shown that in the optimum range of parameters the travelling-wave pumping regime allows implementation, provided synchronization of the velocity $v = v_0$, of practically unidirectional generation of a single USP whose duration T_{USP} is 2–3-fold shorter than in the case of a conventional DFB laser with steady pumping. Here, a pulse shape approaches the Gaussian one and its peak intensity increases by, approximately, an order of magnitude. The result obtained agree with experimental data of ref. [6] where at $T_p = 6\text{ps}$ and $L = 0.5\text{cm}$ USPs with $T_{USP} \leq 2\text{ps}$, were generated in DFB laser with rhodamine C. For the same parameters of the DFB laser with steady pumping the duration of pulses has been $T_{USP} = 5\text{ps}$, which corresponds to a degree of compression of ~ 2.5 .

References

1. T.Sh.Efendiev, V.M.Katarkevich and A.N.Rubinov//Opt. Comm., **55** (1985),p. 347.
2. Zs.Bor and A.Müller//IEEE, **QE-22**. (1986), p. 1524.
3. S.Szatmari and B.Racz//Appl. Phys., B. **43** (1987),p. 93.
4. G.Szabo, B.Racz, A.Müller, B.Nicalaus and Zs.Bor//Appl. Phys., B. **34** (1984), p. 145.
5. A.A. Afanas'ev, V.V. Drits, A.N. Rubinov and T.Sh. Efendiev//Kvant. Elektron., **23** (1996), p. 145.
6. A.N. Rubinov, A.A. Afanas'ev, V.V. and T.Sh. Efendiev // Laser Physics and Spectroscopy. Collected papers, Grodno, 1995. P. 100.

Проблемы лазерной офтальмологии

Г.И. Желтов, А.С. Рубанов

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Офтальмология – первая область медицины, где применение лазеров практически сразу после их появления обеспечило быстрый, в ряде случаев – революционный прогресс в лечении многих тяжелых заболеваний. В течение последних десятилетий офтальмологические приборы прочно удерживают лидирующие позиции на мировом рынке лазерной медицинской техники по объему и номенклатуре поставок. Согласно последним данным более 95% американских офтальмологов используют лазеры в медицинской практике.

Несмотря на очевидные успехи, возможности лечебного применения лазеров в офтальмологии далеко не исчерпаны. Одной из главных и во многих случаях до настоящего времени нерешенных проблем является научно обоснованный выбор режимов лазерного воздействия (форма и длительность импульса, спектральный состав излучения, размеры облучаемой области) в зависимости от вида и специфики патологии, свойств тканей облучаемых органов, индивидуальной реакции пациента на лазерное воздействие и многих других факторов. Эта задача динамична. Возможности решения постоянно изменяются в связи с появлением лазеров новых типов и совершенствованием известных конструкций. По-видимому, единственным путем решения указанной проблемы является глубокое изучение физических, биохимических и иных процессов взаимодействия мощного излучения с биотканями и последующего прогнозирования и оптимизации на этой научной основе индивидуальной стратегии лазерного лечения. Подобные исследования проводятся в широких масштабах во всех развитых странах (M. Wolbarsht, D. Marshall, R. Birngruber, J. Cowart и многие другие).

Для оптимизации режимов лечебного воздействия на различные формы внутриглазной патологии нами экспериментально и теоретически исследованы процессы формирования необратимых первичных изменений тканей глаз с заданной вероятностью при различных условиях облучения. Экспериментальные исследования выполнены для лазеров: аргонового (длины волн излучения λ - 480 и 514 нм), гелий-неонового (λ - 634 нм), рубинового (λ - 694 нм) и ИАГ (λ - 1064 и 532 нм). Длительность экспозиций - τ и диаметр облучаемой области сетчатки - $2R_0$ в общем случае варьировались в пределах $10^{-1} < \tau < 10^{-7}$ с и $5 \cdot 10^5 < 2R_0 < 10^3$ м соответственно

Характер взаимодействия излучения с биотканями зависит как от физико-химических и спектральных свойств среды, так и от параметров излучения. Показано, что изменения нативного состояния элементов структуры глаза определяются следующими закономерностями.

Длительность лазерных импульсов - $1-10^4$ с

Излучение, сфокусированное на сетчатку оптической системой глаза, в основном поглощается пигментами (меланин) пигментного эпителия и сосудистой оболочки. Энергия излучения практически полностью преобразуется в тепловую. Основой деструктивных изменений протеинов клеток является реакция термической денатурации. Эта реакция представляет собой двустадийный процесс, включающий разрушение слабых связей в биомолекулах непосредственно при облучении, и последующие, более медленные (за время от единиц секунд до десятков минут) конформационные и другие биохимические процессы, сопровождаемые образованием новых связей и заметными изменениями оптико-физических свойств среды. Параметры константы скорости реакции термической денатурации тканей хориоретинального комплекса найдены экспериментально.

Особенности действия лазерных импульсов длительностью $10^{-4}-10^{-6}$ с

Нагрев тканей пигментного эпителия в этом случае имеет ряд особенностей, связанных с его гранулярной структурой. Поглощающий оптическое излучение пигмент меланин концентрируется в мелано-протеиновых гранулах, являющихся органеллами клеток пигментного эпителия (Рс) и имеющих характерный размер порядка 1 мкм. Время тепловой релаксации (выравнивания температуры гранулы и среды) одиночной гранулы имеет порядок 10^{-4} с. Если лазерный импульс меньше этой величины, нагрев Рс существенно неоднороден. Температура отдельных гранул и их окрестностей может в несколько раз превышать среднюю температуру Рс. Этот эффект эквивалентен снижению энергетической дозы, вызывающей первичную деструкцию тканей, и должен приниматься во внимание как при клиническом применении лазеров, так и при оценке степени опасности лазерного излучения.

Воздействие лазерных импульсов длительностью, меньшей 10^{-6} с

Показано, что при длительности импульса сфокусированного на сетчатку излучения, меньшей примерно 10^{-6} с, и уровнях энергии, близких к пороговым, нагрев пигментного эпителия и хориоидеи сопровождается

генерацией акустических или ударных волн. Амплитуда волн давления может достигать в отдельных случаях сотен атмосфер. Частичное преобразование энергии излучения в энергию колебаний и движение частиц среды являются факторами, способствующими как снижению нагрева среды, так и увеличению скорости ее охлаждения. В эксперименте это явление проявляется как повышение регистрируемой лучевой стойкости тканей по мере уменьшения длительности лазерного импульса от 10^{-4} до 10^{-9} с.

Наряду с термической денатурацией существенную роль в нарушении нативной структуры клеток в последнем случае играют механические разрушения, стимулированные описанными выше гидродинамическими процессами.

При воздействии на глазное дно импульсов излучения длительностью меньшей примерно 10^{-9} с, облученность сетчатки, соответствующая пороговым значениям энергетической экспозиции, достигает единиц ГВт/см^2 . Предложена гипотеза, что причиной разрушения структуры клеток в данном случае является диэлектрический пробой биомембран в поле интенсивной световой волны (оптический пробой). Этот же механизм деструкции является основным при проведении лазерных офтальмологических операций по поводу вторичной катаракты.

На основе результатов указанных исследований разработан пакет прикладных программ для лазерного офтальмохирурга. Пакет обеспечивает предсказание локализации и характера изменений в тканях глазного дна (коагуляция, испарение, кровоизлияние) непосредственно после облучения лазерным импульсом с заданными параметрами или, иными словами, моделирование на экране монитора персонального компьютера ситуаций, характерных для лечебной практики, и выбор оптимальной стратегии лечения.

УДВОЕНИЕ ЧАСТОТЫ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НЕЛИНЕЙНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

В.Н. Белый^{*}, Н.С. Казак^{*}, Н.В. Кондратьев^{**}, Н.А. Хило^{***}, А.А. Шагов^{**}

^{*} Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, просп. Ф. Скоринны, 70

^{**} МИПК при Белорусской политехнической академии, 220600, Минск, Партизанский просп., 74

^{***} Отдел оптических проблем информатики НАН Беларуси, 220141, Минск, Купревичи, 1, корп. 2

Существенная особенность нелинейно-оптических свойств бесселевых световых пучков (БСП), в отличие от гауссовых, состоит в возможности широкого вовлечения в нелинейно-оптические процессы как скалярных, так и различных векторных взаимодействий в пределах конусов волновых векторов пучков [1–3]. При этом для векторных взаимодействий бесселевых пучков в общем случае необязательно выполнение векторного синхронизма для поперечных компонент волновых векторов Фурье-спектров БСП. Это связано формально с неортогональностью на конечном отрезке бесселевых функций $J_0(q\rho)$ с различными значениями параметра q . Физически же возможность взаимодействия БСП при несохранении поперечных компонент волновых векторов объясняется отсутствием связи данных компонент с импульсом бесселевых пучков. Для корректного описания таких взаимодействий в [3] разработана теория азимутально-согласованных взаимодействий БСП. Суть ее состоит в изменении обычного способа формирования нелинейной поляризации. А именно, принимается, что исходно формируются не пространственные функции нелинейных поляризаций, а их Фурье-компоненты. Например, для процесса ГВГ Фурье-компонента нелинейной поляризации на удвоенной частоте пропорциональна произведению Фурье-компонент БСП основной частоты. Следствием данного является то, что пространственные интегралы перекрытия между полем излучения и полем нелинейной поляризации при совпадении модовых индексов оказываются равными

единице, а при несовпадении – равными нулю. Таким образом, режим азимутально-согласованных взаимодействий БСП отличается максимальной эффективностью и, следовательно, его реализация, например в схеме внутрирезонаторной параметрической генерации света, представляет несомненный практический интерес.

В настоящей работе впервые теоретически и экспериментально исследована ГВГ бесселевыми световыми пучками в кристалле КТР для взаимодействия типа II. Бесселев пучок формировался из супергауссова пучка с помощью аксикона с малым преломляющим углом. Вследствие большой угловой ширины синхронизма экспериментально наблюдались всевозможные скалярные и векторные взаимодействия плосковолновых компонент бесселевых пучков. Обнаружено, что излучение второй гармоники в дальней зоне представляет собой структуру, состоящую из центрального пятна и концентрического кольца. Предложена теоретическая модель, основанная на представлении поля второй гармоники в виде суперпозиции бесселевых пучков. Получены аналитические выражения, описывающие экспериментально наблюдаемые пространственные распределения поля второй гармоники в ближней и дальней зонах.

Из укороченных уравнений в приближении заданной интенсивности получено выражение для эффективности $\eta = P_2/P_1$ преобразования во вторую гармонику

$$\eta = \frac{1}{4} \frac{P_0^2}{P_0^2 + (\Delta k_z/2)^2} \sin^2 \left(\sqrt{\left(\frac{\Delta k_z}{2}\right)^2 + \frac{P_1}{P_0} \left(\sum_{m=1}^M g_m^2\right)} L \right) \quad (1)$$

где P_1 - мощность БСП накачки, $P_0 = c n_1^2 n_2^2 / 128 \pi^5 d_{eff}^2$.

Как видно из (1), эффективность ГВГ существенно определяется величинами интегралов перекрытия g_m парциальных БСП с пучком накачки, а также общим

количеством M генерируемых мод. Из анализа зависимости g_m^2 от номера m бесселевой функции следует, что интеграл перекрытия имеет два максимума при $m = m_1 = 1$ и $m = m_2 \approx 2q_1 R_B/\pi$. Первой группе мод соответствуют векторные взаимодействия плосковолновых компонент с азимутальными углами, отличающимися на π , а второй группе мод соответствуют близкие к коллинеарным взаимодействия. Таким образом, наибольший вклад в эффективность ГВГ дают две группы мод, модовые индексы которых локализованы в окрестности указанных максимумов. Указанным выше группам мод соответствуют наблюдавшиеся в эксперименте центральный и кольцевой максимумы излучения.

Показано, что расходимость центрального и кольцевого пучков определяется количеством генерируемых бесселевых мод. При этом расходимость центрального пучка мала (~ 1.7 мрад), что связано с предельно малой конусностью БСП, генерируемых в центральный максимум. При средней интенсивности БСП накачки 25 МВт/см^2 получен КПД преобразования во вторую гармонику $\eta \approx 21\%$. В отсутствие аксикона КПД преобразования супергауссова пучка составил величину $\approx 7\%$ при той же интенсивности основного излучения. Таким образом, перестройка пространственной структуры пучка из супергауссовой в бесселеву с сохранением поперечного размера позволила повысить эффективность преобразования во вторую гармонику в три раза. Теоретические результаты по энергетическим и пространственным характеристикам излучения второй гармоники находятся в хорошем согласии с результатами эксперимента.

1. T. Wulle, S. Herminghaus//Phys.Rev.Lett., 58, 1499 (1987).
2. M.K.Pandit, F.P. Payne//Opt. Quantum Electron., 29, 35 (1997).
3. V.N. Belyi, N.S. Kazak, N.A. Khilo//Sov. J. Quantum. Electron., 28, 522 (1998).

OPTICAL PUMPED LASING IN GaInN/GaN HETEROSTRUCTURES

E. V. Lutsenko¹, V. N. Pavlovskii¹, I. P. Marko¹, A. L. Gurskii¹ and
G. P. Yablonskii¹, O. Schon² and M. Heuken²,
B. Schineller³, A. Guttzeit³, M. Schwambers³, P.H.Lim³ and K. Heime³

¹ *Institute of Physics, National Acad. Sci. Belarus, Minsk, Belarus*

² *AIXTRON AG, Aachen, Germany*

³ *Institut für Halbleitertechnik, RWTH Aachen, Germany*

1. Experimental

Undoped Ga_{0.86}In_{0.14}N/GaN single (SH) heterostructures with active layer thicknesses of $d = 30$ nm (SH) were grown by MOVPE at temperatures between 700°C and 1100°C on c-plane sapphire substrates in an AIXTRON production reactor. An N₂ laser with a wavelength of $\lambda = 337.1$ nm, a pulse duration of $t_{exc} = 8$ ns, a repetition rate of $f = 1000$ Hz and an excitation intensity I_{exc} between 1 W/cm² and 2 MW/cm² was used for laser pumping in the temperature range from 77 K to 400 K. The N₂ laser beam was focused to a stripe with widths of 100-300 μ m in case of the edge emitting configuration. In the case of the vertical cavity configuration the N₂ laser beam was focused to a round spot of about 100 - 200 μ m in diameter.

2. Results and discussion

Fig.1 shows the photoluminescence (PL) and laser spectra at different temperatures. The laser action was achieved and investigated from $T=78$ K up to $T=375$ K in the edge emitting configuration. The far-field pattern of the emission from the cavity end consists of a narrow spot. Its full divergence is only 10° in the heterostructure plane and about 25° in the perpendicular direction. The measured laser energy was 50 nJ in one pulse at room temperature. The laser threshold value was measured to be about 200 - 250 kW/cm² at room temperature and 35 - 50 kW/cm² at 77 K. The value of the net gain near the laser threshold at room temperature was measured as 500 cm⁻¹ using a well known method [1]. The value of the maximal inherent loss was estimated to be less than 90 cm⁻¹.

The PL, stimulated emission and laser spectra measured in the edge emitting configuration are presented in Fig. 2 for the SH (TE mode, $T = 300$ K). The fine structure of the stimulated emission spectra is observable only in the emission from the end of the substrate. The stimulated emission spectra from the structure surface are smooth. The mode structure of the stimulated emission spectra can be explained by a model of zig-zag ray propagation [2] inside the GaInN and GaN layers taking into account the ray interference, gain value and spontaneous emission spectrum. Special numerical calculations of the emission spectrum were performed. It turns out that the resonator modes are totally reflected from the InGaN/air interface. They are concentrated in a small angle $\alpha = 5\text{-}10^\circ$ outside of the interface GaN/sapphire explaining why the mode structure was registered only for the light beam coming through the substrate. The dotted trace in Fig. 2 is a calculated spectrum for $\alpha = 5^\circ$. The inset to Fig. 2 represents a laser spectrum obtained from the laser cavity with a length of 1 mm. The full width at half maximum (FWHM) of the laser spectrum was about 3.5 nm at room temperature. The FWHM of one mode was 0.2 nm and the mode distance was about 1 nm.

The laser oscillation appears near one of the TE peaks of the stimulated emission spectrum. Above the threshold the TE/TM intensity ratio increases about one order of magnitude clearly indicating lasing. The laser spectra are shifted to the high energy side compared to the PL spectra in a temperature interval from 78 K up to 300 K and located close to the PL spectra maximum in a temperature range from 300 K up to 375 K. The position of the emission spectrum at high excitation intensity is a result of a combination of two processes: filling of the band tail states and many-body band-gap renormalization effects.

Stimulated emission from the SH at room temperature was also observed in the case of the vertical cavity configuration. The stimulated emission threshold was about 600 kW/cm^2 which is two times higher than the laser threshold in the edge emitting configuration [3]. This value is one of the lowest described in the literature for the GaInN/GaN single heterostructure evidencing a low optical loss despite the very small value of the optical confinement factor.

3. Summary

Lasing in GaInN/GaN single heterostructures was achieved in an edge emitting configuration at optical excitation. The SH due to their high quality showed laser action up to $T=375$ K with a pulse energy of 50 nJ for $\lambda=418$ nm at $T=300$ K. The stimulated emission thresholds in the vertical cavity and edge emitting configurations were about 600 kW/cm² and 200 - 250 kW/cm² respectively.

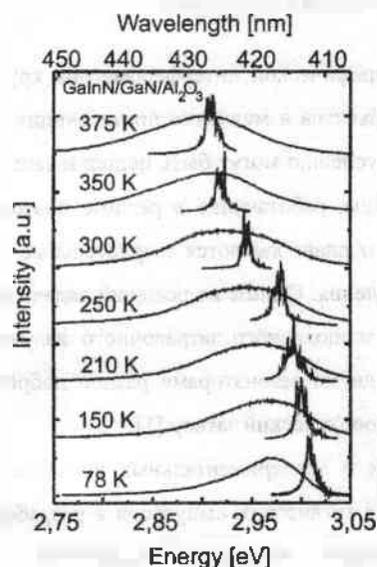


Fig. 1 PL and laser spectra of GaInN/GaN SH at $T=78$ - 375 K

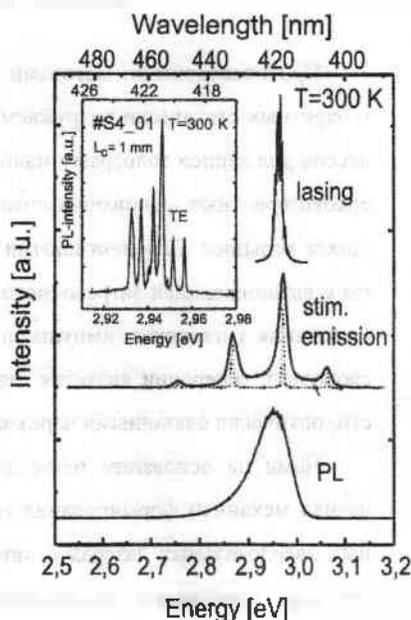


Fig.2 PL, stimulated emission and laser spectra of GaInN/GaN SH at room temperature

Acknowledgements

This work was partly supported by DFG and the Belarussian Republican Foundation for Fundamental Research.

1. K.L. Shaklee, R.F. Leheny//Appl. Phys.Lett.,**18**, 475 (1971).
2. M. Senoner, W. Unger, J. Voigt//Phys. Stat. Sol.,**58**, 259 (1980).
3. M. A. Khan, S. Krishnankutty, R. A. Skogman, J. N. Kuznia, D. T. Olson, T. George//Appl. Phys. Lett.,**65**, 520 (1994).

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ С АВТОИНЪЕКЦИЕЙ ЗАТРАВОЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИМПУЛЬСНОЙ ГОЛОГРАФИИ И ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Б.Н. Тюшкевич, В.И. Дашкевич

Институт электроники НАНБ, г. Минск

При исследовании методами голографической интерферометрии крупногабаритных статически нагружаемых объектов и медленно протекающих процессов для записи голограмм наиболее успешно могут быть использованы высококогерентные моноимпульсные лазеры, работающие в режиме повторяющихся вспышек. Перспективными в этом плане являются твердотельные лазеры с автоинжекцией затравочного излучения. Одним из решений задачи формирования гигантских импульсов из узкополосного затравочного излучения свободной генерации является лазер с двумя резонаторами разной добротности, оптически связанными через электрооптический затвор [1].

Нами на основании теоретических и экспериментальных исследований изучен механизм формирования спектра гигантских импульсов в разработанных твердотельных лазерах с автоинжекцией затравочного излучения с различными линейными, кольцевыми, составными резонаторами, резонаторами типа интерферометров Фокса-Смита и Майкельсона, с различными типами активных затворов: электрооптических и акустооптических. Поведение интенсивности и частоты генерации исследовано на основе полуклассического подхода как на линейном этапе формирования гигантского импульса из затравочного излучения свободной генерации, так и на этапе развития моноимпульсной генерации с учетом сброса инверсной населенности активной среды. Экспериментальные исследования динамики формирования спектра и поля гигантских импульсов проведены с использованием созданных высокоразрешающих интерферометров Фабри-Перо и скоростных фотоэлектронных регистраторов.

Определены оптимальные условия получения узкополосного излучения гигантских импульсов с учетом наблюдаемых эффектов подстройки частоты затравочного излучения и автомодуляции лазерного излучения, возникающей при быстром включении добротности резонатора и влияющей на уширение спектра гигантских импульсов.

Проведены исследования, направленные на обеспечение взаимной когерентности двухимпульсной лазерной генерации. Разработан метод, предложены и реализованы оригинальные схемы твердотельных лазеров с автоинжекцией затравочного излучения: для формирования одночастотной моноимпульсной генерации (со счетным входом в цепи фотозлектрического управления затвором) [2,3]; для стабилизации частоты генерации (в пределах спектральной полосы ≤ 150 МГц) [4] и ее перестройки (в пределах спектральной полосы затравочного излучения) [5] при переходе от импульса к импульсу (за счет селекции затравочного излучения в цепи фотозлектрического управления затвором); для увеличения контраста спектральной линии и отношения сигнал/шум в излучении гигантских импульсов (с учетом поляризационных характеристик элементов резонатора) [6,7]. Разработана система формирования профилированных импульсов накачки активного элемента, обеспечившая расширение диапазона перестройки временного интервала между парой гигантских импульсов лазера [8].

Экспериментальные исследования динамики формирования пространственной структуры поля гигантских импульсов в лазерах показали, что: затравочное излучение может быть использовано для формирования заданной структуры поля гигантских импульсов; сложный характер поперечной структуры затравочного излучения приводит к увеличению длительности и к многоимпульсному режиму генерации при включении добротности акустооптическим затвором с бегущей акустической волной; при выключении затвор резонатора происходит формирование второго гигантского импульса из широкопо-

лосного шума усиленной люминесценции на отличных от затравочного типах колебаний, превышающих порог генерации.

На базе созданных специализированных твердотельных лазеров и средств управления разработаны голографические интерферометры, обеспечившие получение двухэкспозиционных голографических интерферограмм и голографических контурных карт рельефа при голографировании диффузно отражающих объектов размером до 3 м^2 при регистрации на галогенидо-серебряных материалах и запись на ФТП средах голографических интерферограмм объектов диаметром до $1,5 \text{ м}$.

1. А. с. 533257, СССР, МКИ³ Н 01 S 3/082. Оптический квантовый генератор / В.А. Пилипович, А.А. Ковалев, Б.Н. Тюшкевич, Ю.В. Развин, Л.В. Левашкевич. - Приоритет от 17.01.75.
2. А. с. 1253396, СССР, МКИ³ Н 01 S 3/083. Кольцевой лазер / Б.Н. Тюшкевич, В.И. Дашкевич. - Приоритет от 04.06.84.
3. А. с. 1814473, СССР, МКИ⁴ Н 01 S 3/083. Кольцевой лазер / Б.Н. Тюшкевич, В.А. Окушко, В.И. Дашкевич. - Приоритет от 04.03.91.
4. А. с. 1493046, СССР, МКИ⁴ Н 01 S 3/082. Устройство для генерации импульсов лазерного излучения / Б.Н. Тюшкевич, В.И. Дашкевич. - Приоритет от 28.04.86.
5. Пат. 2023279, РФ, МКИ⁵ G 03 H 1/04, G 01 B 9/021. Способ записи контурных голограмм / Б.Н. Тюшкевич, В.И. Дашкевич. - Приоритет от 21.09.90.
6. А. с. 1205729, СССР, МКИ⁴ Н 01 S 3/083. Кольцевой лазер / Б.Н. Тюшкевич, В.Г. Бровкович. - Приоритет от 19.03.84.
7. Пат. 2096816, РФ, МПК⁶ G 03 H 1/04. Устройство для записи голограмм и голографических интерферограмм / Б.Н. Тюшкевич, В.И. Дашкевич. - Приоритет от 29.03.93.
8. А. с. 1567070, СССР, МКИ⁴ Н 03 K 3/53. Устройство питания лазеров / Б.Н.Тюшкевич, В.И. Дашкевич. - Приоритет от 27.06.88.

ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

С.В.Гапоненко

Институт молекулярной и атомной физики
Национальной Академии наук Беларуси, Минск

Спонтанное испускание света атомами, молекулами и любыми другими материальными объектами не является их внутренним свойством, а происходит в результате взаимодействия с нулевыми электромагнитными колебаниями. Это явление имеет квантовую природу и может быть описано лишь при одновременном учете квантовых свойств вещества и излучения. Вероятность спонтанного испускания прямо пропорциональна плотности фотонных состояний. Если заменить свободное пространство иной средой, с особенностями топологии порядка длины волны фотонов, изменяется и плотность фотонных состояний. Возникает возможность управления спонтанным испусканием, например, получения весьма узких полос излучения в нужном направлении. Идея управления спонтанным испусканием была выдвинута полвека назад Е.Парселлом [1], однако свое развитие получила лишь в последние годы.

В связи с проблемой пространственного ограничения электромагнитных волн наибольший интерес представляет концепция фотонного кристалла. Она была предложена В.П.Быковым [2] и развита впоследствии Е.Яблоновичем [3] и С.Джоном [4]. Суть ее в следующем. Известно, что энергетический спектр электронов в твердых телах определяется тем, что электроны находятся в периодическом потенциале, который образуют ионы кристаллической решетки. Аналогично предлагается создать периодический потенциал для фотонов. Поскольку фотон не имеет электрического заряда, то единственной возможностью создать периодический потенциал является структура с периодическим изменением показателя преломления. Такой кристалл может быть одномерным (т.е. показатель преломления модулируется только в одном измерении), двумерным или трехмерным. Одномерный фотонный кристалл – это диэлектрическое многослойное зеркало. Наибольший интерес представляют трехмерные фотонные кристаллы.

При достаточно сильной модуляции показателя преломления возможно образование запрещенных энергетических зон для фотонов подобно запрещенным зонам для электронов в обычных кристаллах. Возникновение запрещенных зон для электромагнитных волн – чисто классическое явление, тогда как появление запрещенных зон для электронов в твердых телах – явление чисто квантовое, обусловленное корпускулярно-волновым дуализмом микрочастиц.

Возникновение запрещенных зон для электромагнитных волн позволяет, в принципе, подавлять спонтанное испускание атомов и молекул, находящихся внутри фотонного кристалла. Это открывает возможность готовить и исследовать замороженные возбужденные состояния квантовых систем. В перспективе оказывается возможным создание материалов и устройств, спонтанно испускающих свет нужного цвета в нужном направлении.

Несмотря на большой интерес к этой проблеме, в течение многих лет, развивались, главным образом, теоретические исследования (напр., работа [5] и цитируемая литература). Экспериментов практически не было из-за трудностей создания трехмерных структур с субмикронным периодом.

В последние годы удалось сделать принципиальный шаг на пути к практической реализации этих идей в оптическом диапазоне спектра. Были синтезированы и исследованы трехмерные коллоидные кристаллы, состоящие из сферических глобул оксида кремния диаметром 250-300 нм [6]. Синтез таких структур основан на процессах самоорганизации в коллоидных системах. В результате когерентных эффектов в многократном рассеянии света появляется провал в спектре пропускания таких структур и соответствующий пик в спектре отражения. Одновременно появляется провал в спектре люминесценции молекул, введенных внутрь фотонного кристалла. Спонтанное испускание света молекулами сильно изменяется из-за снижения плотности фотонных состояний, причем одновременно изменяется и спектр, и кинетика испускания [7].

Не меньший интерес представляет синтез структур типа фотонный кристалл, содержащих внутри квантоворазмерные полупроводниковые частицы. Такая структура была недавно описана в нашей работе [8], где исследованы коллоидные кристаллы, содержащие полупроводниковые нанокристаллы диа-

метром 2-3 нм. Электронный спектр в такой среде определяется квантовыми размерными эффектами в нанокристаллах[9], а вероятности оптических переходов - как свойствами нанокристаллов, так и периодом фотонного кристалла. При наличии перекрытия спектра испускания нанокристаллов в свободном пространстве с провалом в спектре фотонных состояний результирующий спектр спонтанного испускания всей структуры в целом существенно изменяется.

1. E.M.Purcell//Physical Review.V. 69. P.681 - 687 (1946).
2. В.П.Быков//ЖЭТФ,Т 62,С.505 - 513 (1972).
3. E.Yablonovitch//Phys. Rev. Lett. V.58, P.2059 - 2062 (1987).
4. S.John//Phys. Rev. Lett. V.58. P.2486 - 2489 (1987)
5. С.Я.Килин, Д.С.Могилевцев//Опт. спектр., Т. 74,С.974-979 (1993).
6. V.N.Bogomolov, S.V. Gaponenko, I.N.Germanenko, A.M.Kapitonov, E.P.Petrov, N.V.Gaponenko, A.V.Prokofiev, A.N.Ponyavina, N.I.Silvanovich and S.M.Samoilovich//Phys. Rev. E. V.55. P. 7619-7625 (1997).
7. E.P.Petrov, V.N.Bogomolov, I.I.Kalosha and S.V.Gaponenko. Spontaneous emission of dye molecules in a photonic crystal//Phys. Rev. Lett.V. 81, P. 77 - 80 (1998).
8. S.V. Gaponenko, V.N.Bogomolov, A.M.Kapitonov, A.V.Prokofiev, A.Eychmueller and A.Rogach. Electrons and photons in mesoscopic structures: quantum dots in a photonic crystal//Письма в ЖЭТФ. Т. 68. С. 142 -147 (1998).
9. S.V.Gaponenko. Optical properties of semiconductor nanocrystals. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.

ЭФФЕКТЫ УШИРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Д.В. Ушаков, В.К. Кожоненко, И.С. Манах

Белгосуниверситет, г. Минск

Легированные полупроводниковые сверхрешетки относятся к квази-двухмерным электронным системам, в которых края зоны проводимости и валентной зоны промодулированы периодическим электростатическим потенциалом, созданным заряженными примесями *n*- и *p*-типа, а также свободными электронами и дырками. В зависимости от степени легирования и уровня накачки кристалла глубина и форма потенциального рельефа изменяются, что влияет на свойства и характеристики легированных сверхрешеток со структурой типа *n-i-p-i*-кристалла.

Обычно *n-i-p-i*-кристаллы относятся к сильно легированным полупроводникам, поэтому при определении их параметров и характеристик необходимо учитывать уширение энергетических уровней в результате флуктуаций электростатического потенциала из-за хаотического распределения заряженных примесей. При перекрытии примесных и собственных энергетических зон кристалла возникают хвосты плотности состояний.

Используя подход Кейна, развитый для объемных полупроводников, в работе [1] для двумерной плотности состояний в зоне проводимости $\rho_c(E)$ получено следующее выражение:

$$\rho_c(E) = \frac{m_c}{2\pi\hbar^2 N_p} \sum_{\sigma_c} \text{erfc} \left(\frac{E_{c0} + E_{cny} - E}{\sigma_c} \right), \quad (1)$$

где N_p - число периодов сверхрешетки, E_{c0} - энергия дна зоны проводимости, E_{cny} - уровни размерного квантования, m_c - эффективная масса электронов, σ_c - характеристический параметр хвоста плотности состояний в зоне проводимости. При $\sigma_c \rightarrow 0$ данная формула переходит в известное выражение для ступенчатобразной плотности состояний. Аналогичное выражение получается для плотности состояний в валентной зоне с характеристическим параметром σ_v . Параметры хвостов плотности состояний σ_c и σ_v определяются как концентрациями легирующих примесей, так и длиной экранирования электростатического потенциала.

В рамках самосогласованного расчета с учетом уширения энергетического спектра состояний найдены длины экранирования электронами и дырками. При этом из-за пространственного разнесения свободных носителей тока в *n-i-p-i*-кристаллах экранирование флуктуирующего элек-

тростатического потенциала осуществляется, в отличие от объемных кристаллов, отдельно электронами в п-областях и дырками в р-областях.

Для легированных полупроводниковых сверхрешеток рассчитаны также спектры спонтанного излучения. Выражение для скорости излучательной рекомбинации с сохранением волнового вектора электрона имеет вид

$$\tau_{sp}(h\nu) = \frac{A_{cv}}{2\pi\hbar^2 N_p d} \sum_{i=h,l} m_{ri} \sum_{\nu} \sum_m \sum_n f_c(E_{c\nu m\nu}) \times \\ \times f_h(E_{vnm\nu}) |I_{nm\nu}|^2 \operatorname{erfc} \left(-\frac{h\nu - (E_g' + E_{c\nu\nu} + E_{vnm\nu})}{\sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_v^2}} \right). \quad (2)$$

Здесь A_{cv} - коэффициент Эйнштейна, d - период сверхрешетки, m_{ri} - приведенная масса, $I_{nm\nu}$ - интеграл перекрытия волновых функций электронов и дырок, $f_c(E_{c\nu m\nu})$ и $f_h(E_{vnm\nu})$ - функции распределения Ферми-Дирака для электронов и дырок с энергиями, определяемыми как

$$E_{c\nu m\nu} = E_{c0} + \frac{m_{vi}}{m_c} (h\nu - E_g') + \frac{m_{ri}}{m_{vi}} E_{c\nu\nu} - \frac{m_{vi}}{m_c} E_{vnm\nu} \\ E_{vnm\nu} = E_{v0} - \frac{m_{vi}}{m_v} (h\nu - E_g') + \frac{m_{ri}}{m_{vi}} E_{c\nu\nu} - \frac{m_{vi}}{m_c} E_{vnm\nu} \quad (3)$$

где E_{v0} - потолок валентной зоны, $E_g' = E_{c0} - E_{v0}$ - эффективная ширина запрещенной зоны полупроводника, m_{vi} - продольные эффективные массы тяжелых ($i = h$) и легких ($i = l$) дырок, $E_{vnm\nu}$ - уровни энергии размерного квантования, определяемые поперечными компонентами эффективных масс дырок. Суммирование в (2) по квантовым числам n , m и ν учитывает вклад в излучение переходов между разными подзонами и миниподзонами электронов и дырок.

Полученное выражение для скорости излучательной рекомбинации легированных полупроводниковых сверхрешеток позволяет описать длинноволновое крыло спектров фото- и электролюминесценции и их форму. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными для различных уровней возбуждения легированных сверхрешеток на GaAs [2].

1. Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко, И.С. Манах. Тр. III Конф. по лазерной физике и спектроскопии (Гродно, 1997). Минск, 1997. Т.1. С.384-386.

2. С. Metzner, K. Schröfer, U. Wieser, M. Luber, M. Kneissl and G.H. Döhler // Phys. Rev. B. 1995. Vol.51, No.8. P.5106-5115.

Influence of Carrier and Photon Relaxation on Laser Diode Modulation

L.I.Burov¹, V.P.Gribkovskii, P.S.Grigelevich[†], M.I.Kramar, G.I.Ryabtsev,
S.V.Voitikov and R.Kragler^{††}

Institute of Physics of NASB, F. Skoryna Ave, 70, 220072, Minsk, Belarus

¹*Belarus State University, F. Skoryna Ave, 4, 220050, Minsk, Belarus*

^{††}*Fachhochschule Ravensburg-Weingarten, University of Applied Sciences,
Postfach 1261, D-7987 Weingarten, Doggenriedstrasse, Germany*

At present, laser diodes (LDs) are of great importance and interest in high-speed optoelectronics because of their compactness, reliability, and high effectiveness of direct signal modulation. Theoretically, modulation bandwidth is expected to be much larger than 10 GHz, but experimentally achieved values do not correspond to predicted ones. There are several reasons responsible for the modulation bandwidth narrowing: dynamic carrier heating, carrier transport, self-phase modulation, multi-mode interaction and competition, and laser heating.

In this work, we have modelled and investigated the effect of LD carrier and photon relaxation processes on the output modulation properties. We would pay attention on the fact that all relaxation processes in a real LD are non-linearly depended on carrier and photon density. It has been shown that the relaxation determines condition and effectiveness of modulation making modulation intensity and injection-to-output phase shift significantly dependent on relaxation parameters.

The LD rate equation model has been used to make the results visible even for simple cases. As it is known, the rate equations are of the form,

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{g_0 v (n - n_e)}{1 + \varepsilon q} q - a_1 n - a_2 n^2 - a_3 n^3,$$
$$\frac{dq}{dt} = \Gamma \frac{g_0 v (n - n_e)}{1 + \varepsilon q} q - a_4 q,$$

where n and q are the carrier and photon concentrations respectively, j is the current density, e is the elementary charge, d is the LD active layer thickness, g_0 is the differential gain, n_e is the transparency concentration, v is the group velocity, ε is the gain compression factor, Γ is the optical confinement factor, a_1 , a_2 and a_3 are the recombination coefficients included contributions from mono-molecular, spontaneous, Auger and amplified luminescence processes, a_4 is the factor of photon losses usually

connected with different kinds of scattering, free carrier absorption, and losses at mirrors.

We have considered the small signal modulation response $S = \Delta j / \Delta q$ of the laser diode output by putting the sine-like term in the injection current:

$$j(t) = j_{st} + \Delta j * e^{i\omega t}, \quad q(t) = q_{st} + \Delta q * e^{i\omega t}$$

with Δj being considerably less than j_{st} , where Δj and ω are the injection modulation amplitude and modulation frequency respectively, j_{st} and q_{st} are the mean (stationary) current and photon densities respectively, Δq is the photon concentration deviation from the corresponding stationary value of q . After linearization of the rate equations with respect to current, carrier and photon concentration deviations from the corresponding stationary values, the modulation response S can be calculated numerically as a function of modulation frequency and laser parameters including relaxation ones. If the relaxation parameters are varied in wide intervals the laser dynamics can exhibit the set of distinguishing features. The most original feature is the hole formation in the modulation response dependence on both the factor of photon losses a_s and the modulation frequency ω that is presented in the Fig.1 and 2 for the case of InGaAsP/InP laser diode with the bulk active layer operated at 300 K.

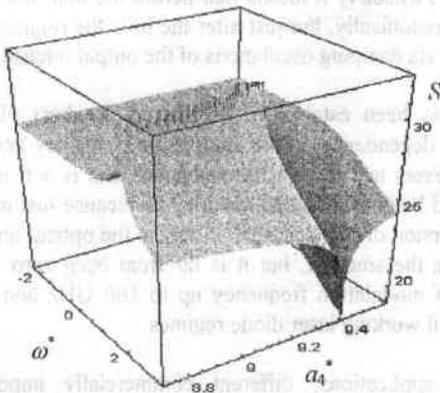


Fig.1 The modulation response S as a function of $\omega^* = \ln(\omega/10^9)$, where ω is in units of Hz, and internal losses parameter $a_s^* = a_s * 10^{12}, s^{-1}$. The hole (or valley) is formed on the $S(\omega^*, a_s^*)$ surface in the vicinity of $a_s^* = 9.4 s^{-1}$, see Fig.2 for detailed survey

As it can be seen, both the position of the hole (or valley) and its depth nearly do not depend on the modulation frequency. Moreover, the hole position is determined

first of all by the combination of the parameters J_{sp} , a_1 , and a_2 , and depends weakly on a_2 and a_3 . For deeper understanding of the nature of the hole revealed an analytical investigation of the simplified LD model with $a_2 = a_3 = 0$ has been carried out. In this case, the solution for the photon density deviation, Δq , contains two parts. The first one governs the exponential LD relaxation to the steady state, while the second one

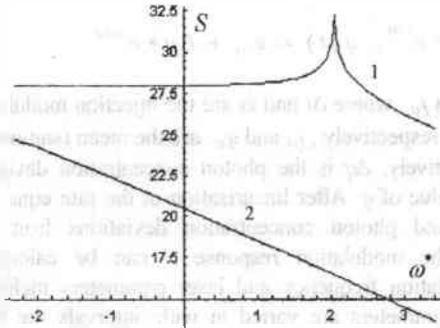


Fig.2 The $S(\omega^*)$ -cross-sections made at $a_4^* \approx 8.8$ (1) and $a_4^* \approx 9.4$ (2, within the "hole", see Fig 1) s^{-1}

determines the laser diode output modulation proportional to $\sin(\omega t + \phi(\omega))$, where $\phi(\omega)$ is the phase shift. The relaxation exponents are real or complex conjugate numbers and their real parts values describe stability or instability of a laser regime. The hole in the modulation response corresponds to the case when both relaxation exponents are equal. For the general case numeric analysis gives the same result. So, the hole is the point of a pole-to-focus bifurcation. Physically it means that before the hole the laser diode relaxes to the steady state monotonically, but just after the hole the regime of a laser relaxation to the steady state is via damping oscillations of the output intensity.

The second feature, which has been established at first to the best of our knowledge, is the phase shift, $\phi(\omega)$, dependence on the modulation frequency and the photon losses. The phase shift increases to $\pi/2$ near the resonance and is ≈ 0 in the vicinity of the hole. This result could be considered as remarkable because just in this case there is no phase shift in conversion of the electrical energy to the optical one. In the hole the modulation response is the smallest, but it is far from been zero. This regime is stable in a wide range of modulation frequency up to 100 GHz and thus could be explored as a kind of special working laser diode regimes.

With the aim of possible applications, different commercially important InGaAsP/InP LD systems including the LDs with quantum well active layers are now under examination. Preliminary evaluation show that for some of the InGaAsP/InP LD systems the "hole" regime of operation could be realized at reasonable laser diode conditions changing the level excitation of LD, active layer composition and geometry, as well as the LD modulation conditions and ambient temperature.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ КРАСНОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА

В. И. Борисов, А. М. Крол, В. И. Лебедев*
Институт прикладной оптики НАН Б, *МГУ, г. Могилев

В лазере, работающем в режиме синхронизации мод, единственный сверхкороткий импульс непрерывно циркулирует между зеркалами резонатора. На выходе лазера при этом регистрируется регулярная периодическая последовательность импульсов. По мере распространения импульс претерпевает искажения не только вследствие спектральной зависимости коэффициента усиления, но и из-за влияния дисперсии активной среды. При расчетах динамики лазеров это обстоятельство обычно не учитывается, хотя очевидно, что дисперсия в пределах спектральной полосы усиления должна быть значительной для лазеров всех типов. Более того, значения дисперсионных параметров большинства лазерных сред неизвестны и до недавнего времени отсутствовали также методики их определения [1].

В задачах распространения коротких волновых пакетов важен учет дисперсии групповой скорости. В первом приближении эта дисперсия характеризуется параметром $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2$, где k и ω соответственно волновой вектор и частота излучения. Дисперсионные искажения формы импульса могут быть также причиной нерегулярной динамики лазера. Как известно, при некотором сочетании параметров резонатора наблюдаются режимы полной синхронизации мод без использования каких-либо активных или пассивных методов модуляции добротности резонатора [2]. Причиной этого может быть случайная компенсация дисперсии активной среды пассивными элементами резонатора, имеющими значения дисперсионных параметров другого знака.

Установка в лазерный резонатор элементов, компенсирующих дисперсионное расплывание сверхкороткого импульса в активной среде, позволяет также существенно сократить длительность генерируемого сверхкороткого импульса [3].

Все это обуславливает актуальность разработки методов определения дисперсионных параметров, их систематических измерений для наиболее распространенных лазерных сред и развития теории динамики лазеров с учетом дисперсии.

В работе проведены измерения дисперсионного параметра второго порядка для ряда квазинепрерывных полупроводниковых лазеров красного диапазона спектра на основе методики, предложенной в [1].

Автокорреляционная функция излучения (АКФ) измеряется с помощью интерферометра Майкельсона. В случае, когда в одно из плеч интерферометра помещают среду с дисперсией показателя преломления, фазы отдельных монохроматических составляющих интерферирующих лучей оказываются зависящими от свойств этой среды. В этом случае на выходе интерферометра вместо АКФ измеряется уже несимметричная кросс-корреляционная функция излучения (ККФ). Для лазерного излучения, спектр излучения которого состоит из узких линий, кросс-корреляционная функция может быть рассчитана по формуле:

$$I(t) = \sum_m I_m \cos \left[\omega_m t - \frac{1}{2} k^* L_0 \Delta \omega^2 m^2 + \varphi(t) \right],$$

где I_m - интенсивность моды излучения лазера с частотой ω_m ; $\Delta \omega$ - разность частот соседних мод; $\varphi(t)$ - медленно меняющаяся часть m -моды; $m = 0, 1, 2, \dots$ - номер моды; t - время, необходимое для прохождения светом длины, равной разности хода лучей в интерферометре Майкельсона.

Таким образом, для расчета ККФ достаточно измерить спектр излучения лазера – интенсивности генерируемых им мод.

Спектры излучения лазеров измерялись с помощью дифракционно-го спектрографа ДФС-8, АКФ излучения - с помощью интерферометра Майкельсона. Для регистрации огибающей АКФ одно из зеркал интерферометра приводилось в колебательное движение вдоль оси интерферометра. На рис. 1 представлены максимумы последовательных порядков АКФ одного из образцов лазера, номера которых приведены рядом.

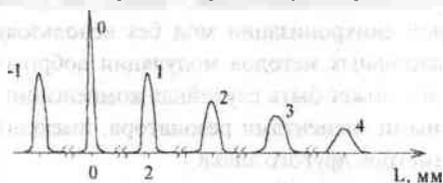


Рис. 1

На рисунке видна характерная особенность АКФ - ширина максимумов последовательно увеличивается с увеличением разности хода интерферирующих лучей. Причина такого увеличения заключается в том, что резонатор лазера является частью экспериментальной установки. При разности хода лучей в интерферометре, равной двойной длине лазерного резонатора, на выходе интерферометра складываются два периодических пуга импульсов, различающихся тем, что один из них испытал дополни-

гельный обход лазерного резонатора. При разностях хода, кратных двойной длине резонатора, складываются цуги, различающиеся тем же числом обходов резонатора. Таким образом, при регистрации АКФ мы фактически регистрируем кросс-корреляционную функцию излучения. При этом роль дисперсионной среды играет активная среда лазера.

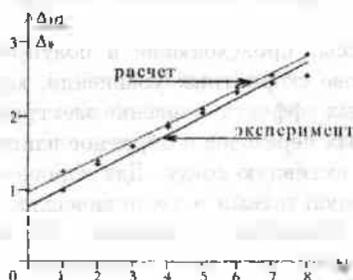


Рис. 2

На рис. 2 приведены типичные (экспериментальная и рассчитанная по спектру) зависимости нормированной полуширины максимума АКФ от порядкового номера N максимума для непрерывного полупроводникового лазера, работающего на длине волны 656 нм. На рисунке видно, что на экспериментальной и теоретической зависимостях имеется линейный участок. Сопоставление указанных зависимостей позволяет определить значение дисперсионного параметра второго порядка активной среды лазера.

В таблице приведены результаты измерений для 5 лазеров.

Номер лазера	λ , нм	$\Delta\omega \cdot 10^{11}$, Гц	$k'' \cdot 10^{25}$, с ² /см
8	670	8,9	0,30
4	668,4	7,0	1,4
01370186	656	4,8	0,205
01370187	655	4,7	0,221
01370188	656	4,9	0,129

Таким образом, измерения показывают, что для полупроводниковых лазеров красного диапазона линейная зависимость (рис. 2) хорошо выполняется, однако значения дисперсионного параметра сильно изменяются от образца к образцу.

1. Борисов В.И., Лебедев В.И./ЖТЭС. 1992, Т. 57, С. 340.
2. Борисов В. И., Лебедев В. И./Квантовая электроника. 1986. Т.13.С.1736.
3. Борисов В. И., Лебедев В. И. В сб. Тез.конф."Оптика лазеров" С:Петербург, 1993, С.221.

ЭФФЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОГО УСИЛЕНИЯ В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРАХ НА ОСНОВЕ АСИММЕТРИЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

А.А.Афоненко, И.С.Манах
Белгосуниверситет, Минск

Обычно процессы, происходящие в полупроводниковых лазерах, описываются на основе скоростных уравнений, которые принимают во внимание два основных эффекта: усиление электромагнитного поля в результате вынужденных переходов и обратное влияние, оказываемое усиливаемым светом на активную среду. Для хорошего согласования с экспериментальными результатами в теоретических расчетах необходимо учитывать эффекты нелинейного усиления. Для обоснования нелинейного усиления предложено несколько механизмов: выгорание пространственных и спектральных провалов, динамический нагрев носителей излучением, зависимость дисперсии показателя преломления от концентрации носителей, возникновение диэлектрической дифракционной решетки внутри резонатора в поле стоячей электромагнитной волны. До настоящего момента нет прямых экспериментальных данных, которые бы с уверенностью установили причину нелинейных эффектов.

В докладе представлен анализ экспериментальных результатов по генерации излучения на двух спектрально разнесенных длинах волн в квантоворазмерных лазерах на основе асимметричных гетероструктур [1], которые косвенно подтверждают доминирующую роль нагрева носителей в нелинейных оптических процессах. В стационарном режиме при увеличении тока накачки в таких структурах вначале возникает генерация длинноволнового излучения (λ_1). При дальнейшем росте тока инжекции появляется более коротковолновое излучение (λ_2), а мощность длинноволнового излучения начинает резко падать до полного прекращения генерации на λ_1 . В некоторых структурах переключение длины волны генерации осуществляется при изменении тока накачки всего на несколько процентов. В динамическом режиме при подаче ступеньки тока накачки наблюдается мощный импульс коротковолнового излучения при начале генерации и плавное, без видимых релаксационных пульсаций, нарастание мощности длинноволнового излучения. Установившиеся значения интенсивностей после окончания переходного процесса соответствовали измеренным в квазистационарном режиме, что исключало влияние теплового нагрева лазерного диода на описанные процессы. Указанные особенности, как отмечено в [2], не могут быть объяснены на основе скоростных уравнений без учета нелинейного усиления.

Намя проведен теоретический анализ кинетических процессов

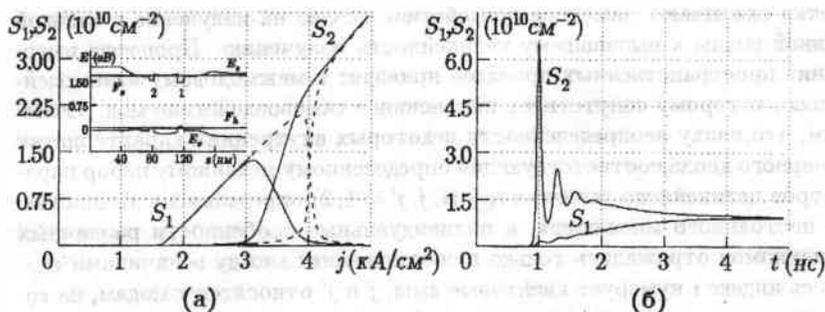


Рис.1. Изменение плотностей фотонов S_1 и S_2 с током накачки при эффективном времени термализации электронного газа $\tau_{\text{eff}} = 5 \text{ ns}$ (сплошные линии) и 6 ps (пунктирные линии) (а) и временные зависимости плотностей фотонов S_1 и S_2 при подаче ступеньки тока накачки (б). На вставке показана зонная диаграмма асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры и положение квазиуровней Ферми

в двухчастотных гетеролазерах с учетом нелинейных электронно-оптических процессов. Необходимость включения нелинейного усиления в скоростные уравнения можно обосновать следующим образом. Во-первых, резкое переключение длины волны с ростом тока накачки имеет сходство с ситуацией жесткого включения генерации, предполагающей наличие при заданном токе накачки одновременно нескольких стационарных решений. С математической точки зрения признаком такой ситуации являются различные знаки характеристического определителя системы скоростных уравнений в стационарном режиме при разных токах инжекции. Последнее возможно реализовать только при преобладании процессов нелинейного взаимодействия между модами λ_1 и λ_2 над процессами самовоздействия мод при дополнительном условии сильной зависимости коэффициентов инжекции в квантовые ямы от их уровня заселенности. Во-вторых, относительно медленный переходный процесс без релаксационных пульсаций отчетливо свидетельствует о наличии действительных корней в характеристическом определителе, что также может быть отражено в математической модели при учете нелинейного усиления.

Анализ известных механизмов нелинейного усиления показал, что необходимое для объяснения экспериментальных данных взаимодействие мод на далекоразнесенных длинах волн может быть описано в рамках модели динамического разогрева носителей светом (рис.1). Спектральные провалы и индуцированная светом диэлектрическая дифракционная ре-

шетка оказывают заметное воздействие только на излучение с близкой длиной волны к вызвавшему нелинейность излучению. Процессы выгорания пространственных провалов приводят к межмодовому взаимодействию, которому сопутствует интенсивное самовоздействие мод. Отметим, что, ввиду неопределенности некоторых внутренних характеристик лазерного диода, соответствующий определенному механизму набор параметров нелинейного усиления $\epsilon_{ijj'}$ ($i, j, j' = 1, 2$) определялся с точностью до постоянного множителя, а индивидуальные особенности различных механизмов отражались только в соотношениях между величинами $\epsilon_{ijj'}$. Здесь индекс i нумерует квантовые ямы, j и j' относятся к модам, на которых отражается оптическая нелинейность и которые эту нелинейность вызывают.

Большая величина ϵ_{221} в модели прямых переходов с учетом динамического разогрева носителей светом объясняется следующим образом. Так как длинноволновое излучение λ_1 генерируется только в квантовой яме 1, то коэффициент усиления в ней на длине волны близок к стабилизации и слабо зависит от температуры электронного газа, поэтому ϵ_{111} и ϵ_{112} малы. С другой стороны, стимулированная рекомбинация в этой яме на большей длине волны приводит к большему нагреву носителей по сравнению с рекомбинацией на λ_2 , так как в ней участвуют носители на более низких уровнях энергий, вследствие чего $\epsilon_{121} > \epsilon_{122}$. Следует отметить, что существуют качественные различия результатов при расчете параметров нелинейного усиления в модели прямых переходов и без правила отбора. В модели прямых переходов величина ϵ , соответствующая максимуму спектра усиления, уменьшается с ростом концентрации неравновесных носителей и стремится к нулю при полном заполнении электронных состояний, участвующих в вынужденных переходах. В модели без правила отбора величина ϵ в широком диапазоне уровней возбуждения остается приблизительно постоянной. Это происходит вследствие участия в вынужденных переходах высокоэнергетических электронных состояний зоны проводимости, числа заполнения которых далеки от 1 и, соответственно, значительно зависят от электронной температуры.

Таким образом, экспериментальные статические и динамические характеристики асимметричных квантоворазмерных гетеролазеров могут быть объяснены с помощью включения в скоростные уравнения нелинейного усиления, причем среди известных механизмов нелинейного усиления наиболее адекватным является динамический разогрев носителей светом.

1. Ikeda S., Shimizu A // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59, N° 5. P. 504-507.
2. Ikeda S., Shimizu A // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 61, N° 9. P. 1016-1018.

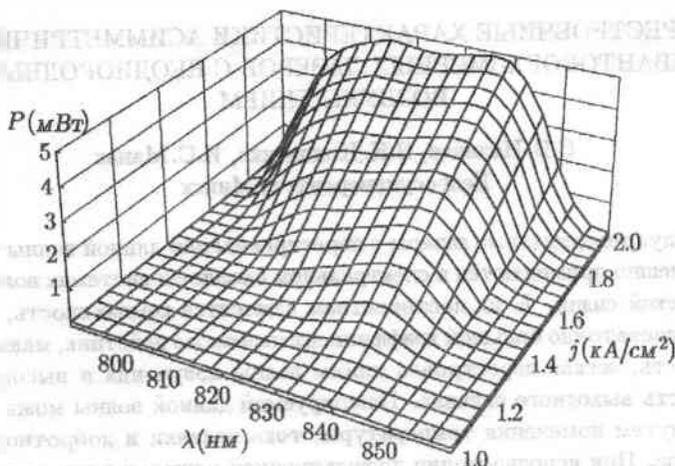
ПЕРЕСТРОЕЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ С НЕОДНОРОДНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

С.В. Налывко, В.К. Кононенко, И.С. Манах
Белгосуниверситет, Минск

Полупроводниковые лазеры с перестраиваемой длиной волны генерации успешно применяются в спектральном анализе и системах волоконно-оптической связи. К их достоинствам относятся компактность, надежность, достаточно большой коэффициент полезного действия, малая инерционность, легкая перестройка длины волны излучения и высокая стабильность выходного сигнала. Генерируемой длиной волны можно управлять путем изменения температуры, тока накачки и добротности резонатора. При использовании дифракционной решетки в качестве селективного элемента внешнего резонатора повышается точность настройки длины волны, что позволяет добиться высокого спектрального разрешения при проведении спектроскопических измерений. Величина диапазона перестройки определяется шириной спектра усиления. Использование многослойных квантоворазмерных гетероструктур дает возможность существенно увеличить ширину спектра усиления.

В работе рассмотрена асимметричная многослойная квантоворазмерная лазерная гетероструктура в системе $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, активная область которой состоит из четырех квантовых ям разной ширины. Равные квантовые ямы дают вклад в суммарный спектр усиления структуры в различных интервалах длин волн. Специальный подбор компонентного состава и уровней легирования барьерных слоев позволяет создать неоднородное возбуждение структуры, при котором суммарный спектр усиления охватывает широкий диапазон длин волн и имеет практически трапецевидную форму.

В качестве внешнего селективного резонатора анализировался модифицированный резонатор Литтмана-Меткалфа, состоящий из дифракционной решетки и зеркала. Излучение, идущее от лазера, испытывает дифракцию на решетке, затем отражается от зеркала, вновь дифрагирует на решетке и возвращается в лазер. Параметры дифракционной решетки подобраны таким образом, что дифрагированное излучение преимущественно распространяется в направлении, соответствующем максимуму дифракции первого порядка. При первой дифракции это направление совпадает с нормалью к зеркалу, а при второй – с направлением на лазер. Перестройка длины волны осуществляется поворотом зеркала, что



Зависимость выходной мощности P лазера на основе асимметричной многослойной квантоворазмерной гетероструктуры во внешнем резонаторе от длины волны генерации λ и плотности тока накачки j .

приводит к изменению угла дифракции, соответствующего первому максимуму, и, следовательно, длины волны, на которой происходит положительная обратная связь. Вывод излучения осуществляется через нулевой дифракционный максимум при первом падении на решетку. Для типичных параметров дифракционной решетки и углов падения и дифракции ширина полосы, в пределах которой осуществляется обратная связь, имеет значение порядка 0.005 нм , что сравнимо с межмодовым расстоянием резонатора. Поэтому во всем диапазоне перестройки происходит устойчивая одномодовая генерация.

Расчитанные зависимости выходной мощности от длины волны и плотности тока накачки показаны на рисунке. Диапазон перестройки составляет $\approx 50 \text{ нм}$ и расширяется с увеличением тока накачки. Изменяя плотность тока накачки и угол поворота зеркала, можно получить генерацию излучения с выходной мощностью порядка 4 мВт в диапазоне длин волн $790\text{--}860 \text{ нм}$.

При использовании других твердых растворов можно реализовать примерно такой же диапазон перестройки в требуемом интервале длин волн. Описанные полупроводниковые источники излучения могут эффективно применяться в когерентной лазерной спектроскопии, химическом анализе, метрологии и мониторинге окружающей среды.

DISTRIBUTED FEED-BACK FORMATION ON ELECTRODE SURFACES OF HIGH POWER SLAB CO₂ LASER RESONATOR

V.A. Saetchnikov, G. Schiffrer*

Belorussian State University, Minsk, Belarus

*Ruhr-University Bochum, Germany

Direct measurements of optical losses in slab CO₂ laser resonators by IR-scanning interferometer shown their complicated dependence on resonator geometry and a quality of elements. Observed effects are well correlated with the first order (both for amplitudes and phases) multimode model modified for variable roughness of electrode surfaces.

Optical losses in the resonator critically determine the efficiency of a CO₂ laser. These losses have been calculated by analyzing the circulation of radiation, reflected or transmitted, when passing through a Scanning-Interferometer. The scanning interferometer based on a stable optical resonator is described and compared to previous technique. To improve accuracy of measured optical losses in slab-resonators, precise mechanical equipment has been developed. Optical losses of the ground and the second order modes of a Macor-slab resonator have been measured for different electrode gaps with the step of 10 microns. It was found that optical losses critically depend on resonator parameters. To obtain more detailed data measurements with smaller steps will be performed. On the basis of measured data the analysis of the mode purity of the transmitted beam can be made. The developed approach is applied to investigate the losses and mode structure of the slab laser resonator with misaligned mirrors and electrodes.

Multimode model of a square bore waveguide laser resonator based on the approach similar to [1-3] have been modified for slab geometry and curved mirrors. The first order approximation both for amplitudes and phases of waveguide and free-space modes have been used. The curvature of the mirror was considered to be much greater than waveguide-mirror distance. Both mirror curvature and the aperture inside laser resonator was suggested to influence mainly the waist and phases of free-space modes. Optical losses for eigenmodes of such system (eigenvectors of the round-trip matrix with 10x10 waveguide modes and 21x21 free space modes) have been investigated with different parameters of the waveguide resonator. The roughness of electrode surface was modelled as statistical grating inside slab.

Computed losses of such a resonator was found to depend strongly on the resonator parameters. Non-smooth and periodical dependence of losses on the resonator length, electrode gap and mirror tilting observed experimentally can be modelled. Some regions of these parameters with very complicated loss variation was found from these data. Optical losses have been demonstrated to change in wide

range for slab CO₂ laser resonator by electrode roughness. Parameters of electrode roughness for improved slab laser resonator have been evaluated. It should be pointed out that the roughness can vary not only the value of losses but also their dependence on parameters.

It was demonstrated that these regions cannot be found for resonator with flat mirrors. Besides, as for electrode length there exist also some period in values of another resonator parameters (for example electrode gap).

Compare to flat mirror resonator with decreasing the curvature radius the variation of losses with the waveguide length becomes more rough, as it was obtained also by authors and more discriminated. Compare relations of resonance and beat frequencies in the waveguide and waveguide-mirror gap following correlations of minimal losses with resonator parameters have been found. The smallest waveguide-mirror gap z for the loss minimum depends strongly and periodically on the waveguide halfwidth. It was shown that this value depends mainly on the coincidence of the frequency separations between axial modes and transverse modes as for Case I waveguide resonator. Small variation of mirror-electrode distance when the electrode gap is around its optimal value is correlated with resonance frequency for varied resonator length. For curved mirror similar coincidence of free space axial and transverse modes was found can also introduce additional loss minima (especially for small curvature radius).

The complicated and non smooth dependence of losses in the waveguide or slab laser resonators observed experimentally can be modeled. Some regions of these parameters with very complicated loss variation can be found from these data. It was obtained that these regions can not be found for resonator with flat mirrors. Besides, as for electrode length there exist also some period in values of another resonator parameters (for example electrode gap).

1. Jakob G., Schiffner G., Saetchnikov V.A. Investigation of CO₂ laser component losses using a scanning-interferometer. Proceedings of the CLEO/Europe-EQEC'96, Hamburg, p.126-128, 1996.
2. J.J.Degnan, D.R.Hall. Finite aperture waveguide laser resonators //IEEE J.Quantum Electron. QE-9, No.2, p.901-910, 1973.
3. C.A.Hill, A.D.Colley. Misalignment effects in a CO₂ waveguide laser //IEEE J.Quantum Electron. QE-26, No.2, p.323-328, 1990.
4. J.Banerji, A.R.Davies, C.A.Hill, R.M.Jenkins, J.R.Redding. Effects of curved mirrors in waveguide resonators //J.Appl. Opt. Vol. 34, No.16, p.3000-3008, 1995.

ОБ ОГРАНИЧЕНИИ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ НЕПРЕРЫВНЫХ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ CO_2 -ЛАЗЕРОВ

В.В.Невдах

Институт физики им.Б.И.Степанова НАНБ, Минск

В настоящей работе приводятся результаты оптимизации мощности генерации $P_{\text{вых}}$ отпаянного непрерывного перестраиваемого CO_2 - лазера, аналогичного описанному в [1]. Были измерены зависимости коэффициента усиления слабого сигнала и мощности генерации при различных величинах пропускания резонатора на линии 10P20 от тока разряда в диапазоне 4-12.5 мА. Максимальная мощность генерации ~1.6 Вт получена при токе 10 мА и пропускании резонатора 12%. Используя аналитическое выражение для $P_{\text{вых}}$ из работы [2], был определен параметр насыщения I_s . Получено, что в то время как коэффициент усиления монотонно уменьшается при увеличении тока разряда, а значит и при увеличении энерговклада в разряд и температуры газа, параметр насыщения непрерывно растет. Произведение этих двух параметров, имеющих противоположные зависимости от температуры, и определяет положение максимума у зависимости $P_{\text{вых}}$ от тока разряда. Ранее в работе [3] было показано, что не увеличение температуры газа является главным фактором, ограничивающим усиление в электроразрядных CO_2 - лазерах, а недостаточная селективность возбуждения молекул CO_2 электронным ударом и их диссоциация, степень которой при больших энерговкладах достигает величины ~ 90%. Анализ показывает, что если добиться минимальной степени диссоциации молекул CO_2 в разряде, например за счет применения такого эффективного катализатора как Au, то мощность генерации отпаянного лазера будет более чем в два раза выше, и она будет достигаться при больших мощностях накачки и, следовательно, при больших температурах активной среды. Такие CO_2 - лазеры могли бы работать и с воздушным охлаждением, что существенно упростило бы их конструкцию.

1. В.В.Невдах, Н.С.Лешенюк, Л.Н.Орлов//Квантовая электроника.10(1983)1485.
2. W.W.Rigrod//Appl. Phys. 36(1965)2487; IEEE J. Quant. Electron. 14(1978)377.
3. В.В.Невдах//Известия РАН. Серия физическая.58(1994)52.

Nd:YAG-ЛАЗЕРЫ С ВР-КОМПРЕССИЕЙ ИМПУЛЬСОВ

А.С.Дементьев

Институт физики, Вильнюс

Разработка и создание мощных твердотельных лазеров остается одним из основных направлений развития квантовой электроники. Современные мощные лазерные системы состоят, как правило, из задающего генератора (ЗГ), устройств коррекции качества пучка ЗГ и усилительной системы, в которой импульс ЗГ усиливается. Включение в состав лазерной системы ВРМБ-зеркала для обращения волнового фронта и ВР-компрессии импульсов позволяет простым способом сразу на порядок повысить мощность выходных импульсов [1-3]. Однако вопрос об изменении качества пучков при сжатии и усилении импульсов требует дополнительных исследований. Снижение числа каскадов ВР-компрессоров для достижения требуемой длительности и энергии импульсов повышает эффективность и надежность всей системы. Поэтому актуальным является также сокращение длительности и уменьшение джиттера импульсов ЗГ. В докладе представлены результаты комплексного теоретического и экспериментального исследования Nd:YAG-лазера с ВРМБ-компрессором и многопроходовым усилителем импульсов.

Моделирование динамики генерации Nd:YAG-лазера с комбинированной активно-пассивной модуляцией добротности короткого резонатора с большими полезными потерями проведено на основе точечной модели лазера [4], в которой учитывалось конечное время жизни и штарковское расщепление верхнего и нижнего рабочих лазерных уровней, зависимость поглощения с основного и возбужденного уровней пассивных лазерных затворов $\text{Cr}^{4+}:\text{GSGG}$ и $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (ПЛЗ) от поляризации излучения, флуктуации мощности накачки и числа затравочных фотонов в генерируемой моде. Результаты моделирования ЗГ с комбинированной активно-пассивной модуляцией добротности при

использовании в расчетах измеренных нами времени релаксации нижнего рабочего уровня и сечений поглощения ПЛЗ хорошо согласуются с результатами экспериментов, в которых получены одномодовые импульсы с энергией ~ 6 мДж, длительностью < 2 нс при джиттере ~ 5 нс. При использовании активной модуляции добротности с отрицательной обратной связью получена одномодовая генерация (96%) импульсов с длительностью < 2 нс и энергией ~ 7 мДж при стабильности по энергии $\pm 1,5\%$ и джиттере $< 0,5$ нс. Созданное программное обеспечение позволяет проводить моделирование динамики генерации твердотельных лазеров и при непрерывной ламповой или диодной накачке.

Исследование влияния сферических aberrаций и супергауссова распределения интенсивности в поперечном сечении импульсов накачки, а также керровской нелинейности ВР-среды на эффективность ВРМБ-компрессии и качество сжатых импульсов показало, что сферические aberrации умеренной величины, хотя и уменьшают несколько степень сжатия, из-за эффекта аподизации не искажают сильно качества сжатых импульсов. Начальные шумовые флуктуации плотности ВР-среды приводят к флуктуациям длительности и энергии сжатых импульсов, получаемых в режиме генерации ВРМБ. Показано также, что относительно небольшая керровская нелинейность ВР-среды может при небольших энергиях импульсов накачки несколько увеличивать степень сжатия. По-видимому, именно такая ситуация реализуется в экспериментах по ВРМБ-компрессии наносекундных импульсов Nd:YAG лазера в четыреххлористом углеороде.

Моделирование эффективности усиления и изменения качества коротких (~ 150 пс) импульсов ВРМБ-компрессора при их усилении в режиме насыщения в Nd:YAG усилителе с учетом конечного времени релаксации нижнего рабочего уровня, наведенной накачкой тепловой оптической неоднородности и самовоздействия интенсивного импульса в активном

элементе, показало, что изменение длительности импульсов в зависимости от входной энергии носит в общем случае немонотонный характер, а фазовые искажения импульсов разной физической природы могут частично компенсироваться, вследствие чего ухудшение качества усиленных импульсов может быть менее значительным; при малой частоте повторения основной причиной ухудшения качества интенсивных импульсов является керровская нелинейность Nd:YAG элементов. Экспериментальное исследование изменения качества импульсов проведено на основе нового стандарта, предлагаемого международной организацией стандартов. Измерение квадратов среднеквадратичных диаметров пучков ЗГ, ВРМБ-компрессора, пассивного и активного Nd:YAG усилителя осуществлялось с помощью ПЗС матриц на основе оригинальной программы обработки данных [5].

При использовании четырехпроходного Nd:YAG усилителя получены импульсы с длительностью ≈ 150 пс и энергией $\approx 0,6$ Дж при частотах следования ~ 10 Гц. Разработанные нами лазеры с ВР-компрессией импульсов производятся фирмой EKSPLA и уже работают во многих странах: Австралии, Германии, Ирландии и других.

1. Р.Р.Бузялис, В.В.Гирдаускас, А.С.Дементьев, Е.К.Косенко, Р.Ю.Чегис, М.С.Шейбак//Известия АН СССР, сер. Физич. Т.55 С.270-278 (1991).
2. Р.Бузялис, А.Дементьев, Е.Косенко, Э.Мураускас//Квантовая электроника, Т.22 С.567-570 (1995).
3. Р.Бузялис, Р.Вайцекаускас, А.Дементьев, Ф.Иванаускас, Е.Косенко, Э.Мураускас, М.Раджюнас//Известия РАН, сер. Физич. Т.60.С.169-177 (1996)
4. Р.Бузялис, А.Дементьев, Е.Косенко, Э.Мураускас, Р.Навакас, М.Раджюнас//Liet. Fiz. Žurn. V.38. P.286-297 (1998).
5. Р.Бузялис, А.Дементьев, Р.Вайцекаускас, Ф.Иванаускас, М.Радавичюс//Liet. Fiz. Žurn. V.38. P.177-183 (1998).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ПРОЯВЛЕНИЙ КВАНТОВЫХ ШУМОВ В СПЕКТРАХ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВКР

В. А. Орлович¹, С. Г. Круглик¹, А. Г. Шведко¹, А. С. Грабчиков¹,
Ю. Уесуги², Ю. Мизутани², Т. Китагава²

¹ Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной Академии наук
Беларуси, Минск

² Institute for Molecular Science, Okazaki National Research Institute,
Okazaki, Japan

Известно, что излучение, генерируемое в процессе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), может обладать макроскопическими флуктуациями, инициируемыми квантовыми шумами. Время и место возникновения, частота и направление распространения первых нескольких спонтанно рассеянных фотонов являются флуктуирующими. В режиме линейного ВКР-усиления эти флуктуации могут возрасти до макроскопического уровня.

В последние два десятилетия достаточно широко исследуются статистические свойства макроскопических флуктуаций в энергии, интенсивности и поперечном распределении излучения. Однако к настоящему времени известны только две экспериментальные работы [1,2], посвященные исследованию макроскопических флуктуаций спектра излучения ВКР. Измерения были выполнены для квазистационарного ВКР, когда дополнительное влияние на флуктуации оказывала столкновительная дефазировка колебаний молекул рассеивающей среды. Цель настоящей работы состояла в исследовании флуктуаций спектра первой (1С) и второй (2С) стоксовых компонент нестационарного ВКР.

В экспериментах использовался Ti:Sa-лазер с регенеративным усилителем и длительностью импульсов 2,5 пс. Это излучение возбуждало ВКР в сжатом водороде (давление 50 атм, длина кюветы 100 см). Измерено для различных значений энергии лазерных импульсов большое число одноимпульсных спектров 1С и 2С.

Из измерений следует, что уже вблизи порога наблюдаются существенные флуктуации амплитуды спектра 1С и флуктуации положения максимума в пределах 2 см^{-1} . При больших значениях энергии E_p накачки (см. рис. 1 (а, б)) спектры существенно уширяются, имеют место флуктуации положения максимумов в пределах 10 см^{-1} и значительные флуктуации формы спектра. Флуктуации в спектре излучения 2С выражены значительно слабее.

Численное моделирование проводилось на основе уравнений, описывающих процесс ВКР в рамках плосковолнового приближения. В соответствии с [1] шумовой источник включался в уравнение для поляризации среды.

Из расчетов следует, что появление сильной модуляции на огибающей спектра стоксовых компонент обусловлено сильной амплитудно-фазовой модуляцией (рис. 1 (в, г)). Дополнительный учет шумов приводит к сильным флуктуациям от импульса к импульсу формы огибающих (рис. 1 (д, е)). Для 1С результаты расчетов находятся в качественном соответствии с экспериментальными данными. Для 2С расчетные спектры промодулированы несколько сильнее. Это обусловлено тем, что в экспериментах регистрировалось суммарное излучение как осевой, так и конусной составляющих 2С.

Таким образом, в нестационарном режиме ВКР в водороде наблюдаются макроскопические флуктуации спектра стоксовых компонент ВКР. Причиной возникновения этих флуктуаций являются флуктуации затравочного излучения спонтанного комбинационного рассеяния.

1. D.C. Mac Person et al // Phys. Rev. Lett., v. 61, 1988, p. 66 -69.
2. R.C.Swanson et al // Phys. Rev. A, 1990, v. 42, p. 6774 - 6783.

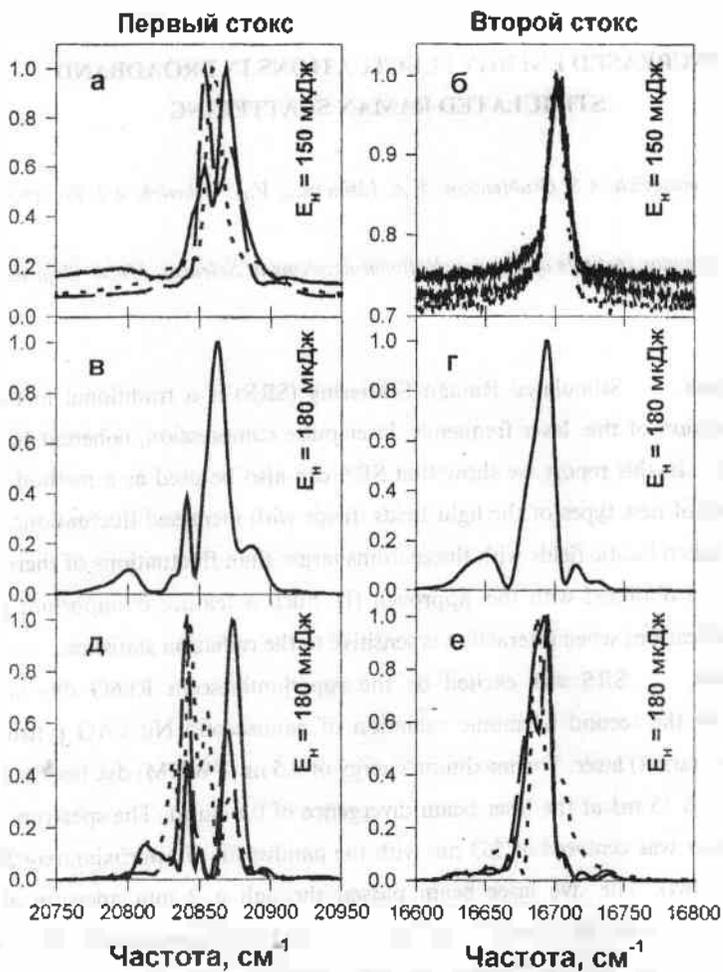


Рис. 1

Измеренные (а,б) и рассчитанные (в-е) без учёта шумов (в,г) и с учётом шумов (д,е) спектры излучения первой и второй стоксовых компонент нестационарного ВКР в сжатом водороде

INCREASED ENERGY FLUCTUATIONS IN BROADBAND STIMULATED RAMAN SCATTERING

P.A. Apanasevich, A.S. Grabtchikov, V.A. Lisinetskii, V.A. Orlovich, A.I. Vodchits

B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences, Minsk, Belarus

Introduction. Stimulated Raman Scattering (SRS) is a traditional method for conversion of the laser frequency, laser pulse compression, coherent beam combining. In this report we show that SRS can also be used as a method for generation of new types of the light fields, fields with increased fluctuations. In part the superchaotic fields with fluctuations larger than fluctuations of thermal field can be obtained with this approach [1]. Such a feature is important for many applications when interaction is sensitive to the radiation statistics.

Experiment. SRS was excited by the superluminescent Rh6G dye laser pumped by the second harmonic radiation of nanosecond Nd:YAG (yttrium aluminum garnet) laser. The maximum energy of 5.5 ns (FWHM) dye laser pulse was equal to 15 mJ at the laser beam divergence of 0.8 mrad. The spectrum of the dye laser was centered at 563 nm with the bandwidth of approximately 290 cm^{-1} (FWHM). The dye laser beam passed through a 2 mm aperture and forming optics (lens with focal length of 2.7 m and 2^x telescope) and then was directed into 140 cm long Raman cell with molecular hydrogen at 50 atm. It excited the first Stokes component of vibrational forward SRS in hydrogen. The second Stokes component and backward SRS were not excited. Photodiodes were used to measure the input pump and Stokes energies. The pump and Stokes signals were digitized by a CAMAC system. The computer performed the data acquisition and the two-dimensional analysis. The main parameters of the distributions such as mean value, standard deviation were calculated.

Equations of stimulated Raman scattering.

For description of SRS process

we used the next set of equations:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial z}\right) E_S = -i \cdot k_1 \cdot Q^* \cdot E_L, \quad (1)$$

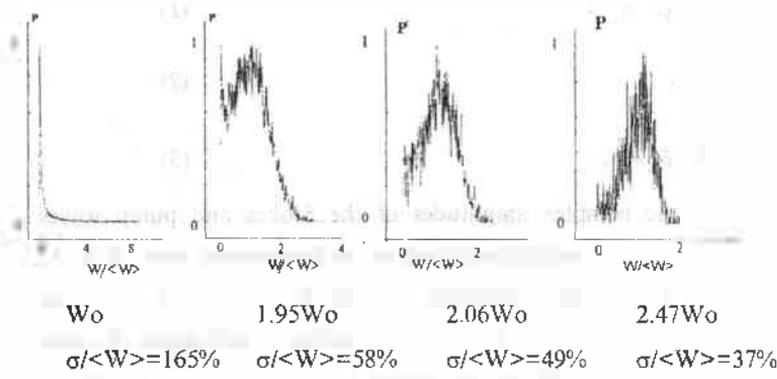
$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial z}\right) E_L = i \cdot k_1 \cdot Q \cdot E_S, \quad (2)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -\Gamma \cdot Q - i \cdot k_1 \cdot E_L \cdot E_S^* + F, \quad (3)$$

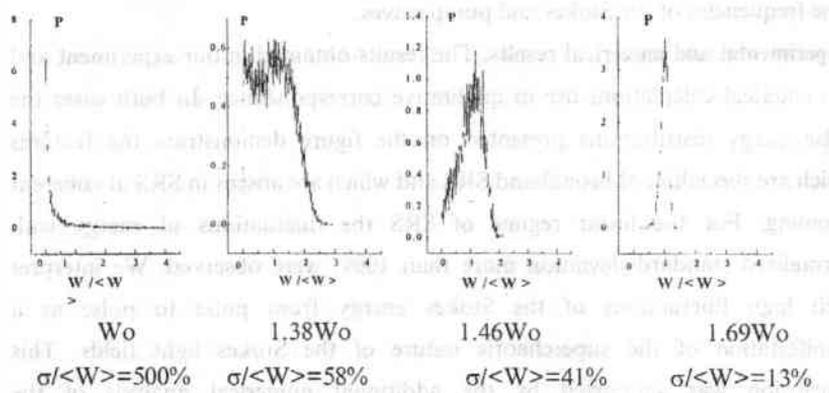
where E_S , E_L are the complex amplitudes of the Stokes and pump waves consequently, and Q is the complex amplitude of the polarization wave, k_1 is the medium constant. The another constants k_2 and k_3 are related to k_1 by $k_2 = 2\pi\hbar \cdot \omega_S \cdot N \cdot k_1^* / c$, $k_3 = 2\pi\hbar \cdot \omega_L \cdot N \cdot k_1 / c$, where N is the concentration of atoms in the medium, Γ - the half-width of collisionally broadened transition between the ground state and the Raman active state, F is the stochastic force, and ω_S and ω_L - the frequencies of the Stokes and pump waves.

Experimental and numerical results. The results obtained in our experiment and in numerical calculations are in qualitative correspondence. In both cases the pulse-energy distributions presented on the figure demonstrate the features which are specialties of broadband SRS and which are absent in SRS at coherent pumping. For the linear regime of SRS the fluctuations of energy with normalized standard deviation more than 100% were observed. We interpret such high fluctuations of the Stokes energy from pulse to pulse as a manifestation of the superchaotic nature of the Stokes light fields. This conclusion was supported by the additional numerical analysis of the distributions for Stokes intensities and Stokes field amplitudes. In the intermediate regime of SRS the specialty of broad-band SRS is a bi-modal distribution of the Stokes energy. A special consideration in numerical calculations showed that an existence of two maximums in distribution was a result of the intensity fluctuations. Excess of the noise in comparison with

coherent pumping case was observed in numerical and experimental results for the nonlinear regime of SRS.



Experimental results



Numerical results

The research described in this publication was made possible in part by grant B-079-97 from International Science and Technology Center.

I. A.S.Grabtchikov, A.I.Vodtchits and V.A.Orlovich Phys. Rev.A. V.56, P.1666-1669 (1997).

ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ЛАЗЕРЫ БЕЗ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

В. А. Савва

Институт физики НАНБ, г. Минск

В последние годы активно обсуждаются явления атомной когерентности и генерация излучения лазерами без инверсии населённости [1-3], парадоксы, связанные с этой областью. В докладе представлен обзор понятий квантовой электроники и нелинейной оптики в указанном контексте.

Хотя в основе квантовой электроники и нелинейной оптики лежит общая дисциплина – квантовая электродинамика, эти области, как правило, используют разные понятия, различный язык. Обычно в лазерной физике необходимым условием генерации излучения является создание инверсии населённости уровней, ответственных за генерацию, а сам процесс генерации излучения осуществляется в процессах вынужденного испускания, происходящих при изменении населённости. В нелинейной оптике источником излучения является поляризация среды (дипольный момент единицы объема), которая обычно создаётся мощной первичной волной.

В докладе обсуждаются особенности и границы применимости различных описаний взаимодействия излучения с веществом, принятых в лазерной физике и нелинейной оптике, а также язык, который используется при обсуждении генерации излучения в лазерах без инверсии населённости.

1. Papers from "Atomic Coherence and Interference", Crested Butte Workshop, 1993
Quantum Optics, 1994, No.4. P. 201 – 389.

2. Joint ICONO/LO'95 Symposium on Atomic Coherence and Amplification without Inversion. Joint Symposia Technical Digest. St. Petersburg. P.65 – 116.

3. Symposium "Interference Phenomena in Atomic Systems". ICONO'98 Technical Digest. M., 1998. ThM, ThR, ThW, FC, FD.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКАЯ ИНФОРМАЦИОННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ЦИФРОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕТЕЙ СВЯЗИ

Я. В. Алишев, В. Н. Урядов, В. Л. Воробьев, В. Н. Кийко, И. С. Кульнис
БГУИР, г. Минск

Фундаментальными недостатками глобальной сети Internet являются большие и непредсказуемые задержки при передаче пакетов через длинные цепочки маршрутизаторов, отсутствие широкополосного доступа к этой сети, а также резкое увеличение стоимости при введении повременной платы за предоставление услуги.

Высокоскоростное подключение к этой сети владельцы многофункциональных терминалов или персональных компьютеров могут легко, а главное дешевле осуществить, используя цифровые волоконно-оптические сети кабельного телевидения, которые характеризуются в тысячи раз более высокой пусковой способностью по сравнению с телефонными сетями.

Разработанная в лаборатории оптоэлектроники БГУИР волоконно-оптическая информационная система [1] для цифровых интегральных сетей связи изготовлена в модульном и моноплатном исполнении.

Основные технические характеристики системы:

- скорость передачи информации 140 Мбит/с;
- длина волны 1,3 (1,55) мкм;
- вероятность ошибки не хуже 10^{-10} ;
- чувствительность оптического приемника -36 дБм;
- тип волокна одномодовый;
- габариты узловой станции 250х360х530 мм;
- аппаратура снабжена резервируемыми первичными (220 → - 60В) и вторичными (- 60В → 5В) источниками питания.

Эта система внедрена в Минской телевизионно-информационной сети и используется для трансляции спутниковой программы ТВ-6 абонентам в ряде микрорайонов города. Она обеспечивает одновременную передачу в цифровой форме телевизионного сигнала со стереофоническим звуковым сопровождением, 4 сигналов стереофонического цифрового звукового вещания, 4 цифровых потоков данных ЭВМ, телефонии и факса со скоростью 2,048 Мбит/с, сигналов телеметрии и служебной связи.

Областью применения системы являются, кроме сетей вещательного телевидения, городские и магистральные линии связи, широкополосные интегральные сети для передачи всех видов цифровой информации.

В настоящее время растет интерес к интерактивным (с обратным каналом) системам, и наиболее привлекательным остается внедрение волоконно-

оптических технологий в абонентские участки, так называемой "последней мили", так как именно этот участок широкополосной цифровой сети интегрально-обслуживания вносит самый существенный вклад в стоимость сети. Резкое снижение стоимости оптических волокон привело к тому, что ряд зарубежных фирм стали создавать абонентские распределительные волоконно-оптические сети, доведя до пользователей от 3 до 100 световодов, что позволяет удовлетворять самые высокие требования к предоставляемым интерактивным услугам.

Разработанная нами система позволяет использовать ее и в сетях интерактивного телевидения, так как в ней предусмотрен и обратный канал.

Правильность выбранного нами пути построения системы цифрового телевидения подтверждается принятым в Европе проектом DVB (Digital Video Broadcasting) [2], к которому присоединились более 200 организаций из 26 стран мира. И теперь уже ясно, что приоритет должен быть отдан цифровым кабельным вещательным системам как более простым с технической, так и целесообразней с экономической точки зрения. Любая попытка задержать предоставление цифровых услуг приведет к значительному ущербу как для промышленного кабельного телевидения, так и для потребителей и тех, кто готовит эти программы. Отставание от передовых стран следует обратить на пользу, жестко следуя рекомендациям ETSI (European Telecommunication Standardization Institute) и других международных организаций.

В нашем коллективе также ведутся работы по выходу на международный научно-технический уровень. Функциональные возможности разработанной нами системы уже в настоящее время в основном соответствуют этим требованиям: повышение надежности и достоверности передачи информации по сети с одновременным снижением эксплуатационных затрат осуществляется глубокой автоматизацией функций контроля, управления и обслуживания, что объясняется органическим внедрением техники ЭВМ в аппаратуру и программным обеспечением диагностики и регулирования параметров системы и сети в целом, а также благодаря модульному принципу исполнения. В системах используются программируемые логические микросхемы высокой степени интеграции, реконфигурация различных цифровых потоков, гибкое предоставление пропускной способности потребителям.

С появлением таких технологических возможностей практически к нулю сводится основное преимущество зарубежных разработчиков в области телекоммуникаций, а отечественные и зарубежные разработчики оказываются в равных стартовых условиях при создании высокоэффективных информационных систем нового класса цифровой волоконно-оптической аппаратуры.

Разработанная система является высокоэффективной, конкурентоспособной аппаратурой, технология и функциональные возможности ее соответствуют мировому уровню (напр. ANTEC (США) при более чем вдвое низкой стоимости), а по отношению к известным образцам СНГ (аппаратура "Стол",

“Телебит”, Россия) превосходят их по функциональным, энергетическим и эксплуатационным характеристикам.

С целью дальнейшего повышения эффективности системы в лаборатории оптоэлектроники ведутся работы по компрессии цифровых потоков. В случае сжатия видеоизображений сокращение избыточности эффективнее всего производить в цифровой области. Известно, что в международном масштабе принят стандарт компрессии видеосигнала MPEG-2 (Motion Picture Expert Group), базирующийся на дискретном косинусном преобразовании, однако этот стандарт приводит к значительным погрешностям изображения при декодировании. Потеря качества изображения в процессе сжатия и распаковки наиболее существенна при использовании системы в медицине из-за опасений диагностических ошибок. Проблема, связанная с использованием аппаратных методов компрессии, удовлетворяющих требованиям по коэффициенту сжатия и качеству восстановления компрессированного изображения, пригодного для массового внедрения, еще не решена.

Поэтому нами ведутся работы по использованию альтернативных методов компрессии цифровых потоков. Одним из наиболее перспективных представляется фрактальное преобразование [3], позволяющее компрессировать изображение с высоким качеством в 8-10 раз.

Основные трудности при фрактальном преобразовании заключаются в необходимости выполнения многочисленных математических операций на каждый дискретный отсчет изображения, и обработка такой информации в реальном масштабе времени требует огромного быстродействия видеосервера. Эта проблема может быть решена с использованием новейших высокопроизводительных сигнальных процессоров, производительность которых составляет несколько миллиардов операций в секунду, что обеспечит реализацию сложных математических алгоритмов сжатия.

Разработка принципов построения устройств компрессии на базе сигнальных процессоров, алгоритмов обработки информации и программного обеспечения является весьма актуальной задачей, без решения которой невозможно создание систем телекоммуникаций, отвечающих всем современным требованиям.

1. Я. В. Алишев, В. Н. Урядов, В. П. Путилин, В. Л. Воробьев. Цифровая волоконно-оптическая система для сетей кабельного телевидения и передачи данных // Известия БИА . 1997. №2. С. 44-47.

2. Л. И. Зеленина. Международный проект цифрового телевидения DVB Техника кино и телевидения . 1997. №5. С. 3-6.

3. Barnsley M. F., Sloan A. D. Method and Apparatus for Processing Digital Data, U. S. Patent N 5.065.447, 1990.

АМПЛИТУДНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫХОДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ЛАВИННЫХ ФОТОДИОДОВ, РАБОТАЮЩИХ В РЕЖИМЕ СЧЕТА ФОТОНОВ.

А.О. Зеневич, В.А. Сизюк

Белгосуниверситет информатики и радиоэлектроники, г. Минск

Лавинные фотодиоды (ЛФД), работающие в режиме счета фотонов, нашли широкое применение для определения статистических распределений оптических полей лазерных излучений в ближней инфракрасной области спектра [1]. При температурах $T=273+300\text{K}$ в настоящее время в режиме счета фотонов для этой цели используются кремниевые лавинные фотодиоды структур p^+-p^+ и $p^+-p-i-p^+$ [2,3]. Однако, как показывает практика [2], не все ЛФД (изготовленные из одного материала и имеющие сходную структуру) обладают одинаковой чувствительностью и другими характеристиками. Одним из основных электрофизических параметров, определяющих чувствительность фотоприемников, является амплитудное распределение выходных импульсов (АРИ)[2].

В работе исследовано влияние числа каналов микроплазменных пробоев p - n -перехода, интенсивности засветки фоточувствительной площадки и длины волны регистрируемого излучения на амплитудные распределения импульсов лавинных фотодиодов ФД-115Л и ВРУР52 (структур p^+-p^+ и $p^+-p-i-p^+$), работающих в режиме одноквантовой регистрации оптического излучения.

На фоточувствительных площадках ЛФД со сложной структурой распределения выходных импульсов экспериментально найдено до трех областей микроплазменных пробоев. Показано, что форма результирующих амплитудных распределений определяется параметрами

распределений выходных импульсов для каждого из микроплазменных каналов (рис.1).

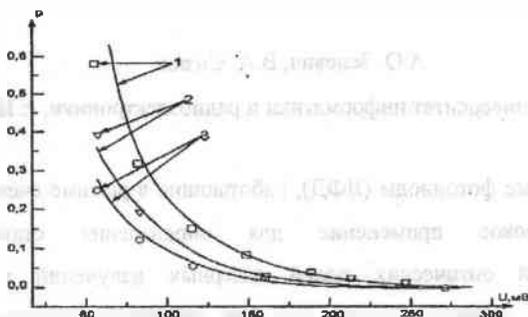


Рис.1. Вероятность превышения микроплазменными импульсами порога дискриминации для различных точек засветки (1,2,3) фоточувствительной площадки

Найдено, что при интенсивности засветки фотоплощадки ЛФД $10^{11} \div 10^{11}$ Вт/см² амплитудные распределения остаются неизменными, с увеличением интенсивности оптического излучения до $10^{11} \div 10^{10}$ Вт/см² происходит рост низкоамплитудной части АРИ и уменьшение высокоамплитудной, при интенсивностях излучения более 10^6 Вт/см² амплитудное распределение трансформируется к простому экспоненциальному виду (рис.2).

Установлено, что в режиме счета фотонов амплитудное распределение выходных импульсов не зависит от длины волны регистрируемого излучения.

Построена компьютерная модель работы ЛФД на основе метода Монте-Карло [4]. В модели учтены взаимодействия заряженных частиц с акустическими, оптическими колебаниями кристаллической решетки полупроводника и ударная ионизация. Полученное согласно данной

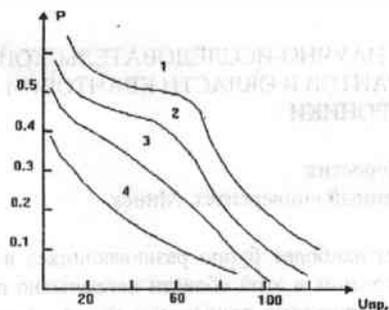


Рис.2. Зависимость амплитудного распределения выходных импульсов ЛФД от интенсивности засветки

модели время восстановления электрического поля с учетом дополнительной емкости всей фотоплощадки ЛФД согласуется с экспериментальными данными. Теоретически подтверждено, что при напряженности электрического поля в микроплазменном пробое, обеспечивающей одноквантовый режим регистрации излучения ($>10^5$ В/см), амплитуда выходных импульсов не зависит от длины волны регистрируемого излучения.

1. Zappa F., Lacaíta A.L., Cova S.D., Lovati P. Solid-state single-photon detectors // *Optical Engineers*, v.35, №4, 1996, p. 938-945.
2. Гулаков И.Р., Холондырев С.В. Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. Мн., 1989. 256с.
3. Shimizu K., Fujise M., Nunokawa M. Synchronous single-photon counting using an Si avalanche photodiode// *Electronics Letters*, v.23, №24, 1987, p. 1307-1308.
4. Сизюк В.А. Моделирование токопереноса в кремниевом p^+n-p^+ -лавинно-пролетном диоде методом Монте-Карло // *Вести НАНБ*, сер. физ.-тех. н. №4. 1997. С.62-67.

ОСОБЕННОСТИ ОРГАНИЗАЦИИ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЫ СТУДЕНТОВ И АСПИРАНТОВ В ОБЛАСТИ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

К.Н.Коростик

Белорусский государственный университет, Минск

Квантовая электроника - одна из наиболее бурно развивающихся в настоящее время отраслей науки. Исследования в этой области непрерывно приводят к созданию новых и все более совершенных приборов и систем, использующих принципы квантовой электроники. Эти разработки позволяют на более высоком уровне решать вопросы передачи и обработки информации, технологические, медицинские и другие проблемы. Однако всевозрастающая скорость накопления знаний, непрерывный рост объема информации по этим проблемам требуют совершенствования и разработки новых технологий образования в области квантовой электроники.

Практически все новые разработки по совершенствованию подготовки специалистов в указанной области в той или иной степени базируются на идее формирования у обучающихся способностей к творческому участию в процессе обучения. Углубление и развитие этой идеи приводит к пониманию необходимости формирования у будущих специалистов готовности и навыков к непрерывному обновлению знаний, самостоятельному творческому поиску. Универсальным средством для формирования таких качеств является научно-исследовательская работа (НИР).

В докладе рассматриваются вопросы организационно-методического обеспечения НИР студентов и аспирантов в области квантовой электроники. Показано, что НИР является основой в формировании творческих способностей таких специалистов в условиях университетского подхода к образованию, сочетающего в себе широту и фундаментальность образования, при наличии развитой научно-исследовательской базы, а также при использовании определенных организационно-методических и управленческих мер для стимулирования такой деятельности.

Показано, что НИР является основой исследовательского метода обучения, который позволяет раскрыть и совершенствовать способности обучающегося. Подчеркивается, что, в отличие от обычного усвоения знаний, НИР формирует такие качества, как умение рассуждать логично, обобщать и сводить сложное к элементарному, объяснять причину явлений, ставить задачу и решать ее различными способами, правильно и лаконично выражать свои мысли. При этом НИР выступает универсальным средством как на стадии отбора способных к творческой деятельности людей, так и на стадии развития и углубления этих способностей. Особо отмечается роль НИР в формировании системы навыков решения научной проблемы [1], не препятствующей, однако, развитию творческой инициативы.

Рассматриваются проблемы вовлечения студентов младших курсов в научно-исследовательскую деятельность в условиях еще недостаточного багажа знаний в области квантовой электроники. Показано, что для решения этой проблемы может быть полезным опыт, когда для студентов младших курсов, имеющих склонности и желание участвовать в НИР, под руководством опытного преподавателя силами студентов-старшекурсников читается цикл докладов, излагающих азы курсов, которые будут читаться в дальнейшем. При этом решается не только указанная проблема, но и систематизируются знания старшекурсников, а студенты младших курсов готовятся к системному восприятию материала. Такой опыт уже используется на ряде факультетов Белгосуниверситета и показал свою эффективность [2].

Обсуждается значение НИР для успешного обучения в аспирантуре. Подчеркивается, что наличие навыков в ее проведении, приобретенных в студенческие годы, а также созданный научный задел до поступления в аспирантуру являются решающим фактором при подготовке специалиста высшей квалификации в области квантовой электроники в установленные сроки.

Рассматривается роль научно-технической базы в организации НИР и учебного процесса студентов и аспирантов. Показано, что в сложившихся экономических условиях использование экспериментально-технологической базы НИИ и научных лабораторий Белгосуниверситета позволяет в какой-то мере решить проблему старения оборудования учебных практикумов и материального обеспечения НИР. Рассматриваются практические примеры решения этой проблемы [3].

Таким образом, совокупность всех характерных черт и особенностей, присущих такой деятельности, как НИР, позволяет использовать ее в качестве основного инструмента при формировании у студентов и аспирантов творческих способностей и подготовке высококвалифицированных специалистов в области квантовой электроники, способных к непрерывному развитию и обновлению знаний, полученных в высшем учебном заведении.

1. Коростик К.Н. Методические аспекты проведения теоретического исследования при выполнении дипломных работ студентами-радиофизиками//Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе. - Мн.:Белгосуниверситет,1996. - С.3-7.
2. Песнякович А.Г. Роль студенческого научного кружка в подготовке квалифицированных специалистов//Опыт и проблемы организации научно-исследовательской работы студентов: Тезисы докладов Международной научно-практической конференции и X республиканского научно-методического семинара (15-17 октября 1997г., Минск). Мн.:Белгосуниверситет, 1997. С.258-260.
3. Федотов А.К., Дроздов Н.А. Проблемы повышения уровня подготовки студентов и магистрантов университетов в области современного физического эксперимента//Там же. С.189-191.

ДИНАМИКА МОЛЕКУЛЯРНЫХ МНОГОУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ В ДВУХМОДОВОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

А. С. Мазуренко, В. А. Савва

Институт физики НАНБ, г. Минск

Двухчастотное когерентное возбуждение многоуровневых систем приводит к сложной динамике населенностей уровней. В некоторых моделях [1] такое возбуждение является причиной хаотической динамики населенностей. Точное аналитическое решение задачи о возбуждении многоуровневых систем в многочастотном поле найдено только в нескольких частных случаях [2, 3, 4].

Сформулирован аналитический метод, основанный на ортогональных функциях, для получения точных решений уравнений, описывающих возбуждение многоуровневых систем в произвольном поле. Использование ортогональных экспоненциальных функций позволило найти точные решения для N -уровневых и бесконечноуровневой эквидистантных систем.

Как и в случае одномодового поля, при двухчастотном возбуждении последовательно заселяются уровни энергии, и в каждый момент времени существует верхняя граница заселения уровней. Установлен эффект двукратного увеличения наибольшего номера заселенного уровня при синфазном двухмодовом возбуждении по сравнению с противофазным. Приведены и другие особенности двухчастотного возбуждения, вытекающие из полученных точных решений.

1. Берман Г. П., Заславский Г. М., Коловский А. Р. // ЖЭТФ. 81 (1981), 506.
2. Парамонов Г. К., Савва В. А. // Препринт ИФ АНБ. 314 (1983).
3. Савва В. А. // Дисс. докт. физ.-мат. наук: 01.04.05, Минск (1988).
4. Ficek Z., Freedhoff H. S. // Phys. Rev. A 48 (1993), 3092.

ЭЛЕКТРОННО-ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ МНОГОЧАСТОТНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТКАХ

Э.А. Бакай, В.И. Кравченко, Б.Д. Павлик

Институт прикладных проблем физики и биофизики НАНУ, Киев.

Теоретически исследуется проблема создания новых более эффективных методов управления спектром излучения лазеров с однородно уширенной линией усиления. Один из наиболее эффективных и широко используемых в настоящее время с этой целью методов, предложенный [1] и детально исследованный в целой серии работ одного из авторов (В.И.Кравченко), в основе которого лежит использование в лазерах дисперсионных резонаторов с акустооптическим дефлектором, имеет ряд ограничений, связанных с природой дифракции световых волн на акустических (узругих) решетках показателя преломления.

Целью настоящей работы является поиск новых подходов к решению задачи о создании лазеров, работающих в режиме генерации нескольких длин волн, значения которых отличаются на единицы и десятки нанометров и в этих же пределах могут независимо перестраиваться. Предполагается, что искомые методы будут свободны от недостатков, присущих существующим методам. В последнее время в нашем институте предлагается и разрабатывается несколько подходов, из которых в настоящем сообщении мы остановимся только на двух из них: а) синхронизации излучения нескольких одноволновых перестраиваемых лазеров, б) использовании для отклонения луча, а точнее для расщепления его на несколько пучков (получение «лазерного веера»), в дисперсионном резонаторе новых механизмов записи динамических решеток показателя преломления в фоторефрактивных средах. В последнем случае будут рассмотрены различные механизмы (см., например, [2], [3]) световоиндуцированной модуляции плотности носителей заряда (или примесей, примесных центров, вакансий, дефектов и т.п.) в твердом теле (кристаллы, полупроводники), модуляция плотности молекул и их фрагментов (например, хромофоров) в растворах, имеющих широкие (1-10 нм) линии люминесценции, в пределах которых может произойти перестройка частоты излучения, а также некоторые механизмы создания бегущих и стоячих решеток показателя преломления в газовых средах (плазма, пучки атомов и ионов), в частности, будут рассмотрены возможности использования для создания оптических кристаллов силы светового давления на атомы и молекулы [4-6] и использования эффекта Доплера для изменения длины волны излучения пучка смеси ионов.

Работа проводится в рамках проекта Украинского научно-технического центра №437.

1. Кравченко В.И. Оптический квантовый генератор. А.с. 337873, СССР. Опубл.05.05.72 в БИ. 1972. №15
2. Летохов В.С., Павлик Б.Д. Авторезонансная обратная связь в лазерах // ЖТФ. 1968. Т.38, №2. С.343-355.
3. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. Лазеры на динамических решетках. М.: Наука, Физматлит, 1990
4. Мичонин В.Г., Летохов В.С. Давление лазерного излучения на атомы. - М.: Наука, 1986
5. Казанцев А.И., Сурдутович Г.И., Яковлев В.П. Механическое действие света на атомы. - М.: Наука, 1991.
6. Павлик Б.Д. Холодные и ультрахолодные атомы. Киев. Наукова думка, 1993.

INVESTIGATION OF SLAB SOLID-STATE LASER WITH NEW SCHEME OF RESONATOR

L.Orlov, J.Nekrashevich, *Institute of Physics, Minsk;*

V.Zhukovsky, *Institute of Atomic and Molecular Physics, Minsk, Belarus*

The main practical limitations in the operation of any solid-rod laser due to the thermal gradients could be solved by development of the rectangular-slab laser with a good cooling. Such construction permits to obtain a uniform pumping of large volumes of active media with high gain and low thermal lensing. But it is very difficult to extract all energy from the whole volume with ordinary resonators.

We have suggested the original scheme of the active element, which side walls (located under a small angle one to another) together with a semitransparent output mirror will form a multipass resonator. Varying geometry of a resonator, it is possible to realize from 10 up to 150 passes of a radiation across active media and to receive large effective length at small actual sizes of crystal. The numerical modeling of the solid-state laser with such resonator was carried out; a lot of parameters of an active medium were defined experimentally: gain and absorption coefficients, parameters of saturation and losses for a glass and YAG with Nd. The evaluations have shown, that the less sizes of crystal, the more gain in effective length and output power could be obtained.

It was created an experimental model of such laser with glass:Nd active element $5 \times 6 \times 60 \text{ mm}^3$; the angle of declination of side faces with reflecting coatings was 1° . The carried out measurements have shown, that, in the full correspondence with calculation, the output power of such laser was almost doubled in comparison with a rod laser of the same sizes and with the same pumping.

It is shown, that the used approach is the most convenient in the case of solid-state lasers with laser diode pumping, especially for the microchip SSL. It is offered a lot of original designs for lasers with longitudinal, transversal and side pumping without any collimator.

This work is financed in part by the Fundamental Research Foundation of Belarus.

ВЫСОКОКОГЕРЕНТНЫЙ РУБИНОВЫЙ ЛАЗЕР С ПРИЗМЕННЫМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ ЗАТВОРОМ-ОТРАЖАТЕЛЕМ

Б.Н. Тюшкевич, О.В. Рыбаковский, Ю.Б. Тюшкевич, П.Г. Щая-Зубров
Институт электроники НАНБ, г. Минск

Концевые электрооптические затворы-отражатели, как правило, выполнены с призмой-крышкой, что затрудняет селекцию основной поперечной моды в лазерной генерации и тем самым использование лазеров с подобными модуляторами добротности в голографии и голографической интерферометрии.

Нами модернизирована оптическая схема лазера, имеющего призмные либо уголковые отражатели, подобно [1]. При этом не только решена задача формирования основной поперечной моды в генерируемых гигантских импульсах при работе лазера в моно- и двухимпульсном режиме, но и почти в два раза повышены энергетические параметры генерируемой TEM_{00} моды по сравнению с формируемой в линейном резонаторе.

Реализован ряд оптических схем рубиновых лазеров с концевыми электрооптическими затворами-отражателями типа МДЭ-2 либо построенными по схеме Шамбунова и проведен сравнительный анализ параметров формируемого в них лазерного излучения. Комбинированный способ модуляции добротности резонаторов (наряду с электрооптическими затворами-отражателями использовался просветляющийся фильтр - раствор красителя 1044 в этаноле) обеспечил формирование высококогерентного лазерного излучения в каждом из гигантских импульсов. Разработанный на базе двух вакуумных искровых реле ВИР-14 блок управления электрооптическим затвором позволял осуществлять привязку во времени моментов лазерной генерации к необходимой фазе колебательного процесса при голографической регистрации форм колебаний изделий.

1. Заявка 970203, РБ, МПК⁶ H01S 3/082. Лазер / Б.Н. Тюшкевич, Ю.Б.Тюшкевич, О.В.Рыбаковский. - Реш. о выдаче пат. РБ от 27.05.98 г.

ДВУХИМПУЛЬСНЫЙ РУБИНОВЫЙ ЛАЗЕР С ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ РАЗВЕТВЛЕННОГО АНИЗОТРОПНОГО РЕЗОНАТОРА

Б.Н. Тюшкевич, Ю.Б. Тюшкевич, П.Г. Щая-Зубров, О.В. Рыбаковский
Институт электроники НАНБ, г. Минск

При фотоэлектрическом включении активного затвора с использованием просветляющегося фильтра [1] для формирования двух гигантских импульсов с временным интервалом, перестраиваемым в пределах длительности импульса накачки, достаточно одного блока управления для однократного включения затвора и переменной линии задержки в цепи его запуска.

Нами реализован подобный режим генерации рубинового лазера с использованием разветвленного трехзеркального анизотропного резонатора и соответствующего размещения в нем активных элементов. Управление электрооптическим затвором на основе кристалла KDP z-среза осуществлялось стандартным блоком БПЗ-2Л, в цепь запуска которого были подсоединены фотоэлемент ФК-19 и генератор Г5-54 в качестве переменной линии задержки. Просветляющимся фильтром служила кювета с раствором красителя 1044 в этаноле. Ветви резонатора оптически связаны между собой через поляризационный элемент. Общий для двух активных элементов выходной отражатель обеспечил сведение лучей каждого из гигантских импульсов в одно направление. Исследованы различные варианты использования просветляющегося фильтра с целью улучшения спектральных характеристик гигантских импульсов. В рассматриваемом лазере диапазон перестройки временного интервала между гигантскими импульсами в отличие от лазера [1] практически неограничен ни в сторону больших, ни в сторону малых величин.

1. А. с. 626653, СССР, МКИ³ H01S 3/082. Оптический квантовый генератор / А.А. Ковалев, Б.Н. Тюшкевич. - Приоритет от 06.06.77.

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ И ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ПЛОСКОСТИ XY КРИСТАЛЛА КТР ПРИ НАКАЧКЕ 2-Й ГАРМОНИКОЙ Nd:YAG ЛАЗЕРА

Н.В.Кондратюк, А.А.Шагов

Межотраслевой институт повышения квалификации при БГПА, г.Минск

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований характеристик излучения, генерируемого в кристалле КТР длиной 12 мм с ориентацией $\varphi=24,5^\circ$, $\theta=90^\circ$ при накачке 2-й гармоникой импульсного Nd:YAG-лазера ($\lambda_p=532,1\text{нм}$, $\tau_p=6\text{нс}$, $\varnothing_p=5\text{мм}$, $\theta<1\text{мрад}$).

1. При возбуждении кристалла КТР o -лучом получена генерация стокового излучения в виде 4-х пучков, расположенных симметрично по обе стороны пучка накачки в плоскости XY. В первых двух пучках, выходящих из кристалла под углами $\alpha_1 \approx \pm 2,26^\circ$ генерировалось излучение с длиной волны 537,6 нм. Во вторых двух пучках, выходящих из кристалла под углами $\alpha_1 \approx \pm 4,5^\circ$ генерировалось излучение с длиной волны 543,2 нм.

2. Исследованы генерационные характеристики ВКР-генератора на кристалле КТР с неколлинеарной схемой возбуждения o -лучом. При температуре 22°C пороговая энергия импульсов накачки $\sim 35\text{мДж}$. При энергии импульсов накачки 100мДж энергия импульсов излучения на $\lambda_{s1}=537,6\text{нм}$ составляла $\sim 1\text{мДж}$. При температуре 80°C энергия импульсов генерации уменьшалась до $1,5\text{мДж}$. Рассчитанное значение коэффициента ВКР-усиления составляет $\sim 30\text{см/лВт}$ при температуре 22°C .

3. Исследованы генерационные характеристики ПГС на кристалле КТР с неколлинеарной схемой возбуждения e -лучом. Получена одновременно генерация четырех длин волн: $532,1^\circ \rightarrow 1054,5^\circ \oplus 1074,1^\circ$, $532,1^\circ \rightarrow 1059,3^\circ \oplus 1069,2^\circ$, а также генерация антистокового излучения при суммировании частот параметрического генератора $1069,2^\circ \oplus 1054,5^\circ \rightarrow 530,9^\circ$.

Механизм пассивной синхронизации мод фемтосекундного титан-сапфирового лазера при импульсной синхронной накачке ограниченным цугом пикосекундных импульсов

Н.А.Борисевич, О.В.Буганов, С.А.Тихомиров, Г.Б.Толсторожев, Г.Л.Шкряд
Институт молекулярной и атомной физики Национальной академии наук
пр. Ф.Скорины, 70, 220072, Минск, Беларусь

Последнее десятилетие отмечено быстрым развитием техники генерации фемтосекундных импульсов с использованием полностью твердотельных лазерных систем. На настоящий момент практически во всех фемтосекундных лазерных системах в качестве источников накачки используются непрерывные газовые (ионные) либо твердотельные лазеры. Существенным практическим недостатком такой традиционной схемы получения фемтосекундных импульсов является высокая стоимость лазеров накачки. Недавно [1] нами были получены фемтосекундные импульсы при синхронной накачке титан-сапфирового лазера ограниченным во времени цугом пикосекундных импульсов. Ограниченность накачки по времени приводит к существенным особенностям в механизме синхронизации мод по сравнению с традиционными системами, что предьявляет специфические требования к параметрам резонатора фемтосекундного титан-сапфирового лазера.

В данной работе сообщается о результатах исследования динамики развития фемтосекундных лазерных импульсов в условиях импульсной синхронной накачки. Проведенный теоретический анализ на основе самосогласованного ABCD-метода [2,3] позволил выяснить особенности механизма пассивной синхронизации мод для таких лазеров.

В качестве накачки титан-сапфирового лазера используется лазер на неодимовом стекле с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью (длительность цуга накачки около 50 пс). Фемтосекундный титан-сапфировый лазер, генерирующий импульсы длительностью 50 фс (схема лазера на рис. 1), имеет сильно несимметричную четырехзеркальную Z-конфигурацию с некоторым астигматизмом. Резонатор лазера находится в верхней области стабильности. Как показали расчеты, единственным механизмом пассивной синхронизации мод для этого лазера является так называемый KLM-механизм на мягкой апертуре, образуемой профилем накачки в активной среде. Дополнительная диафрагма в длинном плече резонатора служит, как элемент отрицательной обратной связи, для стабилизации режима пассивной синхронизации мод. Исследованы условия устойчивости функционирования данного лазера.

На основе полученных экспериментальных и теоретических результатов предлагаются практические рекомендации по настройке фемтосекундного лазера с импульсной синхронной накачкой ограниченным цугом пикосекундных импульсов.

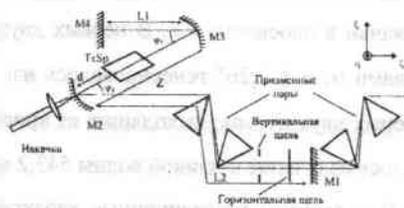


Рис. 1 Схема фемтосекундного лазера

1. Борисевич Н.А., Буганов О.В., Тихомиров С.А., Толсторожев Г.Б. *Квантовая электроника*, 23, 1003 (1996).
2. Magni V., Cerullo G., De Silvestri S. *Opt. Commun.*, 96, 348 (1993).
3. Lin K.-H., Hsieh W.-F. *JOSA*, B, 11, 737 (1994).

ИМПУЛЬСНЫЙ ДВУХКАНАЛЬНЫЙ Nd:YAG - ЛАЗЕР С
ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ РАЗВЯЗКОЙ
ДЛЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЗАПИСИ НА
ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

А.А.Ковалев,С.Н.Жданович
Институт электроники НАН Беларуси, г.Минск

В работе [1] сообщалось о разработке импульсных Nd:YAG - лазеров с составным резонатором для данных систем. В них ИК излучение $\lambda_1=1,064$ мкм квазистационарной генерации используется для бесконтактной тепловой обработки фототермопластического /ФТП/ носителя, а излучение наносекундного импульса после удвоения частоты $\lambda_2 = 0,532$ мкм/ - для экспонирования. Совмещение в одном твердотельном лазере источников излучения для экспонирования и теплового воздействия определяет двойной подход к задаче обеспечения необходимых параметров излучения и управления ими. Для экспонирования нужен высококогерентный импульс света, чтобы обеспечить запись голограмм не только плоских двумерных транспарантов, но и объемных сцен и предметов. А для проявления рельефно-фазовой голограммы необходимо обеспечить заданную энергию ИК излучения. Одновременное выполнение требований к энергетическим и спектральным параметрам излучения является сложной задачей в силу их противоречивости.

В докладе сообщается о разработке импульсного двухканального Nd:YAG-лазера с поляризационной, внутриврезонаторной развязкой каналов генерации моноимпульсного излучения для канала экспонирования и излучения свободной генерации для канала проявления [2]. Создание независимых каналов генерации лазера на различных этапах его работы осуществлялось путем построения автономных, оптически связанных резонаторов для р- и s- компонент излучения активного элемента. Поляризационная развязка осуществлялась путем выведения из основного резонатора s-компоненты излучения с λ_1 и пространственного разделения излучения основной λ_1 и удвоенной λ_2 частот с помощью двухчастотного диэлектрического поляризатора. Улучшение когерентных свойств излучения для экспонирования достигалось без уменьшения энергии импульса ИК проявления.

1. А.А.Ковалев,С.Н.Жданович //Труды III конф. по лазерной физике и спектроск. 1997. Т.1. С.95-97.

2. А.А.Ковалев, С.Н.Жданович. -А.С. N 1354981 SU. Оpubл. 10.1.95. - Бюл. N1.

ЛАЗЕР С НЕСТАЦИОНАРНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

В.И. Сардыко

Высший колледж связи, Минск

Из уравнений Максвелла следует, что в стационарном режиме генерации встречные волны в лазере удовлетворяют уравнению

$$\frac{d}{dz} \hat{\epsilon} = (\hat{S} + \hat{v}_l + \hat{v}_{nl}) \hat{\epsilon}, \quad (1)$$

где z - аксиальная координата, $\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_+ \\ \epsilon_- \end{pmatrix} = ik \hat{I}$, $k = \omega/c$ - волновое число,

$\frac{1}{2\pi} v_{l,nl}$ - матрицы линейной и нелинейной восприимчивости лазерной среды.

Единственным приближением здесь является приближение плоских волн. Осуществим для встречных волн замену $dz = \pm c dt$. Тогда

$$\frac{d}{dt} \hat{E} = (\hat{w}_l + \hat{w}_{nl}) \hat{E}, \quad (2)$$

где $\hat{E} = e^{i\omega t} \hat{\epsilon}$ - матрица медленно меняющихся комплексных амплитуд для встречных волн, $\hat{w}_{l,nl} = c v_{l,nl} \hat{I}$, $c \hat{S} \hat{I} = i\omega$. Подобно тому, как в (1) $\hat{v}_{l,nl}$

могут зависеть от z , в (2) будем считать, что $\hat{w}_{l,nl}$ имеет зависимость от t , а решение уравнения (2) определяет медленную по сравнению с оптическими частотами зависимость матрицы амплитуд \hat{E} .

Релаксационные параметры резонатора значительно больше плазменных, поэтому рассмотрим решение уравнения (2) без учета нелинейных эффектов.

Пусть $\hat{w}_l = \{w_{ij}(t)\}$, $i, j = 1, 2$. Тогда решением уравнения (2) является

$$\hat{E}(t) = \hat{W}(t) \hat{E}_0. \quad (3)$$

где

$$W_{11} = \exp \left\{ \int_0^t dt_1 u_{12}(t_1) \int_0^{t_1} dt_2 u_{21}(t_2) \right\}$$

$$W_{12} = \exp \left\{ \int_0^t dt_1 w_{11}(t_1) \int_0^{t_1} dt_2 u_{12}(t_2) \exp \left[\int_0^{t_2} dt_3 u_{21}(t_3) \int_0^{t_3} dt_4 u_{12}(t_4) \right] \cdot \exp \left(- \int_0^t dt_1 w_{22}(t_1) \right) \right\}$$

$$W_{21} = \exp \left\{ \int_0^t dt_1 w_{22}(t_1) \int_0^{t_1} dt_2 u_{21}(t_2) \cdot \exp \left[\int_0^{t_2} dt_3 u_{12}(t_3) \int_0^{t_3} dt_4 u_{21}(t_4) \right] \cdot \exp \left(- \int_0^t dt_1 w_{11}(t_1) \right) \right\}$$

$$W_{22} = \exp \left\{ \int_0^t dt_1 u_{21}(t_1) \int_0^{t_1} dt_2 u_{12}(t_2) \right\}$$

$$u_{12} = \exp \left(- \int_0^t dt_1 w_{11}(t_1) \right) \cdot w_{12}(t) \cdot \exp \left(\int_0^t dt_1 w_{22}(t_1) \right)$$

$$u_{21} = \exp \left(- \int_0^t dt_1 u_{22}(t_1) \right) \cdot w_{21}(t) \cdot \exp \left(\int_0^t dt_1 w_{11}(t_1) \right)$$

Для линейных и кольцевых лазеров эти решения отличаются граничными условиями. Более подробно рассмотрен случай периодической зависимости $w(t)$.

К.И. Русаков, В.В. Парашук

БПИ, г.Брест, ИФ НАНБ им Б.И. Степанова, г.Минск

В стримерных лазерах, использующих явление неполного электрического пробоя полупроводников, концентрация неравновесных носителей заряда в канале разряда достигает $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а интенсивность свечения $\sim 10^9 \div 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ [1]. Высокая интенсивность возбуждения полупроводника приводит к возможности реализации различных эффектов самовоздействия. Ранее [2] авторами была показана возможность режима самоканалирования излучения при стримерном разряде, получен критерий самоканалирования и определен радиус волноводного канала.

В настоящей работе выполнены оценки изменения показателя преломления в канале стримера ($\sim 0,02$), а также в световом канале лазера. При интенсивности излучения ($\sim 100 \text{ МВт/см}^2$), выходящего из канала стримерного лазера, вследствие аномально больших значений нелинейных коэффициентов в разложении показателя преломления по полю для монокристаллов сульфида кадмия ($\alpha = 1,2 \cdot 10^{-9}$, $\beta = -1,4 \cdot 10^{-12}$ ед. СГСЭ при $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$) получены величины $\Delta n \sim 0,08$. Таким образом, самовоздействие светового излучения стримерного лазера может обеспечить создание волноводного канала.

1. Laser Action in Semiconductor and Dielectrics Excited by the Electric Field / N.G. Basov, A.G. Molchanov, A.S. Nasibov et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1974. V. QE 10, № 9. P. 794–796.
2. Парашук В. В., Грибковский В. П., Русаков К. И. Самоканалирование света при стримерном разряде в полупроводниках // Lietuvos fizikos žurnalas. 1997. Vol. 37, № 4. P. 343–347.

НАПРАВЛЕННОСТЬ И МОДОВАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ С НАКАЧКОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Гурский А. Л. *, Жолнеревич И. И. ***, Кулак И. И. **, Митьковец А. И. ***,
Яблонский Г. П. *

* Институт физики НАН Беларуси

** Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси

*** Белорусский государственный университет

Приведены результаты исследований поведения диаграммы направленности и аксиальной модовой структуры излучения полупроводниковых лазеров с микрорельефной входной поверхностью и выходными зеркалами, коэффициент отражения которых зависит от длины волны и угла распространения света.

Обнаружена многопестковая структура диаграммы направленности лазеров с микрорельефом, предположительно обусловленная отражением лучей на гранях элементов рельефа. Показана принципиальная возможность управления направленностью излучения в зависимости от крутизны спада спектра коэффициента отражения в области контура полосы усиления.

Модовая структура наблюдалась в спектрах генерации образцов, имевших резонаторы как на основе зеркал, так и микрорельефа. Некоторое ухудшение разрешения модовой структуры в образцах с микрорельефом можно объяснить тем, что из-за неоптимальности профиля последнего траектории лучей меняются при каждом последующем проходе резонатора.

Обсуждается зависимость диаграммы направленности и модовой структуры от энергии накачки, формы спектра коэффициента отражения покрытий и длины резонатора.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА ГЕНЕРАЦИИ В ЛАЗЕРАХ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА ОСНОВЕ ZnMgSSe/ZnSe ГЕТЕРОСТРУКТУР

И. П. Марко¹, Н. Kalisch²

¹Институт физики НАНБ, Минск

²Institut für Halbleitertechnik, RWTH Aachen, Germany

Фотолуминесценция (ФЛ) и генерация при оптическом возбуждении в двойных гетероструктурах (DH) и гетероструктурах с отдельным ограничением (SCH) с одной и многими квантовыми ямами (SQW, MQW) изучались в интервале температур 77 - 650 К. Гетероструктуры были выращены методом эпитаксии из газовой фазы металлоорганических соединений (MOVPE) на подложке из GaAs при температуре роста 330°C и давлении 400 ГПа. Генерация и ФЛ возбуждались излучением лазера на молекулярном азоте ($P=20$ кВт, $\lambda=337.1$ нм, $t=10$ нс, $F=10^3$ Гц, $I=1\cdot 10^6$ Вт/см²). Лазерный эффект в DH структурах наблюдался и изучался в интервале температур $T=78-250$ К. Наименьшие пороги генерации и наивысшие температуры были достигнуты в структурах с отдельным ограничением. В SCH структурах с волноводами из четверного соединения лазерный эффект наблюдался до температур $T=577$ К в SCH-SQW с шириной ямы $L_z=40$ нм и до $T=612$ К в SCH-MQW с числом ям $n=8$ и их шириной $L_z=5$ нм. Максимальные величины характеристической температуры в интервале температур $T=78-400$ К составили около 170 К для SCH-SQW и 200 К для SCH-MQW. Слабая зависимость порога от температуры для $T=78-400$ К определяется большой глубиной ямы, слабой зависимостью от температуры коэффициента усиления, фактора оптического ограничения и потерь. Резкий рост пороговой накачки в области 400-500 К соответствует резкому уменьшению эффективности ФЛ, измеренной в интервале температур $T=78-630$ К. Показано, что это связано со структурными изменениями активной области лазеров и увеличением центров безызлучательной рекомбинации.

Работа была выполнена по проекту Ф97М-045 фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ЭЛЕКТРОНОВ МЕЖДУ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ УРОВНЯМИ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

Н.А. Поклонский, Ф.Н. Боровик, А.И. Сягло, С.Ю. Лопатин
Белорусский государственный университет, Минск

Рассмотрен внешний и внутренний фотоэффект на примесном атоме, погруженном в квантовую яму на поверхности широкозонного кристаллического полупроводника, например, алмаза. Предполагается, что характерный размер области локализации "оптического" электрона примеси сопоставим с шириной ямы и средним расстоянием между примесями, что существенно для формирования их энергетического спектра.

Рассматриваются случаи примесей одного сорта, которые обладают свойством самокомпенсации, т.е. могут находиться в трех зарядовых состояниях: $+1, 0, -1$, которым соответствуют два уровня энергии в запрещенной зоне квантовой ямы. Изучены стимулированные подсветкой переходы электронов между нейтральными примесными атомами с образованием ионов (внутренний фотоэффект), а также переходы электронов в непрерывный спектр (внешний фотоэффект). Волновые функции связанных состояний определялись с помощью вариационного принципа. Показана возможность образования инверсной заселенности примесных уровней в условиях внутреннего фотоэффекта. Проанализирована зависимость энергии перехода от параметров квантовой ямы, определяемых, в частности, внешним электрическим полем. В свете полученных результатов обсуждаются излучательные переходы между собственными атомными дефектами квантовой ямы, введенными внешним ионизирующим излучением (например, α -частицами).

1. Н.А. Поклонский, С.Ю. Лопатин // Тез. докл. Всерос симпозиум. Аморфные и микрокристаллические полупроводники. С. -Петербург, 1998. С.42.
2. А.А. Berezin // Phys. Rev. Lett., **50**, 1520 (1983).

КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВКЛАДА ЭЛЕКТРОН- ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

А.Ф. Ревинский

Брестский государственный университет, Брест

Частота генерации полупроводникового лазера с учетом непрямых экситонных переходов в наиболее общем виде определяется следующим образом /1/:

$$h\nu_{ген.} = E_g - \varepsilon_{экс.} - h\nu(\bar{q}, j) + \gamma k_B T, \quad (1)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны, $\varepsilon_{экс.}$ – энергия связи экситона, $h\nu(\bar{q}, j)$ – энергия фонона в состоянии $|\bar{q}, j\rangle$, с участием которого происходит не прямой переход, $\gamma k_B T$ – энергия экситонов, участвующих в генерации фотона $h\nu_{ген.}$.

В данной работе при использовании теории функционала плотности разработан и реализован на примере фосфида галлия (пространственная группа T_d) метод расчета вклада электрон-фононного взаимодействия в температурный ход ширины запрещенной зоны $E_g(T)$, а следовательно, и в изменение частоты генерации лазера $\Delta\nu_{ген.}(T)$. Суть метода состоит в следующем. Температурный сдвиг энергии в одноэлектронном состоянии $|\bar{k}, n\rangle$, согласно /2/, рассчитывался по формуле:

$$\Delta E_{\bar{k}, n}(T) = \sum_{\bar{q}, j} \frac{\delta(\Delta E_{\bar{k}, n})}{\delta N_{\bar{q}, j}} \left[N_{\bar{q}, j} + \frac{1}{2} \right] \quad (2)$$

Здесь вариационные производные смещений одноэлектронных энергий $\Delta E_{\bar{k}, n}$ по функции распределения фононов $N_{\bar{q}, j}$ вычислялись при помощи ранее полученной зонной структуры GaP /3/. При этом учитывались диаграммы Фейнмана только низшего порядка.

1. Машкович В.С. Кинетическая теория лазеров. М.: Наука, 1971.
2. Zollner S., Cardona M., Gopalan S // Phys. Rev. B 45, 3376(1992).
3. Ревинский А.Ф. Доклады АН БССР. Т.35, 1081(1991).

THE THERMODYNAMIC MODEL OF THE PHOTOEMISSION LINE SHAPE FOR THE SEMICONDUCTOR 2D -LAYER

N.A. Poklonski, A.I. Siaglo

Byelorussian State University, Minsk

The recently proposed model of the "band-tail" density of states and the band gap narrowing in semiconductor 2D -layers [1] is used to calculate the photoemission line shape $I(\hbar\omega)$ versus the nonequilibrium electron and hole concentration $n = p$. Taking into account the first quantum levels of c - and v - bands only, the matrix element of electron-hole interband transitions being constant, one can obtain:

$$I(\hbar\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_n(E, F_n) f_p(\hbar\omega - E - E_{g2}, F_p) dE \int_{-\infty}^E P(U_n) dU_n \int_{-\infty}^{\hbar\omega - E - E_{g2}} P(U_p) dU_p,$$

where $\hbar\omega$ is the photon energy, $E_{g2} = E_g - \Delta E_g - \overline{U_n} - \overline{U_p}$; E_g is the band gap in the 2D -layer without excitation ($n = p = 0$); ΔE_g and $F_{n(p)}$ are the band gap renormalization and quasi-Fermi levels (both calculated by method [1]); $\overline{U_{n(p)}} =$

$$\frac{m_{n(p)}}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} U P(U) dU \int_U^{+\infty} f_{n(p)} dE < 0$$

is the electron (hole) mean potential energy, $P(U)$

is the Gaussian distribution of electron (hole) potential energy, $f_{n(p)}(E, F_{n(p)})$ is the Fermi-Dirac function, $m_{n(p)}$ is the effective mass of the charge carrier. The photoemission line shape $I(\hbar\omega)$ is in agreement qualitatively with the one experimentally observed for the photoexcited GaAs layers with thickness $L \approx 5+10$ nm in the AlAs matrix [2]. The results of the present research can be used for the analysis of laser systems based on quantum-dimensional semiconductor heterostructures at high levels of optical excitation.

1. N.A. Poklonski, A.I. Siaglo//Third Conference on Laser Physics and Spectroscopy. Grodno, 1997/A.A. Afanas'ev (Ed.), Stepanov Inst. of Physics. Minsk (1997),354.
2. B.R. Vardanyan, A.E. Yunovich//Fiz.Tekh. Poluprovodn., 29 (1995),1976.

ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ПРОДОЛЬНОЙ КОМБИНАЦИОННОЙ СТРУКТУРОЙ ИНВЕРСИИ

В.А. Юрвич

Институт прикладной оптики Национальной АН Беларуси, г.Могилев

В сообщении представлены результаты расчетной оценки особенностей поведения светового поля в лазерах на основе оптических полупроводников с учетом межмодового взаимодействия и автомодуляционного уширения спектральных линий. В основу анализа положены формулируемые с учетом обобщенной двухуровневой схемы уравнения, описывающие кинетику двух соседних продольных лазерных мод с нормированными интенсивностями:

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dt} &= \frac{1}{T} \left[(n-1) I_1 - \Delta n \cdot \sqrt{I_1 I_2} (\cos \Delta \varphi \pm \alpha \sin \Delta \varphi) \right], \\ \frac{dI_2}{dt} &= \frac{1}{T} \left[\delta - n (I_1 + I_2) + 2 \Delta n \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi \right], \quad \frac{d}{dt} \Delta n = -\frac{1}{T} \left[n \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi - \Delta n (I_1 + I_2) \right], \\ \frac{d}{dt} \Delta \varphi &= \Delta \omega - \frac{\Delta n}{2T \sqrt{I_1 I_2}} \left[n (I_1 - I_2) \sin \Delta \varphi + (I_1 + I_2) \cdot \sin \Delta \varphi \right] - \frac{n}{\Delta n} \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi, \end{aligned} \quad (*)$$

где $\Delta \omega$ - частотное расстояние между модами, одна из которых (с интенсивностью I_1) - резонансная и более "сильная" (по уровню задаваемой в начальных условиях мощности), вторая (I_2) - более "слабая"; переменная Δn - амплитуда продольной модуляции инверсии (концентрации свободных носителей) со средней величиной $n(t)$; $\Delta \varphi$ - разность фаз между интерференционным полем мод и решеткой инверсии. В модели (*) δ - параметр тока накачки, T - время жизни фотона в резонаторе, τ - время спонтанной рекомбинации, α - параметр резонансной нелинейной рефракции (более известный как α - фактор Хенри).

Показано, что параметры (*), соответствующие регулярным (незатухающим) импульсным решениям для мощности излучения, приблизительно определяются соотношением $2\alpha \cdot \Delta \omega \cdot \sqrt{\tau \cdot T} \approx \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi$ - пиковые интенсивности импульсов), т.е. примерно совпадают с областью, где возможна вынужденная асимметрия в частотном (модовом) спектре усиления.

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ZnMgSSe/ZnSe ГЕТЕРОСТРУКТУР

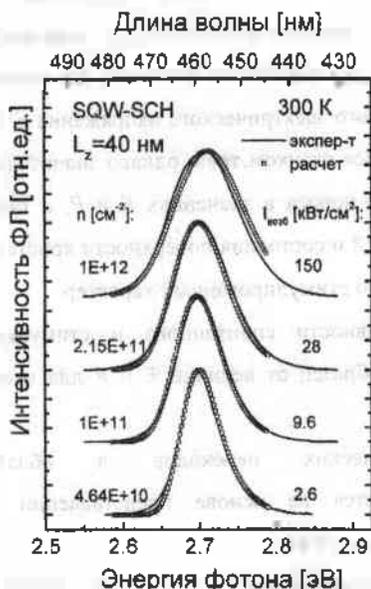
И. П. Марко¹, А. И. Сягло², Н. Kalisch³, Н. Hamadeh³

¹Институт физики НАНБ, Минск; ²Белгосуниверситет, Минск

³Institut für Halbleitertechnik, RWTH Aachen, Germany

Для расчетов спектров фотолюминесценции (ФЛ) ZnMgSSe/ZnSe гетероструктур предложена термодинамическая модель, построенная на основе разработанной ранее модели плотности "хвостов зон" и сужения запрещенной

зоны в 2D-полупроводниковых системах [1]. В работе исследовались спектры ФЛ гетероструктуры с отдельным ограничением (SCH) с одной ямой шириной 40 нм, выращенной методом газовой эпитаксии из металлоорганических источников на (100)-GaAs подложке при температуре 330°C. Экспериментально ФЛ возбуждалась излучением лазера на молекулярном азоте при температуре $T=300$ К. На рисунке представлены экспериментальные и расчетные спектры ФЛ для данной структуры. Наблюдается хорошее согласование экспериментальных и теоретических результатов. При интенсивности возбуждения 28 кВт/см^2 двумерная концентрация носителей составила $2.15 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и ее увеличение пропорционально росту интенсивности возбуждения.



концентрация носителей составила $2.15 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и ее увеличение пропорционально росту интенсивности возбуждения.

Работа была выполнена по проекту Ф97М-045 фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

1. Поклонский Н. А., Сягло А. И. // 3-я конф. ЛФС. Минск, 1997. С. 354-357.

ДАЛЬНЕЕ ИК СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
В ОДНООСНО НАПРЯЖЕННОМ БЕСЩЕЛЕВОМ $Cd_xHg_{1-x}Te$

Ф.Т.Васько, Е.Ф.Венгер, С.Г.Гасан-заде, М.В.Стриха, С.В.Старый,

Г.А.Шелельский

Институт физики полупроводников НАН Украины, г.Киев

Сообщается о наблюдении интенсивного стимулированного излучения в диапазоне 80-100 мкм в одноосно упруго деформированном бесщелевом полупроводнике (БП) $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x=0.10-0.14$). Скачок излучения, по интенсивности превышающий почти на 3 порядка интенсивность спонтанного излучения в этом диапазоне, происходит при пороговых значениях одноосного упругого сжатия $P=2.5-3$ кбар и импульсного электрического напряжения $E=50-60$ В/см. Скачок излучения сопровождался скачком тока, однако значительно меньшей величины (в 3-5 раз). Наличие порога в значениях E и P , а также определяющая роль параллельности граней и состояния поверхности кристалла для получения излучения указывают на его стимулированный характер.

Приводятся зависимости интенсивности спонтанного и стимулированного излучения, а также тока через образец от величин E и P для исследованных кристаллов.

Модель излучательных оптических переходов в области стимулированного излучения обсуждается на основе представлений об инверсном энергетическом спектре БП типа $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Показано, что только непрямые излучательные переходы могут отвечать за регистрируемый в эксперименте диапазон излучения. Эффективность непрямых переходов возрастает при больших напряжениях, когда нижний из расщепленных деформацией уровней акцептора достигает дна валентной зоны.

ВОЛНОВОЙ ЭФФЕКТ В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРАХ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ

А.А.Афоненко, Т.А.Крюкова
Белгосуниверситет, г.Минск

Основной областью применения инжекционных лазеров в настоящее время является оптоволоконная связь. Изучение физических процессов, которые препятствуют повышению частоты модуляции излучения, является актуальной задачей. При модуляции излучения в гигагерцовом диапазоне существенное влияние оказывают эффекты нелинейного усиления, захват и выброс носителей в квантовых ямах, транспортные явления в барьерных областях.

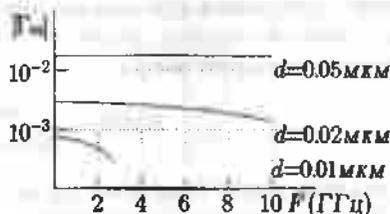
В работе изучен механизм, накладывающий дополнительные ограничения на предельно достижимую частоту модуляции. Обычно анализ динамики генерации инжекционных лазеров проводится на основе системы скоростных уравнений, при выводе которых используется приближение лазерных мод, т.е. полагается, что электромагнитное поле в лазерах имеет неизменный во времени профиль распределения. Однако при быстрой модуляции диэлектрической проницаемости в квантоворазмерных слоях из-за их малых размеров изменения амплитуды излучения в барьерных областях будут отставать от изменения амплитуды в центре.

На основе решения волнового уравнения для трехслойного волновода при гармоническом изменении диэлектрической проницаемости его центрального слоя показано, что существует предельная частота модуляции $F_{cr} = \pi^2 c d^2 (\epsilon_a - \epsilon_b)^2 / 2 \epsilon_b \lambda^3$, при которой структура теряет волноводные свойства для модулированного излучения. Здесь d – толщина волноводного слоя, ϵ_a и ϵ_b – диэлектрические проницаемости активного и барьерных слоев, λ – длина волны излучения. При частоте модуляции F , меньшей критической, доля мощности модулированного излучения, распространяющегося в центральном слое, приближенно описывается выражением:

$$\Gamma_m = \frac{d}{1 + \frac{4k_{zb} + 2i\alpha\Delta k}{4k_b^2 - \Delta k^2}}$$

где $k_{zb} = k_0 d (\epsilon_a - \epsilon_b) / 2$, $\Delta k = 2\pi \epsilon_b F / c k_{zb}$, α – параметр увеличения ширины линии генерации, $k_0 = 2\pi / \lambda$. Как видно из рисунка, наиболее существенно отмеченные в

работе свойства излучения должны проявляться в структурах со слабым оптическим ограничением. В расчетах использовались $\epsilon_a = 3.2$, $\epsilon_b = 3.1$.



О СВЯЗИ НЕЛИНЕЙНОГО УСИЛЕНИЯ С ЗАВИСИМОСТЬЮ ДИСПЕРСИИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

А.А.Афоненко, В.И.Цвирко
Белгосуниверситет, г.Минск

Нелинейное усиление играет важную роль в динамическом отклике полупроводниковых лазеров. Детальное изучение процессов, приводящих к нелинейному усилению, необходимо для определения фундаментального предела частоты модуляции. С учетом эффектов нелинейного насыщения скоростное уравнение для плотности фотонов S представляется в виде

$$\frac{dS}{dt} = v_g (G(1 - \epsilon S) - k_t) S, \quad (1)$$

где v_g — групповая скорость света в кристалле, G — коэффициент модового усиления, k_t — коэффициент потерь, ϵ — параметр нелинейного усиления.

Механизм нелинейного усиления вследствие зависимости дисперсии показателя преломления от концентрации неравновесных носителей в активной области предложен в [1]. Основываясь на совместном решении системы уравнений Максвелла-Блоха для напряженности электрического поля и поляризуемости и уравнения фон-Неймана для недиагональных элементов матрицы плотности в приближении медленно меняющихся амплитуд, авторы [1] получили, что $\epsilon = -4w(\partial^2 n_r / \partial \omega \partial n)$. Здесь w — циклическая частота излучения, n_r — показатель преломления, n — концентрация неравновесных носителей.

В докладе проведен прямой анализ исходной системы для частного случая гармонической модуляции инверсии населенностей. Показано, что в режиме малого сигнала амплитуда модуляционной составляющей плотности фотонов $S_m(\Omega)$ связана с амплитудой вариации концентрации носителей $n_m(\Omega)$ как

$$S_m(\Omega) = v_g \left\{ \frac{1}{i\Omega} \frac{\partial G}{\partial n} + \frac{4}{c} \left(\frac{\partial n_r}{\partial n} + w \frac{\partial^2 n_r}{\partial \omega \partial n} \right) \right\} S n_m(\Omega), \quad (2)$$

причем слагаемым в круглых скобках можно пренебречь как достаточно малым. С другой стороны, скоростное уравнение (1) приводит к принципиально отличающемуся результату:

$$S_m(\Omega) = \frac{\tau_p S}{i\Omega + \epsilon v_g k_t S} \frac{\partial G}{\partial n} n_m(\Omega). \quad (3)$$

Так как полученное выражение (2) не содержит членов, пропорциональных S^2 , то, по нашему мнению, зависимость дисперсии от концентрации носителей не должна приводить к эффектам нелинейного усиления.

1. Hjelme D.R., Mickelson A.R. Gain nonlinearities due to carrier density dependent dispersion in semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. 1989. Vol.25, N°7. P.1625-1631.

ДИСПЕРСИОННЫЕ КРИВЫЕ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

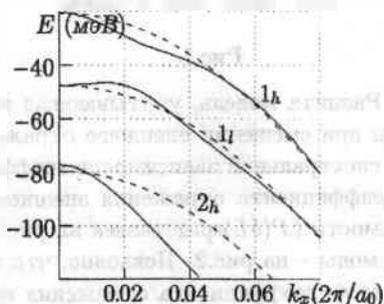
С.В. Наливко, И.С. Маяк, А.Л. Чиж
Белгосуниверситет, Минск

При расчете зонной энергетической диаграммы квантоворазмерных гетероструктур широко используется метод эффективной массы. В этой модели зависимость энергии частицы от волнового вектора является квадратичной. Эксперименты показывают непараболический вид дисперсионных кривых. Для их более точного расчета может быть использован $k \cdot p$ -метод.

В работе проведен численный расчет валентной зоны квантоворазмерной гетероструктуры с учетом эффекта смещения зон. Расчеты проведены в приближении четырехзонного $k \cdot p$ -метода. Влияние спинорбитально отщепленной зоны не учитывалось.

На рисунке представлены дисперсионные кривые валентной зоны $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As-GaAs}$, рассчитанные на основании $k \cdot p$ -метода и для сравнения – в приближении эффективной массы.

Значения эффективных масс тяжелых m_h и легких m_l дырок определялись по методу наименьших квадратов. Минимизация проводилась по первым уровням подзон в пределах 8% первой зоны Бриллюэна. Получено, что $m_h = 0.51$ и $m_l = 0.53$. Эти значения существенно отличаются от обычно используемых величин поперечных масс, рассчитываемых по формулам $m_h = 1/(\gamma_1 + \gamma_2)$ и $m_l = 1/(\gamma_1 - \gamma_2)$, где γ_1, γ_2 – параметры Люттинжера. Из расчетов получено, что отличия дисперсионных кривых больше для широких квантовых ям, что объясняется более сильным проявлением эффекта смещения зон из-за малого различия в значениях энергий.



Дисперсионные кривые валентной зоны $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As-GaAs}$, рассчитанные на основании $k \cdot p$ -метода (—) и метода эффективных масс (---). Ширина квантоворазмерного слоя GaAs $d = 50 \text{ \AA}$. Цифры на кривых соответствуют номеру подзоны для тяжелых (h) и легких (l) дырок.

ОНДУЛЯЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ С ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ МОД

Е.Д.Карих, А.Г.Рудой, Д.В.Пухов

Белорусский государственный университет, г.Минск

Дополнительная оптическая обратная связь сильно влияет на генерационные характеристики полупроводникового лазера с собственным резонатором Фабри-Перо. Известно, что перемещение внешнего зеркала приводит к изменению индекса генерирующей моды и уменьшению периода ондуляционных колебаний мощности. Однако разработанная ранее модель (Y.Katagiri, S.Naga, 1994) предполагает одинаковое усиление для всех мод.

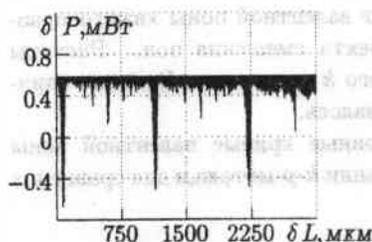


Рис.1

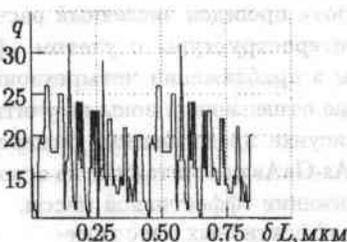


Рис.2

Развита модель, учитывающая девиацию частоты генерирующей моды при смещении внешнего отражателя и переключение мод с учетом спектральной зависимости коэффициента усиления и произвольного коэффициента отражения внешнего зеркала. Общий характер зависимости $\delta P(\delta L)$ представлен на рис.1, изменение индекса генерирующей моды – на рис.2. Показано, что девиация частоты увеличивается с ростом коэффициента отражения внешнего зеркала, а ее ондуляции приобретают "пилообразный" характер. В ондуляционной характеристике можно выделить несколько характерных участков с различным периодом ондуляций. Тип поведения лазера зависит от соотношения длин внешней части резонатора и оптической длины собственного резонатора лазера.

Отмечено, что особенности ондуляционных характеристик полупроводникового лазера с переключением мод могут быть положены в основу прецизионных измерений спектров пропускания веществ с узкими линиями поглощения, а также повышения линейного разрешения измерителей микроперемещений.

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ СМЕЩЕНИЕ КВАЗИУПРУГО РАСSEЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ

Е.Д.Карих, А.В.Осадчий

Белорусский государственный университет, г.Минск

Изменения спектра лазерного излучения при квазиупругом рассеянии на медленно движущихся частицах, например биологических макромолекулах, микроорганизмах, компонентах крови и т.д., значительно слабее тех, которые могут быть измерены даже самыми совершенными пассивными интерферометрами. В этих условиях применимы методы оптического гетеродинамирования.

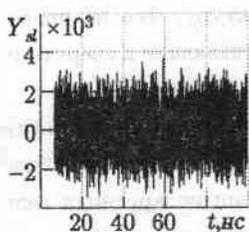


Рис.1

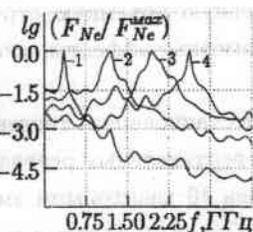


Рис.2

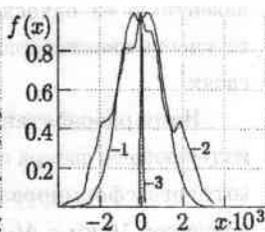


Рис.3

Рассмотрено внутрирезонаторное смещение обратно рассеянного излучения с полем одномодового полупроводникового лазера. На основе укороченного волнового уравнения и скоростного уравнения для неравновесных электронов изучена реакция лазера на возмущающее воздействие с заданной статистикой и спектром флуктуаций. По соответствующим временным реализациям (рис.1) рассчитываются спектры откликов электронного газа (рис.2) и поля излучения в резонаторе, а также их статистические распределения (рис.3).

Сравнение спектров отклика лазера со спектром возмущающего воздействия указывает на их корреляцию, несмотря на сильное влияние собственного резонанса лазера в системе "электроны-фотоны". Взаимодействие рассеянного и внутрирезонаторного полей приводит к трансформации параметров функции распределения флуктуационных составляющих генерирующей моды и концентрации носителей заряда по отношению к статистике возмущающего воздействия, наиболее сильной для электронной подсистемы лазера.

ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ ПОВЕРХНОСТНО—ИЗЛУЧАЮЩЕГО КВАНТОВОРАЗМЕРНОГО ЛАЗЕРА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

О.П. Дуль, И.С. Манак

Белгосуниверситет, г. Минск

В последнее время к поверхностно—излучающим квантоворазмерным лазерам с резонатором вертикальной конструкции проявляется заметный интерес как к источникам излучения для оптических систем передачи, обработки, записи и считывания информации. Как правило, при моделировании многослойную активную область таких лазеров с целью упрощения задачи заменяют на термически эквивалентную ей однослойную объемную структуру, что не позволяет учесть квантоворазмерные эффекты, возникающие в сверхтонких слоях.

Нами разработана стационарная тепловая модель поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором, активная область которого сформирована 10 квантовыми ямами из арсенида галлия толщиной 10 нм с $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ барьерами такой же толщины, учитывающая особенности расчета коэффициента теплопроводности, подвижности носителей, удельного сопротивления и пороговой плотности носителей в квантоворазмерной лазерной структуре.

Получены профили распределения температуры в лазере при различных плотностях тока накачки в диапазоне от 200 до 1600 A/cm^2 для лазера с диаметром активной области $d_A = 20 \text{ мкм}$. Максимальная температура составляет 320.6 и 335.8 К соответственно. Проведен анализ зависимости теплового сопротивления от размеров активной области и отношения тока накачки к пороговому. Рассчитаны ватт—амперные характеристики, а также зависимость выходной мощности от температуры.

Расхождение в результатах численного расчета для упрощенной и реальной моделей лазерной гетероструктуры составило 42%, что указывает на необходимость учета конструкции активной области при анализе теплового режима работы лазера.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С НАПРЯЖЕННЫМИ СЛОЯМИ

А.Л. Чиж

Белгосуниверситет, г. Минск

Лазеры с напряженными квантоворазмерными слоями имеют ряд преимуществ по сравнению с другими инжекционными лазерами. Однако технология изготовления их сложная и дорогостоящая. Поэтому в последнее время важное значение приобрело компьютерное моделирование таких структур.

Разработан программный комплекс, позволяющий рассчитать валентную зону любых квантоворазмерных структур с напряженными слоями на основе полупроводников типа A^3B^5 и A^2B^6 . При расчете зонной структуры использовался гамильтониан Люттенжера-Коха 4×4 [1]:

$$H = \begin{pmatrix} P & L & M & 0 \\ \tilde{L}^* & Q & 0 & M \\ M^* & 0 & Q & -L \\ 0 & M^* & -\tilde{L}^* & P \end{pmatrix} \quad (1)$$

Для более эффективного расчета гамильтониан H с помощью унитарного преобразования можно привести к блочной матрице [2]:

$$H = \begin{pmatrix} H^U & 0 \\ 0 & H^L \end{pmatrix}, \quad H^U = H_A k_z^2 + H_B k_z + H_C. \quad (2)$$

Матрицы H^U и H^L имеют одинаковые собственные значения, поэтому необходимо решать систему 2 уравнений. Так как квантоворазмерные слои ориентированы вдоль оси Z , то k_z необходимо заменить на оператор k_z . Тогда получим следующее уравнение [2]:

$$\left[\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + (V(z) + U(z) - E)I \right] \Psi(z) = 0, \quad (3)$$

где $V(z)$ — деформационный потенциал [1], $U(z)$ — профиль потолка валентной зоны. Уравнение Шредингера решалось с помощью метода конечных элементов [3]: искомая функция на интервале $(0, d)$ представляется сплайнами — эрмитовыми элементами 3-го порядка (d — толщина гетероструктуры), сшиваемыми на гетерограницах с помощью интерфейсных условий [4]:

$$\left[H^{(1)} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2} H_0^{(1)} \right] \Psi^{(1)} = \left[H^{(2)} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2} H_0^{(2)} \right] \Psi^{(2)}. \quad (4)$$

Для учета граничных условий $\Psi_i(z) \rightarrow 0$ ($z \rightarrow \pm\infty$) на бесконечных интервалах $(-\infty, 0)$ и $(d, +\infty)$ уравнение (3) решается точно. Это можно сделать, так как на этих интервалах $V(z) = \text{const}$ и $U(z) = \text{const}$. Таким образом, искомая функция $\Psi(z)$ представляется в виде:

$$\Psi(z) = \bar{f}_1 y_1(z) + \sum_{i=1}^n \left(n^i(z) \bar{f}_i + n^i(z) \bar{f}'_i + n^i(z) \bar{f}_{i+1} + n^i(z) \bar{f}'_{i+1} \right) + \bar{f}_n y_2(z), \quad (5)$$

где $y_1(z)$ и $y_2(z)$ - точные решения на интервалах $(-\infty, 0)$ и $(d, +\infty)$, $\bar{n}_i(z)$ отличен от нуля лишь на интервале (z_i, z_{i+1}) :

$$\bar{n}_i(s) = \begin{bmatrix} 2s^3 - 3s^2 + 1 \\ l(s^3 - 2s^2 + s) \\ -2s^3 + 3s^2 \\ l(s^3 - s^2) \end{bmatrix}, \quad s = \frac{z - z_i}{l}, \quad l = z_{i+1} - z_i, \quad (6)$$

\bar{f}_i, \bar{f}'_i - значения функции $\Psi_i(z)$ и ее производной в точках $z = z_i$, соответственно.

С использованием разработанного программного комплекса рассчитана валентная зона квантоворазмерной гетероструктуры InGaAsP с одной и двумя квантовыми ямами. Установлено что использовать приближение параболических зон в случае напряженной квантоворазмерной гетероструктуры нельзя.

1. Пикус Г.Е., Бир Г.Л. Влияние деформации на энергетический спектр дырок в германии и кремнии // ФТТ. 1959. Т.1, вып. 11. С.1642-1658.
2. Park S., Ahn D. Optical Gain Calculation for Strained QW Lasers by the Fourier Expansion Method // Jpn. J. Appl. Phys. Part 1. 1996. Vol. 35, № 11. P.5740-5744.
3. Finite-Element Analysis of Quantum Wells of Arbitrary Semiconductors with Arbitrary Potential Profiles / K. Nakamura, A. Shimizu, M. Koshiba, K. Hayata // IEEE J. of Quant. Electron. 1989. Vol. 25, № 5. P. 889-895.
4. Chuahg S. Theory of Hole Refractions from Heterojunctions // Phys. rev. B. 1989. Vol. 40. P. 10379-10390.

КОМПЬЮТЕРНЫЙ АНАЛИЗ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА РАБОТЫ ПОВЕРХНОСТНО-ИЗЛУЧАЮЩИХ ЛАЗЕРОВ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

О.П. Дуль, И.С. Манак
Белгосуниверситет, г. Минск

Первые поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором были реализованы в 1979 г. Использование микрорезонатора вертикальной конструкции позволяет изготовить на одной пластине несколько тысяч лазерных решеток с поверхностным излучением, которые обладают достаточно высокой однородностью и легко сопрягаются с различными оптическими элементами. Важной проблемой для лазеров с вертикальным резонатором остается нагрев, который приводит к ограничению выходной мощности в непрерывном режиме и вариациям других важных эксплуатационных характеристик.

Анализ тепловых режимов работы лазера с вертикальным резонатором осуществляется при численном решении на ЭВМ уравнения теплопроводности, описывающего распределение температуры в лазерной структуре при заданных граничных условиях.

Разработанный программный комплекс представляет собой интегрированную программную систему, функционирующую на IBM-совместимых ПЭВМ, позволяющую осуществлять:

- управление данными (редактирование в диалоговом режиме, корректирование ошибочно введенной информации, визуализацию результатов);
- моделирование тепловых процессов в лазерных структурах с резонатором вертикальной конструкции.

Программное обеспечение позволяет получать температурные профили для объемных и квантоворазмерных лазерных структур, проследить влияние исходных данных на тепловой режим работы лазера, рассчитывать ватт-амперные характеристики, зависимости порогового тока и мощности излучения от температуры.

Это дает возможность оптимизировать режимы работы, а также структуру активной области лазера с целью минимизации негативных эффектов, связанных с нагревом лазерного кристалла при подаче тока накачки.

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РАСЧЕТА МОДОВОЙ СТРУКТУРЫ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

А.А.Афоненко, В.В.Борщевский, И.С.Манах
Белгосуниверситет, г.Минск

Быстрое улучшение характеристик лазеров с вертикальным резонатором сделало очевидным преимущества при их применении в оптоволоконных линиях связи и обработке информации. Детальный анализ таких структур представляет интерес при проектировании и оптимизации лазерных диодов. В докладе представлен программный комплекс для трехмерного моделирования модовой структуры лазеров с вертикальным резонатором, структура которых обладает свойствами цилиндрической симметрии. Программа функционирует в диалоговом режиме. Исходными данными являются комплексных показатели преломления, дисперсионные параметры и размеры составных частей лазерного диода, в том числе брэгговских отражателей. В результате расчетов определяются пространственные распределения всех компонент электромагнитных мод в пассивном или активном резонаторе и соответствующие им комплексные частоты.

Для нахождения решений уравнений Максвелла в многослойной структуре электромагнитное поле в каждом слое представляется в виде суперпозицию собственных волноводных мод. Задача численного расчета сводится к определению коэффициентов указанного разложения и комплексных частот, при которых выполняются граничные условия, а также условия непрерывности тангенциальных компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей в местах соединения различных слоев.

При отыскании собственных значений и векторов возникающего характеристического определителя на каждом итерационном шаге необходимо производить расчеты волноводных мод каждого слоя, а также матриц взаимного преобразования базисов соседних слоев. Непосредственная реализация алгоритма по указанной схеме требует большого объема вычислений. Для уменьшения затрат компьютерного времени исследованы и реализованы специальные процедуры интерполяции характеристик волноводных мод и направленного поиска собственных частот, что позволило сократить время счета в несколько раз и провести расчеты реальных структур на компьютере типа Pentium.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КЛАСТЕРОВ РОСТА НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ

Д.В. Карасев

Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, Минск

Для детального теоретического описания спектральных свойств полупроводниковых квантоворазмерных лазерных структур необходимо принимать во внимание, наряду с флуктуациями компонентного состава, также и флуктуации шириноквантовых ям, обусловленные технологией роста. В данной работе проанализирована применимость используемого для оценки подобных флуктуаций нормального закона распределения.

Представлены результаты исследования влияния мелко- и крупномасштабных кластеров роста, характерных для поверхности раздела «активный слой - эмиттер», на уровни энергии размерного квантования и спектральные свойства полупроводниковых квантоворазмерных лазерных систем на основе структур GaAs - AlGaAs. Показано, что использование нормального закона распределения для флуктуаций ширины квантовой ямы оправдано только в том случае, если поперечные размеры кластеров роста не превышают номинальную ширину квантовой ямы. При этом среднеквадратичное отклонение при заданной ширине квантовой ямы имеет меньшее значение для поверхности раздела с меньшими поперечными размерами кластеров.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ МЕТОДОМ КОГЕРЕНТНОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ДОПЛЕРОВСКОГО СИГНАЛА

В.М.Степик, Е.Ф.Дубовик
Белгосуниверситет, Минск

К режиму когерентной регистрации оптического излучения проявляется большой интерес как с точки зрения изучения характеристик излучения, так и его практического применения. Существующие схемы приема, использующие классические интерферометры (например, Майкельсона), сложны в эксплуатации, так как требуют надежной виброизоляции и точной юстировки. Использование лазера в качестве гетеродинного приемника излучения наталкивается на трудности, связанные с влиянием оптической обратной связи на его характеристики, нарушающие стационарный режим работы.

В созданной установке [1] для изучения оптических характеристик инжекционных лазеров (ИЛ) методом оптического гетеродинирования собственного излучения единственным оптическим элементом является стеклянная пластинка. Отсутствие коллимирующей оптики является дополнительным фактором, позволяющим уменьшить коэффициент оптической обратной связи и тем самым снизить влияние отраженного излучения на параметры генерации ИЛ. Показано, что из анализа корреляционной функции можно получить информацию об изменении ширины спектра ИЛ в зависимости от условий работы (ток, температура, деградация), о величинах межмодового интервала и группового показателя преломления активной области ИЛ.

Установлено, что появление когерентных мод высших порядков в спектре генерации приводит к изменению корреляционной функции (регистрируются дополнительные корреляционные пики, амплитуда основных падает). Переменная частотно-модулированная составляющая доплеровского сигнала зависит как от расстояния между излучателем и световозвращающей пластинкой, так и модового состава излучения. Анализ данной зависимости позволяет определить область токов накачки, соответствующей максимальной когерентности излучения.

Коростик К.Н., Степик В.М. Исследование перестройки спектра излучения инжекционных лазеров методом оптического гетеродинирования доплеровского сигнала // Журнал прикладной спектроскопии. 1998. Т.65, №4. С.503-507.

АСТИГМАТИЗМ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ С ПОЛОСКОВОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ

А.А. Птащенко, Ф.А. Птащенко

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова
ул. Дворянская, 2, 270100, Одесса, Украина

Исследовано влияние тока инжекции, температуры и одноосного давления на интенсивность Φ , поляризацию и астигматизм излучения пятислойных диодных лазеров (ДЛ) с полосковой геометрией на основе AlGaAs . ДЛ имели пороговый ток $I_t = 50 - 120$ мА. "Провал" в центре углового распределения излучения ЛГС в плоскости р-п-перехода появлялся при токах $I \sim 0,1 I_t$. Это свидетельствует об образовании перепада показателя преломления между точками под центром полоскового контакта и вдали от него, который при малых токах составлял $\Delta n = (4-5,5) \cdot 10^{-3}$ и возрастал на 30% с ростом тока до $I = I_t$. Из анализа углового распределения излучения обнаружено немонотонное поведение астигматизма излучения ДЛ с ростом тока. Коэффициент астигматизма K в лазерном режиме был существенно выше для ТЕ моды, чем для ТМ моды. Рост K сопровождался снижением дифференциальной эффективности и чувствительности Φ_{TE} и Φ_{TM} к изменениям температуры и давления. Данные особенности объяснены взаимодействием дефокусирующего действия распределения показателя преломления $n(x)$ с минимумом под центром полоскового контакта (при $x=0$) и фокусирующего действия распределения коэффициента квантового усиления $g(x)$. Коэффициент K очень чувствителен к деградационным процессам, что может быть использовано для диагностики деградационных явлений в лазерных гетероструктурах на ранних стадиях. С другой стороны, при применении ДЛ необходимо учитывать особенности астигматизма их излучения.

АНАЛИЗ АМПЛИТУДНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ В ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ РЕЦИРКУЛЯЦИОННЫХ СИСТЕМАХ

А.В. Поляков

Белгосуниверситет, г.Минск

Предельное время хранения оптической информации в оптоэлектронных рециркуляционных системах (ОЭРС), состоящих из замкнутых в кольцо инжекционного лазера (ИЛ), волоконного световода, фотоприемного устройства и системы регенерации, при заданной вероятности ошибки и параметрах информационной импульсной последовательности определяется отношением сигнал/шум на каждом цикле рециркуляции.

Одним из основных источников шумов в ОЭРС наряду с дробовыми шумами фотодетектора, тепловыми шумами нагрузочного сопротивления и шумами усилителя являются флуктуации амплитуды излучения ИЛ. Практический интерес для расчетов представляет относительная спектральная плотность флуктуаций интенсивности излучения (ОСПФИ).

Получен ряд аналитических выражений для анализа ОСПФИ в зависимости от тока инжекции I и таких параметров ИЛ, как пороговый ток I_n , время жизни фотонов в резонаторе τ_p , спонтанное время жизни носителей τ_s , геометрические размеры активной области. Сравнение полученных зависимостей ОСПФИ от тока инжекции с приведенными в литературе экспериментальными данными для одномодовых и многомодовых AlGaAs- и InGaAsP-ИЛ показало, что до величин $I=1,2I_n$ отклонения между расчетными и экспериментальными значениями не превышают 1дБ. Наблюдается максимум ОСПФИ вблизи порога генерации, что находится в соответствии с известным представлением о процессе самовозбуждения лазера как о явлении фазового перехода второго рода, сопровождающемся резким возрастанием уровня флуктуаций.

Поскольку I_n и τ_s сильно зависят от температуры θ , проведен анализ влияния θ на ОСПФИ при различных токах инжекции. Полученные зависимости имеют два ярко выраженных участка, которые можно аппроксимировать прямыми с тангенсом угла наклона $0,21 \cdot 10^{-13} (\text{ГГц})^{-1}$ до тех пор, пока $I > 1,04I_n$, и $1,3 \cdot 10^{-12} (\text{ГГц})^{-1}$, начиная с $I < 1,04I_n$ и до срыва генерации, когда экспоненциально растущий с повышением θ пороговый ток превысит ток накачки. Расчет проводился для многомодового AlGaAs-ИЛ с длиной волны центральной моды $\lambda=0,825$ мкм, имевшего пороговый ток $I_n=31$ мА и выходную мощность $P=2$ мВт при $I=1,15I_n$.

ДИНАМИКА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МОД ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЕ С ПОПЕРЕЧНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ НАКАЧКОЙ

В.А.Чернявский, Л.Г. Пикулик, К.И.Рудик

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, г. Минск

Теоретический анализ динамики поляризации излучения лазера на красителе с поперечной импульсной накачкой позволил сделать вывод о том, что для системы жестко закрепленных и анизотропно распределенных возбужденных молекул активной среды должна существовать временная задержка между поляризационными модами I_z и I_y . Возбуждение активной среды должно осуществляться импульсами линейно поляризованного излучения с неортогональной ориентацией вектора напряженности электрического поля излучения накачки к оси резонатора. Указанный эффект впервые был экспериментально обнаружен нами в работе [1].

В данной работе экспериментально исследован временной сдвиг между поляризационными модами излучения лазера на красителе с поперечной импульсной накачкой. Установлены основные закономерности возникновения временного сдвига, связанные с ориентацией плоскости поляризации и интенсивностью излучения накачки, а также с видом красителя и растворителя.

Исследовано влияние броуновской вращательной диффузии возбужденных молекул активной среды на величину временного сдвига между поляризационными модами. Установлено, что броуновская вращательная диффузия возбужденных молекул при условии $\tau_d < \tau$ (τ_d - время вращательной диффузии возбужденных молекул, τ - время их жизни в возбужденном состоянии) приводит к выравниванию скоростей накопления молекул в возбужденном состоянии, отвечающих за генерацию соответствующих поляризационных мод, и тем самым к нивелированию и полному исчезновению временного сдвига между ними.

1. Л.Г.Пикулик, В.А.Чернявский, К.И.Рудик//ДАН СССР, 312 (1995), №6, 1374.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДВУХКАНАЛЬНОГО CO₂-ЛАЗЕРА С МОДУЛЯЦИЕЙ ПОТЕРЬ

В.А. Горобец, К.В. Козлов, Б.Ф. Кунцевич, В.О. Петухов, В.В. Чураков

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, г. Минск

Впервые предложена и успешно реализована экспериментально и теоретически оригинальная методика изучения нелинейно-динамических режимов генерации (бифуркации удвоения периода, детерминированный хаос и т.д.) в CO₂-лазере низкого давления с непрерывным разрядом, основанная на двухканальном режиме генерации. Каждый из каналов генерации может независимо настраиваться на определенную колебательно-вращательную линию различных полос (как обычных 00⁰1-10⁰0(02⁰0), так и нетрадиционных 00⁰2-10⁰1(02⁰1) и 01¹1-11¹0). В активном канале с помощью акустооптического модулятора осуществляется гармоническая модуляция потерь, а в пассивном - потери фиксированы. Подбором генерируемых пар колебательно-вращательных линий можно изменять величину связи между обоими каналами в достаточно широких пределах. Таким образом на практике реализуется система двух связанных осцилляторов, излучающих в оптическом диапазоне.

Проведены детальные исследования нелинейной динамики двухканального лазера в зависимости от частоты и глубины модуляции потерь. Полученные нелинейные амплитудно-частотные характеристики (НАЧХ) для активного и пассивного каналов качественно совпадают. Однако они принципиальным образом отличаются от аналогичных характеристик в случае одноканальных режимов наличием дополнительных низкочастотных резонансных пиков. При частотах модуляции потерь ниже основного резонанса НАЧХ в обоих каналах происходят антифазные колебания интенсивности излучения, а при больших частотах - синфазные колебания. При определенной глубине и частоте модуляции потерь наблюдается ряд нелинейных эффектов - удвоение периода и частоты следования импульсов, а также хаотические колебания. Отметим, что характер режимов генерации в активном и пассивном каналах в некоторых случаях существенно отличается. Экспериментальные результаты хорошо коррелируют с данными расчета. Полученные зависимости проанализированы и объяснены в рамках комбинированной модели активной среды, учитывающей вращательную релаксацию.

ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ 2-Й ГАРМОНИКИ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ТЕА СО₂-ЛАЗЕРА

В.А. Горобец, В.О. Петухов, С.Я. Точицкий, В.В. Чураков

Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, Минск, Беларусь

Известно, что при уменьшении длительности лазерного импульса эффективность генерации второй гармоники (ГВГ) в нелинейных кристаллах существенно возрастает. Однако получение коротких (наносекундных) мощных импульсов для СО₂-лазеров - непростая задача. Для ее решения требуются сложные методики и уникальная техника. Разработанный нами метод получения коротких импульсов на основе оптического плазменного затвора отличается сравнительной простотой и высокой надежностью и позволяет получать мощные импульсы регулируемой длительности от 4 до 80 нс. Технически этот метод реализуется с помощью приставки к излучателю ТЕА СО₂-лазера в виде отпаянной юветы с инертным газом, в которой происходит оптический пробой, отсекающий заднюю часть лазерного импульса.

На основе данной методики были проведены эксперименты по ГВГ импульсов наносекундной длительности ТЕА СО₂-лазера для двух типов нелинейных кристаллов: AgGaSe₂ (l = 19 мм) и ZnGeP₂ (l = 7 мм). В оптимальных условиях для этих кристаллов был достигнут КПД преобразования энергии накачки в энергию 2-й гармоники ~20%, а КПД по пиковой мощности ~40%. При этом импульсная энергия ГВГ составляла ~20 мДж.

Детально была исследована зависимость эффективности ГВГ от длительности импульса накачки $\tau_{0,5}$. Было установлено, что по мере уменьшения длительности $\tau_{0,5}$ КПД преобразования по энергии вначале резко возрастает, а затем практически не изменяется, если пиковую мощность накачки поддерживать постоянной. Резкий рост КПД в начале сокращения $\tau_{0,5}$ обусловлен «отрезанием» низкоинтенсивной хвостовой части импульса накачки, который практически не преобразуется во 2-ю гармонику. При длительности импульса ~50 нс уже почти вся низкоинтенсивная часть импульса накачки отсутствует, и дальнейшее уменьшение $\tau_{0,5}$ не приводит к существенному росту КПД.

Данная работа была частично поддержана грантами ФФИ РБ (№ 556) и INTAS (No 515).

ДИНАМИКА CO_2 -ЛАЗЕРА СО СВЯЗАННЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ В ПРИСУТСТВИИ НАСЫЩАЮЩЕГОСЯ ПОГЛОТИТЕЛЯ

Ю.В.Лойко, В.В.Невдах, А.П.Прокопов, Л.П.Рунец

Институт молекулярной и атомной физики НАНБ, Минск

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования режимов пассивной модуляции добротности (ПМД) CO_2 -лазера со связанными резонаторами и общей активной средой. Первый резонатор лазера образован выходным зеркалом и дифракционной решеткой, устанавливаемой по автоколлимационной схеме для линий перехода $00^0_1 - 02^0_0$ с длиной волны λ_1 . Во втором резонаторе, образованном теми же элементами и дополнительным глухим зеркалом, генерируется излучение на линиях перехода $00^0_1 - 10^0_0$ с длиной волны λ_2 . В этом резонаторе между дифракционной решеткой и глухим зеркалом помещена поглощающая ячейка с парами CF_2Cl_2 , позволяющая реализовывать различные режимы ПМД CO_2 -лазера. Такая схема лазера позволяет получать одновременную генерацию на двух длинах волн указанных переходов [1].

Параметры установки были выбраны такими, чтобы на длине волны λ_2 лазер генерировал в различных режимах ПМД. При этом исследовалось влияние этих режимов на динамику генерации на длине волны λ_1 . Показано, что режимы ПМД на длине волны λ_2 инициируют появление режимов ПМД на другой длине волны. Форма инициируемых импульсов может как совпадать с формой задающих импульсов, так и быть отличной. При этом максимумы инициируемых импульсов появляются с задержкой во времени относительно максимумов задающих импульсов. Указанные режимы были реализованы как в схеме с общим (9P(28) и 10P(28)), так и с различным (9P(24) и 10P(28)) верхним лазерным уровнем двух рассматриваемых переходов.

1. А.П.Войтович, В.Б.Дуцаев, А.П.Прокопов/ЖПС, 42(1985), 369.

ВЛИЯНИЕ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДИНАМИКУ ГЕНЕРАЦИИ CO₂ ЛАЗЕРА С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В РЕЗОНАТОРЕ.

В.В.Невдах, О.Л.Гайко

Институт физики НАН Беларуси, Минск

Ю.В.Лойко, А.В.Черкасов

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, Минск

В последнее время возрос интерес к исследованиям влияния поперечных мод на динамику генерируемого излучения. Было выяснено влияние модового состава излучения на режимы генерации лазеров и показано, что в лазерах, которые в одномодовом режиме генерировали излучение с постоянной интенсивностью, при многомодовой генерации могут проявляться динамические режимы, такие как переключение, конкуренция мод и многие другие [1].

В данной работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования влияния модовой структуры излучения на регулярные режимы пассивной модуляции добротности (ПМД) в CO₂-лазерах с насыщающимся поглотителем (НИ) в резонаторе. Экспериментальная установка детально описана ранее в [2]. В качестве насыщающего поглотителя использовались пары метанола. Модовый состав регулировался внутрирезонаторной ирисовой диафрагмой и контролировался двумя фотоприемниками, один из которых регистрировал суммарную интенсивность всех мод, а второй - только одной моды. Определены условия, при которых реализуются как режимы периодического переключения двух поперечных мод, так и режимы их одновременной генерации. Для объяснения полученных результатов исследуется теоретическая модель, учитывающая пространственное распределение поперечных мод.

1. M.Brambila, M.Cattaneo, L.A.Lugiato, F.Prati, A.J.Kent, G.-L.Oppo, A.B.Coates, C.O.Weiss, C.Green, E.J.D'Angelo, and J.R.Tredicce, Phys.Rev. A, **49** (1994), 1427. A.B.Coates, C.O.Weiss, C.Green, E.J.D'Angelo, J.R.Tredicce, M.Brambila, M.Cattaneo, L.A.Lugiato, F.Prati, A.J.Kent and G.-L.Oppo/Phys.Rev.,A, **49** (1994),1452.
2. V.V.Nevdakh, O.L.Gaiko, L.N.Orlov/Optics Comm.,127 (1996),303.

ДВУХЧАСТОТНЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ He-Ne-ЛАЗЕРА ($\lambda=3,39$ мкм) В ПОПЕРЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

В. Г. Гуделев, Ю. П. Журик
Институт физики им. Б. И. Степанова НАНБ, Минск

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию специфики двухчастотной генерации в He-Ne-лазере ($\lambda=3,39$ мкм, переход $3S_2-3P_4$) с линейной фазовой анизотропией резонатора. Обеспечение двухчастотного режима с малой разностью частот (≤ 30 МГц) в лазере данного типа затруднено из-за сильного нелинейного взаимодействия волны линейных ортогональных поляризаций в активной среде. В данной работе для ослабления взаимодействия ортогонально поляризованных волн на активной элемент лазера накладывались поперечные магнитные поля различных конфигураций.

Теоретические исследования проводились на основе полуклассической теории Лэмба путем расчета поляризованности активной среды с точностью до членов третьего порядка по амплитудам волны при учете влияния деполаризующих атомных столкновений, фазовой анизотропии резонатора и векторного характера поля излучения лазера. Для теоретического анализа использовались соотношения из работ [1,2].

В экспериментах использовался изотропный активный элемент – газоразрядная трубка с диаметром капилляра 1,6 мм и длиной разрядного промежутка 11 см. Трубка была герметизирована окнами из *VaF₂*, почти перпендикулярными к оптической оси лазера. Исполыз овалась рабочая смесь гелия и неона в соотношении 10:1 при общем давлении 2,5 Тор. Регистрация и обработка экспериментальных данных осуществлялась с помощью цифрового осциллографа и персонального компьютера.

В однородном магнитном поле при использовании амплитудно-изотропного резонатора двухчастотный режим реализуется только в области низких значений давления рабочей смеси ($< 1,5$ Тор). Данное обстоятельство не позволяет обеспечить оптимальные условия генерации с точки зрения максимальной выходной мощности и ограничивает практическое применение лазеров с таким способом обеспечения двухчастотной генерации.

При стандартном давлении активной среды (2,5-3 Тор) основной причиной, затрудняющей реализацию двухчастотного режима, является линейный дихронизм активной среды, индуцируемый магнитным полем. Нежелательное воздействие дихронизма может быть в некоторой степени компенсировано амплитудной анизотропией резонатора, увеличивающей потери для волны, электрический вектор которой параллелен направлению внешнего магнитного поля. Расчеты и эксперименты подтвердили перекрестность использования амплитудной анизотропии резонатора для реализации двухчастотного режима. Однако ширина области значений напряженности магнитного поля, соответствующих двухчастотному режиму, незначительна, что делает лазер чувствительным к воздействию внешних магнитных полей.

Более эффективным средством компенсации дихронизма активной среды является наложение на два участка активной среды взаимноортогональных поперечных магнитных полей [3]. В этом случае двухчастотный режим существует в широком диапазоне значений давления активной среды и напряженности магнитных полей, а оптимизация выходной мощности лазера не представляет затруднений.

1. Гончуков С. А., Ермаченко В. М., Измайлов А. Ч. и др. // Квантовая электроника, 8 (1981), 333.
2. Измайлов А. Ч. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МИФИ, 1983.
3. Гуделев В. Г., Измайлов А. Ч., Ясинский В. М. // Квантовая электроника, 15 (1988), 263.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛУЧАЙНЫХ БЛУЖДАНИЙ АМПЛИТУД ГЕНЕРАЦИИ АНИЗОТРОПНОГО He-Ne-ЛАЗЕРА

В.Г. Гуделев, Ю.П. Журник
Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, Минск

Диффузионные процессы играют важную роль во многих областях физики. В последние десятилетия внимание многих исследователей было привлечено к изучению процессов с аномальной диффузией. Одной из широко используемых моделей для изучения аномальной диффузии является фрактальное броуновское движение, а характеристикой нерегулярности траекторий такого движения является экспонента Херста H ($0 < H < 1$) [1].

Работа посвящена экспериментальному исследованию статистических характеристик случайных блужданий амплитуд генерации в He-Ne-лазере с анизотропным резонатором в режиме безразличного равновесия, который был реализован на границе между областями одночастотной и двухчастотной генерации путем наложения однородных поперечных взаимно ортогональных магнитных полей на соседние участки активной среды. При данном режиме амплитуды генерируемых волн совершают броуновское движение в фазовом пространстве под действием «Ланжевеновских сил», обусловленных флуктуациями спонтанной эмиссии.

Согласно хорошо апробированной полуклассической теории Лэмба с феноменологически добавленными «Ланжевеновскими силами» в виде независимых белых гауссовых шумовых процессов при условиях, реализованных в эксперименте, лазер как динамическая система совершает в фазовом пространстве амплитуд движение, которое можно характеризовать как винеровский процесс ($H=0.5$).

В экспериментах исследовался He-Ne лазер с длиной волны генерируемого излучения $\lambda=1,15$ мкм со следующими параметрами: линейная фазовая анизотропия резонатора составляла 10 мрад, превышение над потерями $\eta=1.08-1.1$, межмодовый интервал $c/(2L)=680$ МГц. Активный элемент представлял собой газоразрядную трубку с длиной капилляра 120 мм и диаметром 2.2 мм со смесью He и Ne в соотношении 10:1 и общем давлении 2.5 Тор. С помощью трактов широкополосного преобразования и усиления регистрировались временные реализации интенсивностей линейно поляризованных волн (собственных состояний излучения лазера) в режиме безразличного равновесия, представляющие собой всюду нерегулярные антифазные реализации. Затем путем простых преобразований получали временные реализации амплитуд генерируемых волн.

Статистический анализ большой выборки таких временных реализаций позволил сделать следующие выводы.

1. Исследуемые процессы являются процессами с гауссовскими приращениями и характеризуются медленным ростом дисперсии ($H < 0.5$) на малых временах (< 200 мкс) и быстрым ростом дисперсии ($H > 0.5$) при больших временах наблюдения.
2. Распределения точек на временной оси, для которых выборочные траектории обладают близкой нерегулярностью, можно рассматривать как фрактальные, рассматривая всю временную реализацию как мультифрактал.
3. Усредненный спектр сингулярностей анализируемых временных реализаций, оцененный с помощью вейвлет преобразования по методике [2], охватывает практически всю область значений от 0 до 1.

1. Е. Федер. Фракталы. Москва; Мир, 1991.

2. J.F. Muzy, E. Bacry, A. Arneodo. // Journ. of Bif. and Chaos. Vol. 4, N 2 (1994), 245-302.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ БЛИЖНЕЙ ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА

А. А. Ставров

Открытое акционерное общество "Пеленг", г. Минск

Одной из существенных проблем при создании и практическом использовании лазеров ИК диапазона является визуализация генерируемого излучения. Она обеспечивает наглядность получаемых результатов, а также значительно упрощает вопросы исследовательской и конструкторской отработки как лазера, так и содержащей его системы. Наряду с названными достоинствами, наличие визуализирующих индикаторов ИК излучения принципиально повышает уровень безопасности обслуживающего персонала при работе с лазерами. Простейшие и весьма удобные визуализаторы для ближнего ИК диапазона (0,7...3,0 мкм) могут быть созданы на основе антистоксовых люминофоров [1].

Люминофоры для визуализации излучения неодимсодержащих лазеров (длина волны 1,06 мкм) подбирались в соответствии с рекомендациями [1, 2]. Их спектры поглощения располагаются в области 0,9...1,1 мкм с максимумом чувствительности при 0,96 мкм. Люминофоры обеспечивают эффективное преобразование лазерного излучения в зеленую область спектра и удовлетворяют широкому диапазону условий применения. Их разрешающая способность достигает 50 мм^{-1} , чувствительность - около 50 мВт/см^2 , интервал рабочих температур - от минус 50 до +50 °С. Люминофоры чувствительны к излучению лазеров, генерирующих как в свободном режиме, так и в режиме модуляции добротности резонатора. При работе с лазерами импульсно-периодического действия инерционность люминесценции для частот повторения импульсов в десятки герц не обнаружена.

Для визуализации лазерного излучения в спектральной области 1,2 мкм синтезированы образцы фторида иттрия с переменной концентрацией гольмия и иттербия, люминесцирующие в красном и зеленом диапазонах [3]. Соотношение концентраций активаторов влияет на интенсивность свечения обеих спектральных полос: при увеличении доли иттербия цвет меняется от красного к зеленому. Люминофоры успешно алоробированы с гелий-неоновым лазером при длине волны генерации 1,15 мкм и мощности излучения порядка 20 мВт.

Антистоксова люминесценция при возбуждении излучением с длиной волны 1,54 мкм (эрбийсодержащий лазер) наблюдается в кристалличес-

ких материалах с примесными ионами Er^{3+} . Свечение регистрируется в синей, зеленой и красной областях спектра. Интенсивность полос люминесценции характеризуется нелинейной зависимостью от содержания эрбия и имеет максимум при концентрациях активатора 10...15 мол.%.

Для оптимизации состава такого визуализатора проведены расчеты [4]. В основу анализа положено вероятностное описание процессов формирования и распада высоковозбужденных состояний активатора [2]. Для расчета заселенности его энергетических уровней использовалась система кинетических уравнений, представленная в [5]. Скорости безызлучательных процессов внутриионной и межионной релаксации вычислялись с помощью выражений адиабатической теории возмущений. Синтезированные с учетом полученных закономерностей люминофоры обеспечивали эффективное преобразование излучения эрбийсодержащих лазеров в зеленую и красную области спектра.

При возбуждении излучением с длиной волны 2,1 мкм антистоксова люминесценция в зеленой и красной областях наблюдается в образцах оксихлорида гадолиния и фторида натрия-иттрия с гольмием. Принимая во внимание весьма ограниченный объем информации о данных люминофорах, основные закономерности их свечения целесообразно было исследовать как расчетным путем, так и экспериментально [6]. Источником излучения служил гольмийсодержащий лазер с длиной волны 2,09 мкм, работающий в режиме свободной генерации при длительности импульса около 400 нс и энергии в импульсе 140 мДж.

Красная полоса свечения, за которую отвечает высоковозбужденный энергетический уровень ${}^5\text{F}_5$, надежно регистрировалась при энергии излучения 120 мДж для образцов люминофоров с концентрацией активатора не менее 3 мол.%. Максимальная интенсивность антистоксовой люминесценции достигалась при концентрациях 10...15 мол.%, после чего наблюдался ее спад. Заметное зеленое свечение (уровень ${}^5\text{S}_2$) обнаруживалось у образцов, содержащих не менее 10 мол.% гольмия. Здесь также имеется максимум, однако он смещен в область более высоких (50...60 мол.%) значений концентрации. Обе полосы уверенно регистрируются лишь в областях концентраций гольмия, близких к оптимальным, что может быть связано с более существенным спектральным сдвигом полос возбуждения и люминесценции, чем в предыдущих случаях. Интенсивность антистоксовой люминесценции с ростом энергии возбуждения увеличивается и стремится к насыщению.

Результаты расчетов в основных чертах коррелируют с экспериментальными данными. Это позволяет использовать их не только на

стадии практической отработки оптимальных составов люминофоров, но в значительной мере также на этапах, предшествующих синтезу люминесцирующих веществ. Созданные с использованием данных факторов образцы антистоксовых люминофоров позволили надежно визуализировать излучение гольмийсодержащих лазеров.

Таким образом, на основе антистоксовых люминофоров реализованы эффективные визуализаторы излучения гелий-неонового лазера, а также лазеров, содержащих генерирующие ионы Nd^{3+} , Er^{3+} и Ho^{3+} . Люминофоры содержат те же активаторы, что и кристаллические лазерные среды. Визуализаторы заметно обогащают технику и методику экспериментальных работ и могут быть использованы на всех стадиях отработки источников ИК излучения и содержащих их систем.

1. Овель Ф.Е. Материалы и устройства, использующие антистоксовы люминофоры с переносом энергии // ТИИЭР. 1973. Т.61, №6. С.87-120.

2. Казарян А.К., Тимофеев Ю.П., Фок М.В. Антистоксово преобразование излучения в люминофорах с редкоземельными ионами // Труды ФИАН СССР. 1986. Т.175. С.4-85.

3. Кожан Т.М., Кузнецова В.В., Сергеев И.И., Ставров А.А., Хоменко В.С. Влияние иттербия на антистоксовую люминесценцию гольмия при возбуждении в области 1,2 мкм // ЖПС. 1991. Т.54, №5. С.778-783.

4. Кузнецова В.В., Сергеев И.И., Ставров А.А. О концентрационной зависимости интенсивности антистоксовой люминесценции эрбия при возбуждении в области 1,5 мкм // ЖПС. 1990. Т.53, №3. С.391-396.

5. Температурная зависимость антистоксовой люминесценции тулия в присутствии малых примесей побочных РЗЭ / В.В.Кузнецова, И.И.Сергеев. Минск, 1984. 25с. (Препринт / Институт физики АН БССР: 322).

6. Кожан Т.М., Котов С.Г., Кузнецова В.В., Сергеев И.И., Ставров А.А., Хоменко В.С. Антистоксова люминесценция гольмия при возбуждении в области 2,1 мкм // ЖПС. 1990. Т.53, №5. С.726-733.

ФОРМИРОВАНИЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО ОТКЛИКА МОЛЕКУЛЯРНЫХ СРЕД ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ СДВИГА ПРОТОЛИТИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

Ю.И.Миксюк

Белорусский государственный педагогический университет им. М.Танка,
г. Минск

Представлены результаты исследования нелинейного фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения и показателя преломления растворов красителей, претерпевающих реакцию фотопереноса протона. Предложена теоретическая модель, позволяющая рассчитать изменения спектроскопических и оптических характеристик растворов. Проанализировано влияние смещения полос поглощения исходных форм молекул и их радикалов, вероятностей спонтанных и безызлучательных переходов, а также стоксового сдвига полос поглощения и люминесценции на нелинейный отклик среды. Исследованы особенности заселения возбужденных уровней и обнаружены режимы немонотонной зависимости нелинейного отклика среды от интенсивности возбуждающего светового лучка в области полос поглощения нейтральной и ионной форм молекул красителя.

Проведенный анализ динамики протекания фотопротолитических реакций в растворах сложных органических соединений при импульсном возбуждении позволил оценить параметры среды и излучения, при которых реализуется резкое фотоиндуцированное изменение pH. Реализация фотоиндуцированного самовоздействия молекул посредством изменения текущих параметров раствора (состава сольватной оболочки, pH-фактора) представляется перспективным средством управления нелинейным откликом конденсированных сред и представляет интерес для разработки новых методов управления параметрами лазерного излучения.

КООПЕРАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ СОЛЬВАТАЦИИ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ПАРАМЕТРЫ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛ В БИНАРНЫХ РАСТВОРИТЕЛЯХ

С.К.Горбацевич, О.Ю.Покотило

Белорусский государственный университет, Минск

В качестве сред для нелинейной оптики могут быть использованы системы на основе растворов сложных органических молекул в смеси полярного и неполярного растворителей. Сложный оптический отклик таких растворов на световое воздействие формируется за счет эффектов нелинейной сольватации неспецифической природы, аналогичных эффектам диэлектрического насыщения. Существующее теоретическое описание электронных спектров трехкомпонентных растворов (молекула активатора в смеси полярного и неполярного растворителей) базируется на допущениях, пренебрегающих взаимодействием молекул полярного растворителя между собой. В данной работе на основании модели, позволяющей учесть взаимодействие молекул полярного растворителя между собой, проведены расчеты электронных спектров трехкомпонентных растворов. Показано, что использование теории трехкомпонентных растворов, не учитывающей взаимодействие молекул полярного растворителя между собой, для определения молекулярных параметров, характеризующих молекулы активатора и растворителя, может приводить к завышенным оценкам эффективности взаимодействия активатора с полярным растворителем и концентрации последнего. Продемонстрирован кооперативный характер связывания молекул полярного растворителя с молекулами активатора, проявляющийся в очень крутой "S-образной" зависимости сдвига спектра зонда от концентрации полярного растворителя.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

ВЛИЯНИЕ ГЕТЕРОПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ НА КИНЕТИКУ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РАСТВОРОВ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

С.К.Горбачевич, С.Ю.Михневич

Белорусский государственный университет, Минск

Прогресс в развитии новых методов обработки оптической информации в реальном масштабе времени обусловливается созданием нетрадиционных сред для нелинейной оптики. В этом качестве могут быть использованы нелинейные системы на основе растворов сложных органических молекул, нелинейный отклик которых на световое воздействие обусловлен коллективным поведением молекулярного ансамбля с переносом энергии электронного возбуждения. Исследование динамических, спектральных и поляризационных характеристик таких молекулярных систем дает новую информацию, позволяющую значительно расширить возможности спектрально-временных преобразований лазерных импульсов.

В настоящей работе проведено теоретическое исследование кинетических параметров флуоресценции твердых растворов, состоящих из молекул двух типов (молекулы донора и акцептора), между которыми возможен безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения при интенсивном импульсном возбуждении. При этом молекулы донора обладают высоким квантовым выходом, а молекулы акцептора выполняют роль тушителей люминесценции. Возбуждение флуоресценции производится в полосе поглощения молекул донора.

Предложена теоретическая модель для описания параметров флуоресценции твердых концентрированных растворов, состоящих из сложных молекул двух типов (донор-акцептор) с безызлучательным переносом энергии электронного возбуждения при интенсивном импульсном возбуждении. Исследована динамика тушения люминесценции молекул донора, обусловленная переносом энергии электронного возбуждения на молекулы акцептора. Результаты численных расчетов представлены в виде аппроксимационных формул.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Влияние антистоксовой и обратной стоксовой компонент на процесс ВКР

Н.Б.Губарь, Е.Г.Толкачева

Институт физики Национальной академии наук Беларуси,
220072, Беларусь, г. Минск, пр. Ф.Скорины, 70,
тел.(375-172) 284-09-58
E-mail: lena@dragon.bas-net.by

В данном сообщении представлены результаты теоретического анализа параболических уравнений, описывающих процесс ВКР с учетом антистоксовой, прямой и обратной стоксовых компонент. Нами проведено исследование влияния обратной стоксовой компоненты на процесс ВКР в режиме истощения накачки. В плосковолновом приближении для случая, когда применимо приближение заданного поля для антистоксовой компоненты, получено аналитическое решение уравнений, описывающих процесс генерации попутной и обратной стоксовых компонент в режиме истощения накачки.

Показано, что генерация обратной стоксовой компоненты приводит, наряду с уменьшением интенсивности попутной стоксовой компоненты, к уширению области перекачки энергии из лазерной волны в рассеянное излучение. Влияние генерации обратной стоксовой компоненты проявляется в уменьшении интенсивности антистоксовой волны и смещении области эффективного преобразования излучения к выходному торцу кюветы [1].

Нами также рассмотрена поперечная структура прямой и обратной стоксовых компонент в поле заданного пучка накачки квадратичного профиля. В этом случае общие квазиоптические уравнения, описывающие процесс ВКР, допускают аналитическое решение. Амплитуды прямой и обратной стоксовых компонент оказываются равными и могут быть представлены в виде суперпозиции полиномов Эрмита-Гаусса [2].

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, проект М96-016

Литература

1. А.А.Афанасьев, Н.Б.Губарь, В.М.Волков//КЛФИС-III. Т.1. С.44-47. 1997.
2. Н.Б.Губарь, Е.Г.Толкачева//Известия НАНБ, серия физ.-мат. наук (прилага к печати), 1998.

ФОРМИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В СЛОЯХ ОРИЕНТИРОВАННОГО НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Е.А.Мельникова, О.Г.Романов

Белорусский государственный университет, Минск

Проведено теоретическое исследование и компьютерное моделирование процессов записи динамических дифракционных структур в ориентированных слоях нематического жидкого кристалла (НЖК), допированных молекулами красителя.

Построена динамическая модель эффектов переориентации директора НЖК при одновременном воздействии как квазистатического электрического поля, так и поля световой волны. Определены условия реализации в такой системе квазипериодических и периодических пульсаций прошедшего через ЖК-слой лазерного излучения.

Рассмотрена задача записи динамических дифракционных решеток при взаимодействии двух световых пучков с НЖК-слоем, допированным молекулами красителя. Вследствие жесткой связи молекул ЖК с поверхностью подложек нелинейность переориентации директора НЖК носит нелокальный характер. В то же время резонансная составляющая нелинейной восприимчивости, определяемая параметрами красителя, характеризуется локальными значениями светового поля. Изучены как стационарные, так и переходные характеристики двухволнового смешения в предположении адиабатического следования изменений световых полей за процессами формирования индуцируемых дифракционных структур. Предложено использовать квазистатическое электрическое поле для уменьшения порога переориентации по интенсивности световых пучков, а также введение одного из пучков в петлю оптоэлектронной обратной связи для контроля и управления динамикой двухволнового смешения.

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕТА В ПЛОТНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

А.А.Афанасьев, Р.А.Власов, А.Г.Черствый

*Institute of Physics, National Academy of Sciences, 70, F.Skaryna Ave., Minsk, 220072, Belarus
Fax: 375-172-840879; E-mail: lyp@dragon.bas-net.by*

В настоящей работе исследуются эффекты, возникающие при распространении света в плотных резонансных средах (ПРС). Большой интерес к данной области нелинейной оптики был стимулирован предсказанием в ПРС явления т.н. беззеркальной или внутренней оптической бистабильности (ВОБ) – неоднозначной зависимости разности заселённости между резонансными уровнями среды от интенсивности внешнего поля $N(I)$. В отличие от оптической бистабильности, наблюдающейся в разнообразных нелинейных системах с положительной обратной связью (например, в нелинейных интерферометрах Фабри-Перо), здесь бистабильность обусловлена спецификой взаимодействий между атомами среды.

Основной причиной возникновения ВОБ в ПРС являются ближние диполь-дипольные (БДД) взаимодействия атомов среды. Это приводит к тому, что в некотором интервале интенсивностей внешнего поля при определённом соотношении параметров среды и излучения появляется Z-образная петля гистерезиса в зависимости $N(I)$, на верхней и нижней ветвях которой атомы находятся соответственно в слабо и сильно возбуждённых состояниях. Вследствие сильного поглощения для исследования динамики ВОБ может быть использовано отражение мощной световой волны от образца ПРС или самодифракция света на тонкой плёнке резонансных атомов.

В качестве модели атома ПРС обычно используется модель двухуровневой системы. В нашем сообщении мы впервые учли нерезонансные взаимодействия поля со всеми переходами рассматриваемой квантовой системы (модель обобщённой двухуровневой системы).

В докладе подробно рассматривается задача об отражении мощной световой волны от полубесконечной ПРС [1]. Поскольку переход между ветвями бистабильной характеристики сопровождается фазовым переходом первого рода, то в среде при определённых интенсивностях образуется дополнительная светондусированная граница, от которой происходит отражение. Исследованы гистерезисные зависимости коэффициента отражения и толщины домена от интенсивности внешнего поля как для нормального, так и для наклонного падения. Далее подробно рассмотрена самодифракция света в тонкой плёнке ПРС [2]. Впервые приведены точные аналитические формулы зависимости пороговых интенсивностей переключения от параметров рассматриваемой системы. Исследованы зависимости интенсивности дифракционных максимумов для первых четырёх порядков дифракции от величины интенсивности приложенного поля.

Представлено полное и точное исследование эффекта локального поля в модели обобщённой двухуровневой системы [3]. Предсказан целый ряд качественно новых эффектов в зависимости разности населённостей между резонансными уровнями от интенсивности светового поля $N(I)$ (появление второй гистерезисной петли, самопересечение петель и образование точки бифуркации, возникновение изолированного состояния, а также возможность обнаружения ВОБ для достаточно разреженных сред с постоянной БДД-взаимодействием меньше единицы), представляющих собой результат совместного действия диполь-дипольных взаимодействий атомов среды и нерезонансных взаимодействий среды с электромагнитным полем. Последний эффект представляется нам особенно интересным, поскольку открывает возможности экспериментального обнаружения ВОБ в газообразных средах (например, в парах щелочных металлов).

1. A.A.Afanasyev, R.A.Vlasov, V.M.Volkov and N.B.Guhar//*J.Opt.Soc.B*, v.15, N.3, 1160(1998).

2. A.A.Afanasyev, A.G.Cherstvy and R.A.Vlasov//*QJE* (in print).

3. A.A.Afanasyev, A.G.Cherstvy, R.A.Vlasov and V.M.Volkov//*Phys.Rev.A* (in print).

ФОТОРЕФРАКТИВНОСТЬ КРИСТАЛЛА CdTe:V В БЛИЖНЕЙ ИК-ОБЛАСТИ

¹И.Н.Агишев, ¹А.Л.Толстик, ²О.Х.Хасанов, ²В.Н.Якимович

¹Белорусский государственный университет, Минск

²Институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ, Минск

В настоящей работе экспериментально исследуются фоторефрактивные свойства кристаллов теллурида кадмия, легированных ванадием (CdTe:V) в спектральной области 1-1.5 мкм. Кристаллы выращивались по модифицированному методу Бриджмена. Для обеспечения однородного распределения атомов ванадия использовался оригинальный диффузионный метод введения примесей. Введение ванадия необходимо было для создания полосы примесного поглощения в ближней ИК-области спектра и усиления фоторефрактивных свойств. Образцы вырезались в виде плоскопараллельных пластин толщиной 5 мм, входная поверхность которых совпадала с плоскостью (110). В этой плоскости лежат также кристаллографические направления [001] и [111], имеющие существенное значение при ориентации кристалла для записи фоторефрактивных решеток.

Дифракционная эффективность динамических голограмм в кристаллах CdTe:V исследовалась по схеме четырехволнового смешения. В качестве источника излучения использовался импульсный лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом (энергия импульса 10 мДж). Получены зависимости дифракционной эффективности от ориентации кристалла, периода дифракционной решетки и интенсивности записываемых световых пучков. Без использования внешнего электрического поля реализована дифракционная эффективность ~0.01%. На основе проведенных экспериментов определены оптимальные условия записи динамических голограмм и оценены дебаевская длина экранирования и эффективная концентрация центров захвата носителей.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛАСТИНКАХ

Ю.А.Кузавко

Брестский политехнический институт, г. Брест

Под поляризационной магнитооптической бистабильностью (ПМОБ) предлагается понимать наличие двух стационарных состояний для электромагнитной волны (ЭМВ), прошедшей через магнитную пластинку (нами рассматривается пластинка антиферромагнетика с легкоплоскостной ху анизотропией (АФЛП) при одних и тех же значениях входных интенсивности и поляризации. ЭМВ падает на пластинку толщиной d нормально по оси x , вдоль которой приложено внешнее магнитное поле H_0 . Анализ уравнений Максвелла и Ландау-Лифшица в магнитостатическом приближении для магнитодиэлектрической пленки показывает, что ПМОБ является эффектом пороговым по интенсивности падающих ЭМВ.

Зависимости выходной поляризации φ ЭМВ от ее входной φ_0 находится из соотношения:

$$\int \frac{b \varphi}{a + b f(\varphi)} = d,$$

где параметры a и b соответственно однозначно определяются линейным и нелинейным магнитными взаимодействиями, в рассматриваемом случае АФЛП $f(\varphi) \approx \cos 2\varphi$. При $b=0$ получаем обыкновенный эффект Фарадея (ЭФ). При $b \neq 0$ возникает нелинейная зависимость вращения плоскости поляризации ЭМВ, так называемый нелинейный ЭФ, который, начиная с некоторой интенсивности $I > I_{\text{пор}} (b=a)$ падающей ЭМВ, становится бистабильным. Для наблюдения теоретически предсказываемого явления ПМОБ необходимо использовать высококачественные АФЛП пластинки с частотой антиферромагнитного резонанса, лежащей в инфракрасном диапазоне, и ЭМВ со значениями собственного переменного магнитного поля $h_0 \sim 10^3$.

О ТЕНЗОРНОМ СДВИГЕ ЧАСТОТЫ РАДИООПТИЧЕСКОГО СВЧ РЕЗОНАНСА В ПАРАХ РУБИДИЯ

В.В.Семенов
СПбГТУ, Санкт-Петербург

В технике образцовых мер частоты с оптической накачкой паров рубидия сигнал поглощения индуцируется на частоте т.н. магнетонезависимых переходов $F, m=j - F', m=-j$ (где $j = 0, -1, 1$) между m подуровнями сверхтонкой структуры с различным значением полного момента $F = 1$ и $F' = 2$. При этом стабильность подобных устройств ограничивается световыми сдвигами частоты резонанса, которые в случае оптической накачки неполяризованным светом содержат две компоненты: скалярный сдвиг частоты, одинаковый для всех подуровней F , либо F' и зависящий от m , тензорный сдвиг частоты, связанный с эффектом выстраивания магнитных моментов атомов. В настоящей работе в терминах формализма, развитого в [1, 2], анализируется роль тензорной компоненты при оптической накачке паров рубидия ламповым источником с использованием изотопической фильтрации света накачки. Для оптически тонкого слоя проведенный анализ приводит к следующим выводам.

1. Весовой вклад тензорной составляющей в интегральный световой сдвиг частоты радиооптического СВЧ резонанса на переходе $1, -1$ примерно втрое меньше, чем на переходе $0-0$.
2. Следствием различия весовых вкладов тензорной компоненты на переходах $0-0$ и $1,-1$ для $\Delta 1$ линии является повышение температуры ячейки фильтра, при которой на двухквантовом переходе реализуется совпадение режимов максимума фильтрации света накачки, нулевого сдвига частоты и нулевой крутизны его изменения при вариациях интенсивности накачки.

1. W.Happer, B.S.Mathur //Phys.Rev. 163, №1 (1967), p.12.
2. B.S.Mathur, H.Tang, W.Happer//Phys.Rev. 171, №1 (1968), p.11.

О ФОРМИРОВАНИИ ГРЕБЕНЧАТОЙ ЛИНИИ МУТАЦИИ В ЯМР СПЕКТРОМЕТРЕ С ПРОТОЧНЫМ ОБРАЗЦОМ

В.В. Давыдов, В.И. Дудкин, В.В. Семенов

СПбГТУ, г. Санкт - Петербург

Структурная схема существующих ЯМР спектрометров с проточным образцом содержит три основных элемента: поляризатор - для намагничивания текущего образца, анализатор - для считывания резонансного сигнала и датчик (или катушку) мутации, предназначенный для инверсии вектора намагниченности с помощью резонансного радиополя катушки.

В приложениях используется зависимость амплитуды сигнала в анализаторе от частоты радиополя - т.е. линия мутации, дискриминирующая способность которой ограничена влиянием неоднородностей магнитного поля в зоне размещения датчика мутации. В настоящей работе исследуется новый режим формирования линии мутации, позволяющий ослабить эффект ее неоднородного уширения в условиях низкочастотной модуляции магнитного поля в зоне размещения датчика мутации. При частоте модуляции, выбранной меньше ширины линии мутации, последняя приобретает форму гребенчатой структуры в виде линий-спутников с дискриминаторной характеристикой повышенной крутизны.

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЛАЗЕРОВ СО СЛОЖНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ РЕЗОНАТОРА

В.С. Бураков, В.В. Жуковский, А.В. Исаевич

Институт молекулярной и атомной физики НАНБ, Минск

Раскрыты перспективы применения лазеров в качестве рефлектометров диэлектрических зеркал. В основу положен двухканальный резонаторный метод определения коэффициентов отражения R зеркал, включая сложные, базирующийся на измерениях интенсивностей потоков излучения, выходящих через зеркала резонатора лазера. При наличии калиброванного отражателя определяются коэффициенты отражения всех зеркал резонатора. Практически существенна возможность определения R лазерных зеркал без использования эталонных отражателей. Для этого производятся измерения энергии потоков излучения лазера при резонаторах, составленных из различных комбинаций исследуемых зеркал. Выполнен детальный анализ точности измерения R .

Важно, что данный способ лазерной рефлектометрии позволяет определять значения динамических коэффициентов отражения зеркал резонатора, реализующихся в процессе работы лазера, которые могут зависеть от добротности резонатора и мощности накачки активной среды лазера. Так, при накачке рубина, превышающей пороговое значение в полтора раза, расчет коэффициента отражения сложного зеркала резонатора возможен по формулам геометрической оптики. Это позволило предложить новый вариант метода внутррезонаторной лазерной спектроскопии исследования свойств вещества, располагаемого в активной части резонатора лазера. Для нелинейных веществ показана возможность определения остаточного поглощения. Приводятся результаты исследования поглощения эрозионной лазерной плазмы.

Работа выполнена при частичной поддержке Фонда фундаментальных исследований Беларуси (грант № Ф96-130, грант № Ф97-016).

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОФИЛЯ ПРОПУСКАНИЯ ЧАСТОТНЫХ ФИЛЬТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДУЛИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

А.В.Лавриненко, Д.Н.Чигрин, Д.В.Богомолов

Белорусский государственный университет, Минск

Бинарные периодические структуры, как известно, обладают частотными зонами с предельно малым пропусканием. Данные свойства служат основой для использования таких сред в качестве селективных поляризационных фильтров. Характерным является наличие глубоких гладких запрещенных зон и сильно возмущенных зон пропускания, что ограничивает возможности их использования для управления лазерным излучением.

В работе [1] было предложено использовать модулированный потенциальный барьер для получения гладких зон пропускания и отражения для электронных волн. В данной работе мы применили эту идею для сглаживания функции пропускания в соответствующих зонах фильтров оптического излучения. Показатели преломления изотропных слоев промодулированы с помощью гауссовой функции $\exp(-x^2/\sigma^2)$, где параметр $\sigma = L/4$, L – ширина всей структуры. Как зоны пропускания, так и зоны отражения теперь имеют плоский профиль. Ширины этих зон довольно значительны – более чем 100 ТГц для центральной зоны пропускания.

В работе обсуждаются возможности получения подобного эффекта за счет модуляции толщин слоев, а также эффективность применения указанных модуляций в фильтрах и поляризационных затворах на основе анизотропных сред.

1. H.-H. Tung and C.-P. Lee//IEEE J. Quant. Electr.,32 (3), 507-512 (1996).

РАСЧЕТ ИНДУЦИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ В ПОЛЯРНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Я.О. Шабловский

Гомельский государственный университет, г. Гомель

Базовыми элементами большинства нелинейнооптических устройств, предназначенных для модуляции и частотного преобразования излучения, традиционно служат кристаллы, прозрачные в области взаимодействия волн и удовлетворяющие в этом волновом диапазоне условию фазового согласования. Такие среды также должны допускать контролируемое изменение их физических свойств без ухудшения оптического качества, что позволяет влиять на параметры световых пучков. Цель настоящего исследования – изучение возможностей практического осуществления таких контролируемых изменений за счет электрооптического и термооптического эффектов в полярных диэлектриках. Сформулируем основные результаты.

Найдены аналитические выражения для температурных зависимостей показателей преломления света вдоль координатных осей одноосных и двуосных полярных кристаллов. Получена температурная зависимость тепловых осцилляций интенсивности ГВГ в одноосных кристаллах. Продемонстрировано хорошее согласие полученных результатов с экспериментальными данными для кристалла $LiNbO_3$.

Для ряда одноосных полярных диэлектриков исследована возможность оптимального выбора их ориентации в амплитудных и фазовых электрооптических модуляторах при неизотермических условиях. Наряду с ограничениями по пространственной ориентации электрооптических кристаллов найдены критерии наиболее эффективного температурного режима модуляции. В частности, для KDP температурная зависимость наиболее выгодной ориентации при амплитудной модуляции имеет вид

$$m_1^2 = m_2^2 = [2 + 1.42 \cdot 10^2 (T - T_c)^{-1}] / 3 [1 + 0.355 \cdot 10^2 (T - T_c)^{-1}] \\ m_3^2 = [1 + 0.71 \cdot 10^2 (T - T_c)^{-1}] / 3 [1 + 0.355 \cdot 10^2 (T - T_c)^{-1}],$$

где m_i – направляющие косинусы волновой нормали, T_c – температура Кюри.

Результаты настоящей работы могут использоваться при расчете монокристаллических базовых элементов систем управления лазерным излучением.

АНАЛИЗ АНАЛИТИЧЕСКИХ ВЫРАЖЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ

А.А. Фирсов, В.В. Шепелевич

Мозырский государственный педагогический институт, г. Мозырь

Благодаря своим уникальным свойствам кристаллы типа $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ применяются как среды для записи изображения во многих оптических приборах. В связи с этим представляет интерес исследовать возможности оптимизации выходных характеристик фазовых решеток, записанных в объеме этих кристаллов.

В большинстве классических работ по исследованию дифракции света в фоторефрактивных кристаллах используется приближение заданной решетки, не учитывающее перераспределение энергии между волнами в процессе их взаимодействия с записываемой решеткой, что приводит к существенным погрешностям при большой толщине кристалла.

В некоторых работах [1,2] влияние перераспределения энергии между световыми волнами при двухволновом взаимодействии на видность интерференционной картины учитывалось численным методом, что, однако, не является наиболее эффективным способом решения поставленной задачи.

В настоящем докладе будет представлен приближенный вывод аналитических выражений видности интерференционной картины и дифракционной эффективности фазовой пропускающей ненаклонной голографической решетки в кубическом фоторефрактивном кристалле среза $(1\bar{1}0)$ при произвольной ориентации вектора голографической решетки с учетом пьезоэлектрического эффекта, оптической активности и перераспределения энергии между световыми волнами при записи голограммы. При выводе использовались следующие приближения: малый угол Брэгга, значения постоянных связи много меньше величины удельного вращения, интенсивность сигнальной световой волны всегда остается на много меньшей интенсивности опорной. Поляризация падающих волн предполагалась линейной.

С помощью полученных аналитических выражений определены условия оптимизации дифракционной эффективности голограммы и относительной интенсивности сигнальной световой волны за счет изменения азимута падающего света, угла ориентации вектора голографической решетки и толщины кристалла. Проведено сравнение со случаем заданной решетки.

1. V. Edvold, P. E. Andersen, P. Buchhave and P. M. Petersen//IEEE J. Quantum Electron. 1994, Vol. 30, 4 P. 1075-1089.
2. Фирсов А.А., Шепелевич В.В. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, в. 17. С. 41 - 47.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОТКЛОНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

А.И.Конойко, В.Ф.Ярмолицкий

Институт электроники НАН Беларуси, г.Минск

Предлагается метод высокоэффективного отклонения световых пучков на базе электрооптики. Сущность метода заключается в оригинальном решении вопроса управления углом отклонения проходящего светового пучка как за счет полного внутреннего отражения, так и за счет преломления света на границе двух электрооптических сред. В результате появляется возможность существенного увеличения диапазона углов отклонения, что позволяет получить на выходе порядка 250 позиций отклонения по одной координате. При этом максимальное управляющее напряжение, соответствующее рабочему угловому диапазону, составляющему порядка 1,5 градуса, не превышает 300 В, что позволяет на порядок уменьшить управляющую электрическую мощность, а следовательно, на соответствующую величину повысить быстродействие.

Рассматривается оптическая схема дефлектора, представляющего собой плоскую структуру, образованную оптически связанными электрооптическими прямоугольными призмами. Входом и выходом такого дефлектора являются перпендикулярные грани электрооптической прямоугольной призмы с осями наведенной анизотропии, ориентированными параллельно этим граням. Все призмы с одинаковой ориентацией кристаллофизических осей расположены в шахматном порядке.

Достоинствами такого устройства отклонения лазерного пучка, наряду с высоким быстродействием и сравнительно низким управляющим напряжением, являются простота конструкции оптической части и минимальные габариты. При этом в отличие от известных электрооптических устройств отклонения лазерных пучков рассматриваемый дефлектор обладает низкими поляризационными искажениями проходящего светового потока.

Предлагаемое устройство отклонения может быть использовано в лазерных системах записи и обработки оптической информации, в системах лазерной связи, в лазерных маркерах и т.п.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ИЗГИБНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ В ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ С ДВОЙНЫМ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕМ

И.Г.Войтенко, Г.В.Кулак, В.И.Кулак, П.И.Ропот
Мозырский государственный педагогический институт

Для создания различных акустооптических (АО) устройств необходимо знать особенности АО взаимодействия в волоконных волноводах (ВВ) с двойным лучепреломлением [1]. В [2] рассмотрен способ возбуждения изгибной акустической моды ВВ, прижатого к поверхности подложки, поверхностной акустической волной (ПАВ), распространяющейся в подложке.

В настоящей работе исследованы особенности АО взаимодействия на изгибных ультразвуковых волнах в одномодовых ВВ с двойным лучепреломлением в непрерывном и импульсном режимах дифракции. Показано, что с увеличением отношения времени группового запаздывания к длительности падающего импульса эффективность АО дифракции уменьшается. Рассмотрена новая схема АО взаимодействия в ВВ, на основе которой показана возможность достижения эффективности АО дифракции, близкой к ста процентам. При этом несколько участков волокна, намотанного на стеклянную пластинку, прижимаются к подложке пьезоэлектрика, по которой распространяется ПАВ, возбуждаемая системой встречно-штыревых электродов. Показано, что форма огибающей дифрагированного импульса значительно изменяется по сравнению с формой падающего (гауссового), когда время группового запаздывания дифрагированных волн превышает длительность падающего светового импульса.

1. Гуляев Ю.В., Меш М.Я., Проклов В.В. Модуляционные эффекты в волоконных световодах и их применение. М., 1991.
2. Greenhalgh P.F. //Elektron.Letters. 1989. V.2518. P.1206.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ГИПЕРЗВУКЕ В ГИРОТРОПНЫХ КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Г.В.Кулак, С.Н.Ковчур

Мозырский государственный педагогический институт

Для оптимизации акустооптических (АО) устройств (модуляторов, дефлекторов, процессоров и др.) необходимо знать влияние затухания высокочастотного ультразвука (гиперзвука), на характеристики дифрагированных световых пучков [1]. В настоящее время брэгговская дифракция света на затухающих ультразвуковых (УЗ) волнах исследована в негиротропных средах для гауссовых световых пучков при малой мощности УЗ [2], в плосковолновом приближении при сильном АО взаимодействии [3], а также для световых пучков с ограниченными амплитудными профилями [4].

В настоящей работе изучено влияние УЗ затухания и формы амплитудных профилей световых пучков на особенности неколлинеарной брэгговской АО дифракции в гиротропных кубических кристаллах. Показано, что максимальное значение эффективности дифракции (близкое к ста процентам) достигается для пучков прямоугольного профиля. Для пучков с гауссовым профилем эффективность дифракции выше, чем для лорентцевых пучков; с увеличением коэффициента затухания ультразвука эффективность АО дифракции уменьшается. Исследовано влияние внешнего электрического поля на эффективность АО дифракции на сдвиговой УЗ волне. Показано, что с увеличением напряженности внешнего электрического поля эффективность дифракции может быть увеличена вплоть до стопроцентной.

1. Балахший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М., 1985. 280 с.
2. Cohen G., Gordon E.I. // Bell Tech. J. 1969. V. XLIV, P. 693.
3. Пилипович В.А., Щербак Ю.М. // Известия АН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 1976. №4. С. 103.
4. Бельый В.Н., Войтенко И.Г., Кулак Г.В. // ЖПС. 1992. Т. 56, №5-6. С. 831.

ПРИМЕНЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ С ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ В ГИБРИДНЫХ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

С.Н.Курилкина, С.Н.Ковчур

*Гомельский государственный университет, г.Гомель
Институт физики НАНБ, г.Минск*

Гибридные мультистабильные системы с обратной оптоэлектронной связью, основанные на взаимодействии световых и ультразвуковой волн в кристалле представляют значительный интерес для создания систем оптической обработки информации. Различные мультистабильные режимы достигаются путем изменения интенсивности падающего света, напряжения, подаваемого на пьезопреобразователь, волновой расстройки (соответственно оптическая, электрическая и расстроечная мультистабильности).

В настоящей работе, в целях расширения функциональных возможностей указанных систем, предложено использовать наведенную внешним электрическим полем оптическую анизотропию [1,2] Обоснована возможность применения в бистабильных и мультистабильных системах кубических centrosymmetric кристаллов с высокой электрооптической эффективностью. Выявлено, что в этом случае условия получения вышеупомянутых режимов мультистабильности зависят от величины внешнего электрического поля и поляризационных характеристик падающего света. Данная особенность связана с наведением внешним электрическим полем линейного двулучепреломления в кубическом кристалле.

Предложена новая схема гибридного мультистабильного элемента, основанная на акусто-электрооптическом взаимодействии в кубическом centrosymmetric кристалле, и проведен ее теоретический анализ.

Полученные соотношения и результаты численного моделирования могут быть использованы при разработке и конструировании мультистабильных элементов как основных компонентов для реализации логических, переключательных функций и элементов памяти.

1. Курилкина С.Н., Ковчур С.Н. //Опт. и спектр. 1996. Т.81. N3. С.446-449.
2. Курилкина С.Н., Ковчур С.Н. //Опт. и спектр. 1997. Т.82. N5. С.825-829.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КРИСТАЛЛООПТИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН В КРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

С.С. Гиргель, Я.О. Шабловский

Гомельский государственный университет, г. Гомель

Целью настоящей работы является теоретическое исследование аномалий температурного поведения преломляющих и гиравционных свойств диэлектрических кристаллов в области фазового перехода (ФП) II рода в рамках формализма критических показателей.

Пусть $\Gamma = \mathcal{F} / \partial g$ – обобщенная термодинамическая сила, сопряженная гиравционной с координатой g . Показано, что если существует аналитическая функция $\Gamma = \Gamma(g, t, Y)$, где $t = (T - T_c) / T_c$, Y – обобщенная термодинамическая сила, причем $\Gamma = g f(t, g^2, Y^D)$, где $f(t, g^2, Y^D)$ – однородная функция переменных t, g^2, Y^D ; Z и D – соответствующие критические показатели, то

$$\frac{d\Gamma}{d\alpha} = C_1 \alpha^{a-1}, \quad \frac{d\Gamma}{dY} = C_2 Y^{a-1}.$$

Здесь C_1 и C_2 – константы. Предполагая однородность уравнения состояния гиравционного кристалла в области ФП $\Gamma = 0$, для критических показателей термогиравционного коэффициента $\beta_0 = (N_0 / Z) t^{1/2}$, $\beta_0 = N_0 Y^a$ можно получить: $\xi/a = 1$, $\psi = \xi D / \alpha Z$, где a и α – изодинамический и изотермический критические индексы теплоемкости.

Наряду с этим, совместное применение теории термодинамической устойчивости и теории критических показателей позволило получить ряд соотношений, устанавливающих взаимосвязь критических показателей двулучепреломления и угла спонтанного поворота оптической индикатрисы с критическими показателями термодинамических параметров кристаллов.

Найденные соотношения могут использоваться для оценки, анализа и прогнозирования поведения кристаллооптических величин в области ФП.

ДИСПЕРСИЯ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ РАСТВОРОВ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

В.А.Чернявский, Л.Г.Пикулик, К.И.Рудик., А.Ф.Гриб

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, г.Минск

Изучение анизотропных свойств усилителей и лазеров на красителях, и в первую очередь поляризации усиленного и генерируемого излучений, может дать ценную информацию о процессах, протекающих в этих системах [1].

В данной работе на основе анализа параметров Стокса для зондирующего усиленного поляризованного излучения экспериментально исследована анизотропия изменения показателя преломления ($\Delta n = n_o - n_e$) ряда растворов органических соединений, наведенная мощным линейно поляризованным излучением. Определены параметры эллипса поляризации зондирующего излучения на выходе из возбужденного раствора красителя (ориентация, отношение осей эллипса и направление вращения). Изучено влияние ориентации плоскости поляризации зондирующего излучения на входе в возбужденный раствор, а также плотности мощности возбуждения, определяющего степень анизотропии раствора, на параметры эллипса поляризации. Рассчитаны спектральные изменения показателя преломления Δn возбужденного раствора красителя. Исследования показали, что дисперсия изменения показателя преломления отражает индивидуальные оптические свойства растворов красителей и может существенно отличаться для разных систем. Обсуждаются возможные причины наблюдаемых различий. Спектральные изменения Δn сопоставляются с известными теоретическими работами [2].

1. Л.Г.Пикулик, К.И.Рудик, В.А.Чернявский, А.Ф.Гриб//ЖПС, **63** (1996),67.
2. V.V.Kabanov, A.S.Rubanov//Acta Phys. Hungaria, **61** (1987),99.

УЧЕТ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПРОПОРЦИЙ ОБЪЕКТА И ШИРИНЫ ЩЕЛИ ПРИ ЗАПИСИ СИНТЕЗИРОВАННОЙ ГОЛОГРАММЫ

В.В. Зверева

Минск, Белгосуниверситет,

физический факультет, кафедра лазерной физики и спектроскопии

В работе рассматриваются особенности записи синтезированной голограммы из набора плоских изображений объекта, полученных на основе принципов стереоэффекта.

Запись транспарантов на фотопластину может осуществляться тремя способами: 1) на всю регистрирующую среду; 2) на отдельные вертикальные полосы регистрирующей среды с перекрытием; 3) на отдельные вертикальные или горизонтальные полосы без перекрывания.

Нами подробно рассматривается третий способ при записи на вертикальные участки фотопластины. В работе получена формула для расчета максимально допустимой ширины щели, зависящей от выбранного размера стереобазиса при рассматривании и расстояния рассматривания. Проанализирована минимально допустимая ширина щели в зависимости от глубины снимаемой сцены. Показано, что изменение количества планов на сцене требует изменения числа плоских изображений, что, в свою очередь, ведет к изменению ширины щели. Получена формула для расчета глубины объекта при его съемке относительно плоскости рампы.

Экспериментально и теоретически проверен и проанализирован второй способ записи транспарантов на узкие полосы фотопластины с перекрытием.

На голограмме, записанной с перекрывающимися щелями, стереовосприятие изображения объекта нарушается.

На основании проведенных экспериментов выявлены оптимальные условия получения синтезированной голограммы.

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОФОТОННОГО РАССЕЯНИЯ В РАСТВОРЕ КРАСИТЕЛЯ РОДАМИН-6Ж

Омар Ормачеа, А.Л.Толстик

Белорусский государственный университет, Минск

В работе экспериментально исследованы угловые характеристики дифракции излучения второй гармоники YAG-лазера на пропускающих динамических решетках, сформированных в этанольном растворе красителя Родамин-6Ж при интенсивностях возбуждения, превышающих интенсивность насыщения поглощения. Угол между записывающими голограмму световыми пучками составлял $\alpha \approx 30 \text{ мрад}$. При встречном направлении распространения считываемой волны реализован классический случай обращения волнового фронта при вырожденном четырехволновом взаимодействии. Вторым максимумом в зависимости дифракционной эффективности от угла между считываемой и опорной волнами β наблюдался при угле $\beta \approx \alpha/2$ и отвечал условию фазового синхронизма $k_{\beta} = 2k_1 - 2k_x + k_z$ для шестиволнового смещения (нелинейная поляризация $P \sim \chi^5(E_1 E_1^*)^2 E_2$). Третий максимум в области углов $\beta \approx \alpha$ (условие фазового синхронизма $k_{\beta} = 3k_1 - 3k_x + k_z$) определял восьмиволновое смещение на нелинейности седьмого порядка $P \sim \chi^7(E_1 E_1^*)^4 E_2$. Зависимости энергетической эффективности параметрического рассеяния в различных направлениях от интенсивности взаимодействующих волн подтвердили участие в процессе дифракции нелинейностей высших порядков.

Учитывая, что восстановление дифрагированных пучков в различных направлениях можно осуществлять одновременно, рассмотренный в работе подход может быть использован при разработке многофункциональных элементов систем оптической обработки информации.

НЕЛИНЕЙНО ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Л.Толстик

Белорусский государственный университет, Минск

Анализируются схемы преобразования лазерных пучков объемными динамическими голограммами в резонансных средах при проявлении, наряду с кубической, нелинейностей пятого и более высоких порядков. При голографической записи информации в этих условиях имеют место искажения профиля штриха решетки, обуславливающие возможность Брэгговской дифракции во второй и более высокие порядки.

Для анализа дифракционных характеристик нелинейно сформированных динамических голограмм предложено использовать разложение пространственного распределения светоиндуцированного фазового и амплитудного откликов среды в ряд Фурье по гармоникам решетки. При вырожденном по частоте взаимодействии и изменении направления распространения считывающей волны дифракция на различных пространственных компонентах решетки обуславливает появление волн с фазами, кратными фазе сигнальной волны.

Во втором случае восстановление динамической голограммы осуществляется световым пучком с частотой, кратной частоте сигнальной волны. Определены направления распространения считывающей волны, при которых реализуется эффект обращения волнового фронта с одновременным преобразованием частоты излучения (фаза дифрагированной волны отслеживает изменение частоты) или же дифрагированная волна сохраняет фазу при изменении частоты, приводя к сглаживанию пространственной структуры волнового фронта.

Рассмотренные схемы преобразования волновых фронтов экспериментально реализованы при записи динамических голограмм в растворе красителей родамин-6Ж и полиметинового №3274У.

ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ УСРЕДНЕННЫХ ПО ВРЕМЕНИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ СЕРИЕЙ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ МИКРО- И НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

В.А.Окушко, М.Н.Нижник

Институт электроники НАНБ, г. Минск

В работе приведены результаты экспериментальных исследований фототермопластической (ФТП) регистрации усредненных по времени голографических интерферограмм (ГИ) диффузно отражающих объектов излучением рубинового лазера, работающего в свободном режиме генерации, и второй гармоникой лазера на алеминате иттрия с пассивной модуляцией добротности, обеспечивающего генерацию последовательности гигантских импульсов наносекундной длительности. Режим генерации лазеров подбирался таким образом, чтобы суммарное время экспонирования равнялось либо было кратным периоду колебаний лопаток газотурбинного двигателя, которые выбирались в качестве исследуемых объектов. Экспериментально исследованы спектральные, энергетические характеристики лазеров, динамика лазерной генерации.

В качестве регистрирующей среды применялись ленточные ФТП материалы на основе неорганических (для сине-зеленой) и органических (для красной области спектра) полупроводников. Использовался способ ФТП записи с предварительным нагревом поверхности материала и окончательным импульсным тепловым проявлением. Полное время записи составляло 6-8 с.

Проведен сравнительный анализ интерферограмм, зарегистрированных излучением непрерывных лазеров ($\lambda=0,6328$ и $0,514$ мкм), с интерферограммами, полученными серией микро- и наносекундных импульсов при различных соотношениях длительностей генерации относительно периода колебаний. Установлено, что при использовании для записи ГИ рубинового лазера, генерирующего серию пиков наносекундной длительности, их хаотичность по интенсивности практически не оказывает влияния на распределение интенсивности в восстановленном голографическом изображении, если длительность генерации превышает несколько периодов колебаний. При записи в режиме многоимпульсной генерации показано, что получение усредненных ГИ возможно конечным числом экспонирующих импульсов.

Проведены исследования характеристик используемых материалов при записи двух-, многоэкспозиционных голограмм с энергией каждого из пиков (импульсов) $0,3 - 1$ мДж, которые показали перспективность использования вышеприведенных режимов лазерной генерации в стробоголографической и многоэкспозиционно-голографической интерферометрии.

ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ КОНТУРНЫХ ГОЛОГРАММ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОБРАЩЕННОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА

В.А.Окушко

Институт электроники НАНБ, г. Минск

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований фототермопластической (ФТП) регистрации контурных голограмм с использованием двухчастотного излучения, представляющего собой излучение волны накачки и излучение обращенной по отношению к ней волны при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна.

При записи использовали два варианта: с развязкой оптической схемы лазера от излучения обращенной волны и схему с дополнительным усилением излучения обращенной волны за счет прохода через оптически накачанные активные элементы лазера. Использовали рубиновый лазер. В качестве ФТП материалов использовали ленточные носители на основе органического полупроводника.

Проведено сравнение чувствительности ФТП материала к излучению волны накачки и обращенной по отношению к ней волны. Показано, что чувствительность используемого материала при сокращении длительности экспонирования с 40 нс (импульс волны накачки) до 25 нс (импульс обращенной волны) не теряется.

Проведено сравнение оптических схем записи при их практическом использовании. С применением в качестве нелинейной среды кварца и ацетона получены контурные голограммы различных объектов. Предлагаемый способ обеспечивает стабильность энергетического выхода двухчастотного излучения при изменении чувствительности, а также позволяет проводить исследования нестационарных объектов.

ВЛИЯНИЕ 180-ГРАДУСНОГО ПОВОРОТА КУБИЧЕСКИХ
ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛОВ $Bi_{12}TiO_{20}$ И $Bi_{12}SiO_{20}$ НА
ЭНЕРГООБМЕН СВЕТОВЫХ ВОЛН

Н.Н.Егоров, В.В.Шепелевич, С.Г.Одудов*,
Г. фон Балли**, П.П.Хомутовский, П.И.Ропот

Мозырский государственный педагогический институт, г.Мозырь

* Институт физики НАН Украины, г.Киев

** Мюнстерский университет, г.Мюнстер, Германия

В данной работе теоретически и экспериментально исследовано влияние 180-градусного поворота вокруг оси $[1\bar{1}0]$ пьезокристаллов $Bi_{12}SiO_{20}$ и $Bi_{12}TiO_{20}$ среза (110) на энергообмен световых волн. Определено влияние такого поворота на выбор параметров кристалла в заданной лабораторной системе координат. Показано, что поворот кристалла во время эксперимента на 180° приводит к 180-градусному сдвигу графика зависимости величины γ эффективного усиления S-волны от ориентационного угла θ .

Для получения соответствующих обем геометриям взаимодействия теоретических кривых в лабораторной системе координат, связанной с плоскостью схождения световых волн, в уравнениях связанных волн необходимо заменить знак не только тензора электрооптических коэффициентов Γ_{ijk} , но и знак тензора пьезоэлектрических коэффициентов e_{ijk} . Аналогичная трансформация «прямой» и «обратной» кривых $\gamma(\theta)$ может быть достигнута также одним из следующих путей:

- ✓ изменением знаков тензоров электрооптических и фотоупругих коэффициентов;
- ✓ изменением знака амплитуды диффузионного электрического поля решетки на противоположный, что эквивалентно изменению выбора положительного направления поля решетки;
- ✓ изменением величины фазового сдвига между интерференционной картиной записывающих световых пучков в распределением показателя преломления в кристалле с $\Phi = +\pi/2$ на $\Phi = -\pi/2$.

Справедливость сделанных выше выводов о необходимости соответствующих замен при анализе экспериментальных результатов была проверена для различных состояний поляризации взаимодействующих волн. Показано, что отмеченные закономерности носят достаточно общий характер и должны учитываться экспериментаторами при анализе получаемых зависимостей в экспериментах по взаимодействию света в кубических оптически активных фоторефрактивных пьезокристаллах.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ АКСИКОНОВ

Н.С.Казак, В.К.Павленко, Н.А.Хило¹, Е.Г.Катранжи, А.А.Рыжевич
Институт физики и ¹Отдел оптических проблем информатики НАНБ, Минск

Бесселевы световые пучки (БСП) благодаря своим уникальным свойствам представляют значительный интерес в нелинейной оптике и лазерной физике. Одним из способов получения БСП является использование конических линз - аксиконов.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется пространственное распределение относительной интенсивности лазерного излучения в БСП, полученных с помощью аксиконов с различными углами при основании конуса. Получено распределение интенсивности в 0-м максимуме БСП вдоль оптической оси излучения, хорошо согласующееся с теоретическими расчетами (рис. 1).

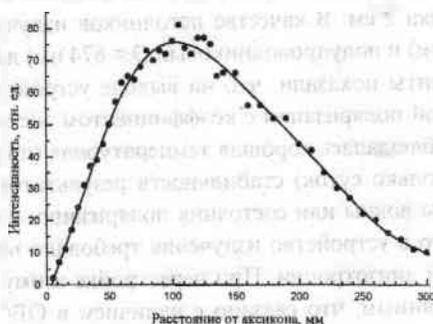


Рис. 1. Продольное распределение интенсивности 0-го максимума

Сравнительно небольшой (7%) перепад интенсивности 0-го максимума на протяжении около 50 мм делает перспективным применение БСП в ряде прикладных задач.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ УСТРОЙСТВО

А.М. Крол

Институт прикладной оптики НАН Беларуси

Одной из важных характеристик волоконно-оптического устройства является состояние поляризации излучения на его выходе. Изучению данного вопроса посвящено большое количество публикаций. Так, например, создаются специальные сохраняющие поляризацию одномодовые волоконные световоды (ОВС), волоконные поляризаторы. Для достижения высоких поляризационных характеристик в таких устройствах используют специальные технологии.

В данной работе проведены экспериментальные исследования простого по конструкции устройства, с помощью которого на выходе обычных ОВС можно получать линейную поляризацию для различных длин волн. Его работа основана на явлении наведения двулучепреломления в круглом ОВС посредством сжатия. Устройство представляет собой две параллельные металлические пластины, между которыми сжимается отрезок ОВС. В экспериментах использовались отрезки ОВС длиной от 10 см до 1 м. При этом длина участка ОВС, на котором создавалось давление, было порядка 2 см. В качестве источников излучения применялись He-Ne- ($\lambda = 628$ нм) и полупроводниковый ($\lambda = 674$ нм) лазеры.

Эксперименты показали, что на выходе устройства возможно получение линейной поляризации с коэффициентом экстинкции больше 20 дБ, при этом наблюдалась хорошая температурная (при $\Delta t \sim 20$ °C) и временная (за несколько суток) стабильность результатов. В то же время изменение длины волны или состояния поляризации (линейная или круговая) вводимого в устройство излучения требовало подстраивать величину наведенной анизотропии. При перестройке азимут поляризации не оставался постоянным, что связано с наличием в ОВС в нашем случае такого дополнительного явления, как оптическая активность [1].

В докладе анализируются полученные результаты и перспективы применения такого устройства.

1. Borisov V.I., Krol A.M., Minkovich V.P., Minkovich N.P. // Proceed. int. conf. "Photonics'96". India, 1996. V.2. P. 1002-1005.

СРАВНЕНИЕ СХЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ В КАРТИНЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА ОТ ПРИЗМЫ АМИЧИ

В.А. Дементьев, К.Г. Предко

Институт прикладной оптики НАН Беларуси, г. Могилев

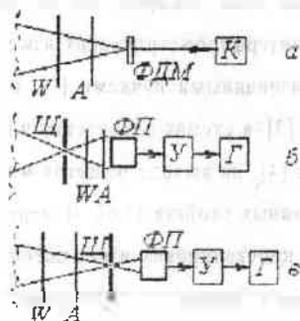


Рис. 1 Варианты измерительной части. А – анализатор. W – фазовая пластинка. ФДМ – фотодиодная матрица. К – компьютер. Щ – сканирующая щель, ФП – фотоприемник. У – усилитель. Г – графопостроитель

Экспериментально регистрировалась поляризационная структура изображения тремя способами (рис. 1 а, б, в). Изображение представляло собой Фраунгоферову дифракционную картину от призмы Амичи с прямоугольным выходным лучком и формировалось с помощью длиннофокусного объектива. Была выбрана призма Амичи, так как ее дифракционные свойства известны, а изменения поляризации в плоскости дифракционной картины является одномерным. Измеряемые пространственные зависимости сравнивались с теоретически рассчитанными по специально созданной программе. Сравнительный анализ говорит о хорошем качественном совпадении.

Схема измерения с матричным фотоприемником (рис. 1а) может быть применена для регистрации двумерных пространственных поляризационных зависимостей и технически более просто реализуема, например, чем солнечный поляриметр, описанный в [1]. В частности, она перспективна и для анализа поляризационной структуры аподизированного объектива [2].

1. Н.Р. Povel, С. U. Keller, I. A. Yadigaroglu // Appl. Opt. 1994, V.33, N.19, P.4254-4260
2. Дементьев В.А., Предко К.Г. // Опт. в спектр. 1998, Т.84, №3, С. 503-507.

ОБ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ДВУХ СХЕМ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ

В.А. Дементьев

Институт прикладной оптики НАН Беларуси, г. Могилев

Пространственная зависимость поляризации во поле изображения имеет место в магнитно-оптических устройствах [1], при интерферометрических измерениях с перекрывающимися ортогонально поляризованными пучками [2], на выходных зрачках светосильных оптических систем [3], в схемах оптических интерконнектов с электрооптическими модуляторами [4], на выходе решеток-масок с периодической зависимостью их поляризационных свойств [5,6]. Измерение поляризационной структуры можно провести, просканировав изображение маленькой диафрагмой, при этом фазовая пластинка и анализатор могут находиться позади [7] или перед сканирующей диафрагмой. В последнем случае вместо диафрагмы может использоваться матричный фотоприемник. Теоретический анализ показал, что если световое поле в плоскости выходного зрачка пространственно некогерентно и если пренебречь неоднородностью анализатора, то распределения первых трех параметров Стокса одинаковы в обеих схемах измерения. Распределения четвертого параметра Стокса могут в общем случае различаться ввиду возможных aberrаций фазовой пластинки.

1. J.C. Cassidy // J.O.S.A. 1971. V. 61, №3. P.378-385.
2. A.J. Montgomery // J.O.S.A. 1966. V. 56, №5. P.624-629.
3. D.J. Reiley, R.A. Chipman // Appl. Opt. 1994. V.33, №10. P.2002-2012.
4. A. Dickinson, M.E. Prise // Appl. Opt. 1990. V.29, №14. P.2001-2005.
5. S. Asai, I. Hanyu, M. Takikawa // Jap. J. Appl. Phys. 1993. V.32, P.5863-5866.
6. O. Bryngdahl // J.O.S.A. 1972. V. 62, №7. P.839-848.
7. В.Е. Карасик, С.В. Свирдинов // Вестн. МІТУ. 1992. №2. С.79-85.

SOLAR ENERGY PUMPING LASERS IN THE COSMIC SYSTEMS

B.A. Kuzyakov*, V.M. Batenin, I.I. Klimovskii, Yu.B. Konev

"IVTAN" Association, Moscow

*** High Energy Density Research Center, "IVTAN" Association,
Russian Academy of Science, Moscow, Russia**

E-mail: kuzov@hedric.msk.su

Humanity can struggle with the dangerous cosmic objects in our time, but the its parameters knowledges are needed. The laser methods have the good perspectives among a large fleet of diagnostics technical means.

A paper deals with prospects for the cosmic lasers under solar emission pumping using for remote sensing measurement of the various Near Earth Objects parameters: dimensions are more then 500 m, velocity is more then 20 km/s et. The laser power calculations were made for the asteroid parameters measurings in a cosmic space. The such lasers can be used for cosmic apparatus defence from a cosmic debris also. This work had been supported partially by Russian Foundation of Basic Research under Grant N 96-02-18776.

1. Klimovskii I.I., Kuzyakov B.A. Laser with a solar emission pumping . Patent, Russia, No. 2 098 980, //Invention Bulletin, No. 25, S. 355, 1997.

СПЕКТРОМЕТР КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ АЛМАЗНЫХ И АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК

В.В. Валах, Е.С.Воропай, А.Н.Радько, М.П.Самцов
НИИ прикладных физических проблем им.А.Н.Севченко, Минск

В последние годы бурно развиваются технологии получения аморфных, поликристаллических или монокристаллических алмазных пленок, что обусловлено широкими возможностями их применения. Это требует разработки оперативных методов диагностики структуры и фазового состава полученных материалов. Одним из наиболее надежных методов определения состава такого рода пленок является исследование и анализ их спектров комбинационного рассеяния. Спектрометры, рассчитанные для регистрации таких спектров, представляют собой дорогостоящее оборудование. В связи с этим модернизация имеющихся приборов, пригодных по спектральным характеристикам для таких исследований, представляется наиболее приемлемым вариантом развития аппаратного обеспечения для отечественных исследовательских центров. В настоящем сообщении приведены результаты работы по компьютеризации спектрометра Ramalog - 4. В спектрометре фотоумножитель работает в режиме счета фотонов. В связи с этим структура модуля сопряжения спектрометра с компьютером составлена на основе микроконтроллера семейства 80C51 со встроенной FLASH памятью. Связь с компьютером организована через стандартный последовательный интерфейс RS-232. Для обеспечения большого динамического диапазона канала регистрации (около 10^6) режим счета однофотонных импульсов в микроконтроллере реализован в два этапа: сначала регистрируемые импульсы фиксируются во внешнем 4- разрядном счетчике-делителе, и далее информация с него считывается в микропроцессор, который осуществляет "стыковку" полученных кодов.

Разработанное программное обеспечение для спектрометра реализовано в операционной среде Windows-95 и позволяет проводить измерения в масштабе реального времени. Большое количество стандартных высокоэффективных программ может быть использовано для дополнительной обработки, документирования и анализа экспериментальных данных. С помощью спектрометра регистрируются спектры КР алмазоподобных пленок толщиной от 200 нм.

БИСТАТИЧЕСКОЕ ТОМОГРАФИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ РАСSEИВАЮЩИХ СРЕД

М.М.Кугейко, Д.М.Оношко

Белорусский государственный университет, г.Минск

В отличие от традиционных схем лазерного зондирования атмосферы и водных сред, томографическая лазерная методика восстановления пространственного распределения коэффициента ослабления ϵ не требует привлечения дополнительной априорной информации о функциональной взаимосвязи между их оптическими характеристиками либо об их пространственной структуре. Однако центральным моментом данных схем томографического зондирования является вычисление логарифмических производных сигналов рассеяния. Учитывая дискретный характер реальной экспериментальной информации, а также некорректность задачи численного дифференцирования регистрируемых сигналов, можно считать, что практическая реализация данных методов является неэффективной вследствие того, что малые погрешности измеряемых величин могут привести к большим ошибкам в определении ϵ .

В докладе представляется аналитическое решение задачи томографического зондирования рассеивающих сред как с подвижных носителей, так и при угловом сканировании со стационарной установки, не требующее вычисления логарифмических производных регистрируемых сигналов. Решение основано на использовании совокупных измерений сигналов рассеяния, получаемых при бистатической схеме лазерной локации исследуемого объема двумя зондирующими лучами.

Погрешность определения коэффициентов ослабления ϵ и прозрачности данным методом определяется практически только погрешностью измерения регистрируемых сигналов, что достигается вследствие устойчивости метода к дестабилизирующим факторам как в приемно-излучающих, регистрирующих блоках, так и в окружающей среде, а также устойчивостью к вкладу многократного рассеяния. Практическая реализация метода позволит существенно изменить метрологические и эксплуатационные возможности лазерной томографической аппаратуры различного назначения.

ОПТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД

М. С. Федосеева

БГУ, Минск

Данная работа посвящена рассмотрению варианта использования нефелометрических измерений в оптической томографии биологических объектов. Проанализированы возможности оптической томографии и показано, что известные методы требуют как при регистрации проходящего излучения, так и при исследовании сигналов обратного рассеяния получения косвенной измерительной информации по многим направлениям. Рассматриваемый вариант требует использования в нефелометрических измерениях в качестве источника излучения лазера.

По сравнению с известными методами построения изображений в медицине метод лазерной оптической томографии имеет определенные преимущества: он относительно безопасен, и аппараты, использующие данный метод, являются достаточно дешевыми и портативными. На основе результатов численного моделирования оценена эффективность выделения наличия дефектов в оптически прозрачных рассеивающих средах на примерах таких материалов, как стекло и кварц. По результатам моделирования показано, что, применяя нефелометрические измерения, можно выявить как точечные, так и размытые дефекты. Предложенный метод в дальнейшем можно применить и для исследования биологических объектов, например полупрозрачных сред человеческого организма и органов сложной формы. В работе проведен анализ возможностей использования нефелометрических измерений в лазерной оптической томографии биологических объектов и создания на их основе вариантов томографов.

Веретенников В.В.//Оптика атмосферы.1991. Т 4, № 6. С. 638-652.

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ИССЛЕДОВАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ

Д.М. Оношко, *С.Л. Ощепков

Белгосуниверситет, *Институт физики НАНБ, г. Минск

Кристаллические облака играют важную роль в формировании климата Земли [1]. Развитие исследований и потребностей мониторинга требует дальнейшего совершенствования методов решения обратных задач.

В работе описано дальнейшее развитие статистического подхода при решении обратных задач светорассеяния, описанного в [2,3]. Предлагаемый подход развит в рамках теории статистического оценивания и базируется на предположении о логарифмически-нормальной функции плотности вероятности, как для измеряемых, так и для искомым величин. Такими величинами являются измеряемые световые потоки и восстанавливаемые параметры микроструктуры. Таким образом, описание статистики данных логарифмически-нормальным законом позволяет учесть их положительно определенный характер наиболее естественным путем. Данный подход позволяет:

- устранить субъективизм при внесении априорной информации;
- придать понятию устойчивости решения обратной задачи строгие количественные критерии;
- на основе метода максимального правдоподобия строить оптимальные процедуры решения обратной задачи.

1. Stephens G.L., Tsay P.W., Stackhouse P.W., Flatau P.J. The relevance of the microphysical and radiative properties of cirrus clouds to climate and climatic feedback//J. Atmos. Sci. 1990. Vol.47. P.1742-1753.
2. Oshchepkov S. L., Dubovik O. V. Specific features of the method of laser diffraction spectromerty in the condition of anomaious diffraction // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. Vol. 26. P. 728 - 732.
3. Dubovik O. V., Lapyonok T. V., Oshchepkov S. L. Impruved technique for data inversion: optical sizing of multicomponent acrosols // Appl. Opt. 1995. Vol. 34, №36. P. 8422 - 8436.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ СПЕКТРАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Д.М. Оюшко, М.М. Кугейко

Белгосуниверситет, г. Минск

Практически все задачи, связанные с экологическим мониторингом, являются обратными задачами. Это обусловлено тем, что единственным источником информации при лазерном дистанционном зондировании атмосферы является измеряемый оптический сигнал.

Моделирование переноса излучения в атмосфере [1,2] показало, что важнейшую роль в радиационном режиме атмосферы играет горизонтальная неоднородность среды (облачность).

В данной работе на основе метода, описанного в [3], исследовалось влияние характера неоднородности и микрофизической структуры облачного покрова на одновременное определение оптической толщины облака τ и эффективного размера частиц $R_{\text{эф}}$.

На основе выполненного анализа для повышения устойчивости решения обратной задачи относительно τ и $R_{\text{эф}}$ предлагается проводить дополнительные измерения с подвижного носителя (самолета) с использованием метода томографического зондирования по бистатической схеме. Данный метод основан на посылке зондирующего лазерного излучения по двум пересекающимся направлениям и регистрации рассеянных сигналов из точек пересечения оптических осей источника и приемника.

1. Ioltukhovskii A.A., Matveeva A. Yu., Isaka H. Scaling of radiative properties of inhomogeneous clouds //Annales Geoph. P.II, Hydrology, Ocean, Atmos. And Nonlinear Geoph. 1996. №14. P. 567.
2. Иолтуховский А.А., Матвеева А.Ю. Масштабные свойства решения уравнения переноса излучения в неоднородных средах. - Препринт ИПМ РАН. 1995. №99. 31 с.
3. Takashi Y. Nakajima, Teruyuki Nakajima. Wide-area determination of cloud microphysical properties from NOAA AVHRR measurements for FIRE and ASTEX regions //J. Atmos. Sci. 1995. Vol. 52, №23. P.4043-4059.

ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРО-НЕФЕЛОМЕТР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПЛЕКСА МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАСSEИВАЮЩИХ СРЕД

М.М.Кугейко, Е.В.Сюркина

Белорусский государственный университет, г.Минск

Для определения комплекса микрофизических характеристик (функции распределения частиц по размерам, показателя преломления) требуется измерение индикатрисы рассеяния $\delta(\varphi)$ и спектрального профиля коэффициентов рассеяния $\delta(\lambda)$ или ослабления $\epsilon(\lambda)$. Существующие методы измерения $\delta(\varphi)$, $\delta(\lambda)$, $\epsilon(\lambda)$ не отвечают в полной мере современным точностным и эксплуатационным требованиям. Поскольку при интерпретации результатов измерений требуется решать обратную некорректную задачу, для которой точность определения микрофизических характеристик обуславливает погрешность измеряемых величин, то разрабатываемые спектро-нефелометры должны в максимальной степени устранять влияние изменения аппаратурных констант приемно-излучающих, измерительных блоков, загрязнений оптических элементов, окружающей среды и т.п.

В докладе рассматривается разработанный двухканальный спектро-нефелометр, позволяющий одновременно определять как спектральные значения коэффициентов ослабления, так и индикатрису рассеяния. Показано, что на результат измерения $\delta(\varphi)$, $\epsilon(\lambda)$ не влияют среда между источниками, приемниками и границами участков среды, из которых измеряется сигнал, загрязнения оптических поверхностей, а также нестабильности оптического пути сигнала и электронного тракта. Точность определения $\delta(\varphi)$, $\epsilon(\lambda)$ обуславливается практически только погрешностью регистрируемых сигналов. При этом легко достигаются погрешности в определении $\delta(\varphi)$, $\epsilon(\lambda)$ порядка одного процента. Это, в свою очередь, позволяет получать значения микрофизических характеристик (спектра размеров частиц, показателя преломления с точностью 5% при числе используемых длин волн n_λ и углов n_φ более 7. ($n_\varphi \geq 7$, $n_\lambda \geq 7$).

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТОВ

М.М. Кугейко, А.Е. Семёнов

Белорусский государственный университет, г. Минск

При обнаружении поверхностных дефектов объектов для решения задачи исключения методических погрешностей, обусловленных изменениями аппаратурных констант, приемно-излучающих блоков и изменениями в окружающей среде, предложен следующий метод. Два совмещенных с приемниками источника посылают лазерное излучение соответственно с мощностями P_{01} и P_{02} под углом φ друг относительно друга в одну точку поверхности контролируемого образца. После рассеяния на контролируемой поверхности образуются четыре сигнала, регистрируемые приемниками излучения и измеряемые электронным блоком, которые запишутся как [1]

$$\begin{aligned} P_{1\pi} &= P_{01} T_1 \sigma_{\pi} T_1 A_1 A_1 A_3, & P_{1\varphi} &= P_{01} T_1 \sigma_{\varphi} T_2 A_1 A_2 A_3, \\ P_{2\pi} &= P_{02} T_2 \sigma_{\pi} T_2 A_2 A_2 A_3, & P_{2\varphi} &= P_{02} T_2 \sigma_{\varphi} T_1 A_2 A_1 A_3, \end{aligned} \quad (1)$$

где T_1, T_2 — прозрачности соответственно для первого и второго участков пути следования сигналов; $\sigma_{\pi}, \sigma_{\varphi}$ — соответственно коэффициенты обратного рассеяния и рассеяния под углом φ ; A_1, A_2, A_3 — аппаратурные константы приемно-излучающей и измерительной частей системы соответственно.

При такой схеме контроля в качестве информативного параметра берется отношение, равное, согласно (1),

$$P_{1\pi} P_{2\varphi} / P_{1\varphi} P_{2\pi} = \sigma_{\pi}^2 / \sigma_{\varphi}^2. \quad (2)$$

Как видно из (2), подобный информативный параметр не зависит ни от T_1, T_2 , ни от A_1, A_2, A_3 . Данное отношение является лишь функцией коэффициента рассеяния, т.е. несет информацию и чувствительно только к свойствам самого испытуемого образца.

В докладе проводится анализ эффективности предлагаемого метода. Получено аналитическое выражение для погрешности метода с использованием метода конечных приращений [2]: $\delta\sigma = \delta P_{1\pi} / P_{1\pi} + \delta P_{2\varphi} / P_{2\varphi} - \delta P_{1\varphi} / P_{1\varphi} - \delta P_{2\pi} / P_{2\pi}$. При $\delta P_{1\pi} \approx \delta P_{2\varphi} \approx \delta P_{1\varphi} \approx \delta P_{2\pi} = \delta P$ погрешность запишется как $\delta\sigma = 4\delta P / \sigma$, т.е. погрешность метода зависит только от погрешности измерения самого сигнала.

1. Лазерный контроль атмосферы / Под ред. Э.Д. Хинкли. М.: Мир, 1979.
2. Дж. Тейлор. Введение в теорию ошибок. М.: Мир, 1985.

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ИНФОРМАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ В ОПТОЭЛЕКТРОННОЙ РЕЦИРКУЛЯЦИОННОЙ ПАМЯТИ

А.В. Поляков, С.И. Чубаров
Белгосуниверситет, г.Минск

В настоящее время поиск методов построения систем обработки информации в оптическом диапазоне ведется по нескольким направлениям. По оценкам специалистов, одним из перспективных направлений является создание оптического компьютера с обработкой информации на основе регенеративных систем. Наиболее известными разработками в данном направлении являются структуры оптических компьютеров типа digital bit-serial memory (DBSM) и analog fiber-optic memory (AFOM) [1,2].

Принципиальные недостатки указанных структур оптического компьютера связаны с разрушением информационного поля в опто-волоконной памяти. Это обусловлено накоплением флуктуационных эффектов, возникающих в процессе регенерации информационного поля в системах с запаздыванием. В данной ситуации использование цифровых систем стабилизации информационного поля не решает проблемы.

Нами разработан новый подход к параметрической фазовой стабилизации информационного поля оптического компьютера. В основу метода положен регенеративный принцип деления частоты эталонного СВЧ сигнала, обеспечивающий высокую точность деления и полный перенос исходной стабильности СВЧ сигнала на низкочастотный сигнал. Параметрическая стабилизация информационного поля осуществляется, начиная с процесса записи, включая процесс хранения и ее считывания. Данный подход позволяет реализовать структуру оптических вычислений с межфазовой когерентностью циклов. Относительная кратковременная нестабильность частоты, которая получена в первых экспериментах по параметрической стабилизации лазерно-оптических элементов от стандарта частоты, составила $10^{-8} - 5 \cdot 10^{-9}$. При данном механизме параметрической стабилизации открываются принципиально новые возможности по спектральному и статистическому уплотнению информационного поля с гарантированной точностью.

1. Heuring V.P., Jordan H.F., Pratt J.P. // Applied Optics. 1992. Vol.31, №17. P.3213-3224.
2. Avramopoulos H., Whitaker N.A. // Optics Letters. 1993. Vol.18, №1. P.22-24

СТАБИЛИЗАЦИЯ ИНФОРМАЦИОННЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ГАРМОНИЧЕСКИМ СИГНАЛОМ В ЛАЗЕРНЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ.

К.Г.Кузьмин

Белгосуниверситет, Минск.

В настоящее время полупроводниковые инжекционные лазеры широко применяются в системах передачи и обработки информации. Характерной особенностью таких систем является то, что информационный сигнал представляет собой случайную последовательность импульсов. Тот факт, что временной интервал между последовательными импульсами информационного сигнала случаен является причиной флуктуаций амплитуды и временного положения излучаемых лазером импульсов. Это обусловлено тем, что состояние лазера в момент поступления очередного импульса накачки (в частности концентрация неравновесных носителей заряда) определяется временем, прошедшим с момента излучения предыдущего импульса.

В данной работе исследовалась возможность стабилизации амплитуды и временного положения информационных импульсов с помощью синхронизации лазера гармоническим сигналом. Исследования осуществлялись методом численного моделирования.

В процессе моделирования рассчитывались следующие величины: средняя амплитуда импульсов излучения лазера при передаче логической «1»- \bar{Q} ; среднеквадратичное отклонение амплитуды импульсов излучения лазера δQ ; отношение $\bar{Q} / \delta Q$, которое можно интерпретировать как отношение сигнал/шум; и среднеквадратичное отклонение времени, соответствующего максимуму импульса излучения δt_Q .

Результаты расчётов показали, что синхронизация инжекционного лазера гармоническим сигналом позволяет, при определённых условиях, эффективно повысить отношение сигнал/шум и снизить флуктуации временного положения, чего нельзя достичь простым увеличением амплитуды импульсов тока инжекции.

ОПТОЭЛЕКТРОННОЕ ЗАПОМИНАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО РЕЦИРКУЛЯЦИОННОГО ТИПА

В. Л. Козлов, С. И. Чубаров
Белгосуниверситет, г. Минск

Повышение точности хранения и считывания информации о временном положении импульсов особенно важно для систем оптической обработки информации. В таких системах информационный сигнал представляет собой большое количество оптических импульсов, приходящих в течение 1-100 мкс. Зарегистрировать и определить с высокой точностью (десятки, сотни пикосекунд) временное положение каждого импульса в реальном масштабе времени практически невозможно, поэтому информация сначала записывается в оперативное оптоэлектронное запоминающее устройство, а затем за определенное число периодов рециркуляции считывается.

Для решения задачи хранения и считывания оптической информации предлагается использовать оригинальный режим работы полупроводникового лазера, в котором генерация излучения происходит на двух различных длинах волн. При этом на одной длине волны λ_2 в режиме рециркуляции находятся информационные импульсы, а на другой длине волны λ_1 - импульсы опорной частоты, дающие временную шкалу, относительно которой происходит считывание полезной информации. При этом период рециркуляции определяется длительностью временной задержки излучения в волоконном световоде. Так как $\lambda_2 > \lambda_1$, задержка излучения с длиной волны λ_1 в световоде будет больше, чем с λ_2 . Разность оптических задержек равняется

$$\Delta t = \frac{2L n_1}{c} - \frac{2L n_2}{c} = \frac{2L}{c} (n_1 - n_2), \quad (1)$$

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

Значение Δt определяет временное разрешение системы считывания информации, циркулирующей в петле оптоэлектронного запоминающего устройства.

При длине волны излучения $\lambda_2 = 1,3$ мкм, $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 50$ Å и длине световода $L = 600$ м временное разрешение системы Δt составило 0,1 нс. В системе совмещаются режимы хранения, считывания и измерения временного положения информационных импульсов

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ КОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Л. Козлов, С. И. Чубаров
Белгосуниверситет, г. Минск

Для решения задачи измерения длины волны лазерного излучения в качестве дисперсионного элемента использовалась волоконно-оптическая линия задержки. Время распространения оптического излучения в световоде будет зависеть от длины волны излучения. В предлагаемом устройстве реализуется режим амплитудной модуляции излучения (синусоидальной рециркуляции), при котором период модуляции равен времени оптической задержки излучения в световоде. С помощью измерения частоты (периода) модуляции определяем коэффициент преломления излучения в световоде, а следовательно, и длина волны излучения. Период модуляции будет определяться следующим образом

$$\tau = L n_1 / c + t_e \quad (1)$$

где L - длина световода, n_1 - коэффициент преломления для длины волны излучения λ , c - скорость света, t_e - время электрической задержки в блоках.

Длину волоконного световода L следует выбирать таким образом, чтобы время задержки в нем оптического излучения с длиной волны λ , $t_e \gg t_e$. При длине световода в несколько сотен метров $t_e \approx 10^{-5} t_e$, при этом флуктуации электрической задержки с относительной нестабильностью 10^{-5} практически не будут оказывать никакого влияния на погрешность измерений системы в целом.

Таким образом, частота модуляции излучения в системе в установившемся режиме будет равна $f = 1/\tau$, где τ - суммарная задержка излучения в петле обратной связи. Определив частоту модуляции (время оптической задержки излучения в световоде), значение коэффициента преломления n_1 на длине волны λ вычисляем по следующей формуле

$$n_1 = \frac{c}{fL} + \frac{ct_e}{L} \quad (2)$$

В (2) 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. Крутизна измерительной характеристики системы в видимой области спектра равняется $df/d\lambda = 23 \text{ Гц/Å}^\circ$, а диапазон измеряемых длин волн составил $\Delta\lambda \approx 190 \dots 2500 \text{ нм}$.

АНАЛИЗ КАЧЕСТВА ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЛАЗЕРНЫХ УСТРОЙСТВ

С.А. Осин, В.М. Колесников
Белгосуниверситет, г.Минск

Одной из центральных задач при проектировании лазерно-оптических устройств является задача построения оптической системы и, соответственно, анализ ее качества. Это обусловлено тем, что дефекты построения оптической системы наиболее активно влияют на работоспособность системы в целом. Наиболее оптимальным является выбор целочисленного критерия качества. Проведен анализ применимости таких критериев, как число Штреля, эквивалентное по шуму структурное содержание и относительный краевой отклик. Так, на низких пространственных частотах более удобны для использования относительный краевой отклик (E) и относительное структурное содержание (Q'), а на средних и высоких-число Штреля (D). Кроме того, величина Q' чувствительна к изменениям частотно-контрастной характеристики, а число Штреля нет. По-разному на данные характеристики влияют отклонения волнового фронта, изменения длины корреляции, диаметр центрального экранирования и нормированный гауссовый сдвиг изображения. Для решения задач аподизации при описании оптических систем необходимо использовать все предложенные параметры. Использование только одной характеристики возможно в двух случаях: когда данная характеристика является полной мерой эффективности функционирования системы в конкретном положении или когда сравниваемые оптические системы идентичны во всем, кроме параметра, оцениваемого данной характеристикой. В остальных случаях использование только одного критерия может привести к существенной ошибке. Обобщающий критерий для систем, качество которых ограничено дифракцией, есть требование того, чтобы число Штреля составляло не менее 80 процентов (так называемый критерий Маршала). Данный критерий может быть применен для оптических систем с экранированием зрачка и при сдвиге изображения с учетом конструктивных параметров оптической системы.

МЕТОДИКА ПРИМЕНЕНИЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО ПРИ НАСТРОЙКЕ ЛАЗЕРНОГО РЕЗОНАТОРА

А.С.Тищенко, В.М.Колесников
Белгосуниверситет, г.Минск

Интерферометр Фабри-Перо относится к классу многолучевых интерферометров. Теория и практика применения этих систем хорошо отработана. Модель взаимодействия интерферометра и эталона Фабри-Перо, как правило, строится в приближении параллельных световых пучков, результат – система концентрических окружностей в плоскости интерференции. Особый интерес представляет взаимодействие расходящегося света с интерферометром. Эта модель менее проработана вследствие сложности интерференционной картины. Если две плоские параллельные поверхности с достаточно высокой отражательной способностью освещены расходящимся пучком света, на любом расстоянии от них можно наблюдать характерный ряд сложных кольцеобразных полос с уменьшающимися вторичными максимумами. Наблюдается картина с центральным ядром и нерегулярной структурой концентрических колец. Если используются полосы в проходящем свете, вторичные максимумы должны быть строго концентричными первичным, когда они пересекают их, в поле зрения будет наблюдаться ярко выраженный остаточный наклон. Если применяются полосы в отраженном свете, когда слабые вторичные темные полосы почти не видны, интерференционную картину следует сделать концентрической.

Проведен количественный анализ интерференционной картины в расходящихся пучках с широким диапазоном вариации угла расходимости. Получены топологические картины интерференции. Чувствительность метода растет с увеличением угла расходимости. Результаты работы могут быть использованы для анализа свойств лазерного излучения и контроля параметров резонаторов.

ЛАЗЕРНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ

В.С. Ткачев, В.М. Колесников
Белгосуниверситет, г.Минск

Лазерная техника в своем непрерывном развитии приводит к созданию новых, все более совершенных лазеров. Они позволяют разрабатывать новые схемы интерферометров, совершенствовать имеющиеся методики и получать дополнительные преимущества известных классических схем построения.

Проведем анализ возможной модернизации схем интерферометров Физо, Гваймана-Грина, бокового и радиального сдвига. Повышение степени монохроматичности и когерентности источника света расширяет возможность вариации длины рабочей и опорной ветвей. Это делает ненужным или сильно упрощает применение компенсирующих деталей.

Основные методы контроля оптических поверхностей проводятся с развитием классической методики построения интерферометров, основными из которых являются схемы Физо, Фуко, Гартманна. Метод контроля поверхности имеет хорошо отработанную геометрическую и физическую интерпретацию. Такой же закономерностью обладают методы фазо-частотного контроля (Церника, Лиота и т.д.).

Общей чертой всех методов интерферометрии является "полуколичественность". Другими словами, при высокой чувствительности анализ интерференционной картины поддается автоматизации лишь при решении частных задач и не имеет хорошо отработанных системных решений.

Трудно однозначно определить наиболее точный способ количественной оценки информации о волновом фронте. Исходя из обзора современного состояния интерферометрии, можно заключить, что наиболее рациональным и перспективным методом является многолучевой, в котором волновой фронт может быть оценен с интервалом λ/n (λ - длина волны, n - число проходов лучей через систему).

Проведено моделирование возможных схем построения интерферометров для контроля параметров оптических деталей.

ПРЕЦИЗИОННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ РАССТОЯНИЙ

А.Н.Бородавка, В.Л.Козлов, С.И.Чубаров
Белгосуниверситет, Минск

Создание прецизионных лазерных средств измерений расстояний в настоящее время является актуальной задачей в связи с широкой потребностью данных приборов в различных технологических процессах. Требования высокой точности измерений ($\pm 1\text{мм}$) определили выбор фазового метода измерения на частоте модуляции лазерного излучения. Оптическая несущая непрерывного лазера модулируется по интенсивности гармоническим сигналом с частотой f_m , которая задается высокостабильным генератором. Измерение фазы φ_n сигнала, отраженного от поверхности, основано на выделении разности фаз φ_m трассового сигнала и φ_0 опорного с ее временной трансформацией $\varphi_m = 10000(\varphi_m - \varphi_0)$ и последующим измерением этой разности прямым частотным методом в каждом периоде трансформированного сигнала и усреднением от 256 до 16334 измерений. Так как на низких частотах обеспечивается более высокая точность измеряемого фазового сдвига, осуществлено преобразование исходного детектированного сигнала в низкочастотный, фаза которого определяется фазовым сдвигом на частоте модуляции. Для осуществления трансформации разности фаз опорного и измерительного сигналов и перенос на низкочастотную несущую $f = 1,0\text{ кГц}$ применены два кварцевых генератора (один управляемый) с разностью частот $\Delta f = 1,0\text{ кГц}$ и частотой опорного генератора $f_{on} = 10,000\text{ МГц}$. Для получения разрешения 1мм при измерении дальности нестабильность опорных генераторов должна быть не хуже $\Delta f/f = 10^{-6}$, аналогичной должна быть и нестабильность разностной частоты $(f_m - f_{on})$. Для поддержания постоянства разностной частоты используется система фазовой автоподстройки частоты, выполняемая на основе цифрового синтезатора частот и частотного детектора. Выходной сигнал частотного детектора осуществляет удержание частоты управляемого кварцевого генератора в заданных пределах. На основе данного метода реализован прецизионный измеритель дальности с $R = 15\text{ м}$ и разрешением $\pm 1\text{ мм}$.

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. Л. Козлов, С. И. Чубаров

Минск, Белгосуниверситет

Основной недостаток известных лазерных профилометров, ограничивающий точность измерений, состоит в необходимости строго горизонтального передвижения летательного средства над местностью. Любое отклонение от горизонтального передвижения дает погрешность в определении высоты подстилающей поверхности, а следовательно, и в определении профиля местности.

Для устранения указанного недостатка предлагается способ измерения профиля земной поверхности, в котором осуществляется не непрерывное измерение высоты полета, а измерение радиальной составляющей скорости полета. По значению радиальной скорости v_r , равной $v_r = c F_d / 2 f_0$, где c - скорость света, F_d - доплеровский сдвиг частоты зондирующего излучения f_0 , вычисляется превышение h каждой последующей точки измерения над предыдущей, $h = v_r \Delta t$, где Δt - время между измерениями, и затем, зная горизонтальную скорость передвижения летательного аппарата v_h , вычисляем расстояние между точками измерений $S = v_h \Delta t$ и воспроизводится профиль земной поверхности вдоль линии передвижения. При этом в расчетные соотношения не входит высота полета летательного аппарата, т.е. погрешность измерений не зависит от стабильности поддержания высоты полета, а определяется лишь разрешением по частоте блока измерения доплеровского сигнала.

Обычно в качестве источников оптического излучения в доплеровских локахторах используются CO_2 -лазеры с длиной волны излучения 10,6 мкм. Доплеровский сдвиг частоты при изменении скорости на 1 м/сек для таких лазеров составляет величину 200 кГц, что при скорости передвижения летательного аппарата $v = 100$ м/с дает доплеровский сдвиг частоты излучения 20 МГц. Блок измерения доплеровского сдвига частоты обеспечивает время анализа 150 мкс при разрешении по частоте единицы килогерц. Таким образом, при горизонтальной скорости движения $v = 100$ м/с система будет измерять угол наклона касательной к поверхности и превышение каждой последующей точки измерения над предыдущей через 10 см по линии движения с погрешностью $10^{-3} \dots 10^{-4}$, что составляет величину в единицы миллиметров.

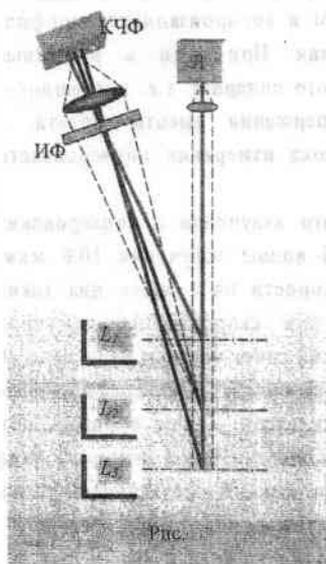
ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ХАРАКТЕРИСТИК УПРАВЛЯЕМОСТИ И УСТОЙЧИВОСТИ ДВИЖУЩЕГОСЯ АВТОМОБИЛЯ

Б. Б. Виленчик*, М. И. Горбашевич**, В. А. Фираго*
*Белгосуниверситет, **Минский автозавод, г. Минск

При определении устойчивости и управляемости автомобиля обычно измеряют: продольную V_x и поперечную V_y скорости или их вектор \vec{V} ; расстояние от двух противоположащих точек кузова до дорожного полотна, с целью определения характеристик его поперечных колебаний; усилие, угол и скорость поворота рулевого колеса; рысканье машины относительно осевой линии.

Современные тенденции построения систем определения и регистрации лектора скорости и колебаний кузова требуют использования датчиков, не имеющих механического контакта с дорожным полотном. Наиболее оптимальным является использование оптико-электронных датчиков, которые дополнительно обеспечивают простоту использования, надежность и требуемое быстродействие. В частности, измерение расстояния от кузова до поверхности дороги можно осуществлять несколькими способами: определением сдвига фазы модулированного светового зондирующего луча при его отражении от поверхности дорожного полотна; измерением смещения изображения лянга света на ПЗС-линейке приемников; использованием координатно-чувствительного фотоприемника.

Применение полупроводникового лазера (Л) в показанной на рисунке простейшей системе определения расстояния L с использованием координатно-чувствительного приемника (КЧФ) позволяет обеспечить требуемую погрешность измерения ± 1 мм. Повышение точности измерений по сравнению с использованием других источников излучения (светодиодов или лампочек) происходит за счет лучней коллимации лучка излучения, что позволяет сформировать на дорожном полотне пятно с малым диаметром, величина которого постоянна при вариациях расстояния. Также улучшается отношение сигнал/шум, поскольку лазер имеет высокую спектральную яркость, а монохроматичность лазерного излучения позволяет использовать узкополосный интерференционный фильтр (ИФ), эффективно исключающий попадание на приемник рассеянного дорожным полотном солнечного излучения.



АНАЛИЗ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ ЦИФРОВОГО РЕЦИРКУЛЯЦИОННОГО ДАЛЬНОМЕРА НА ОСНОВЕ УПРАВЛЯЕМОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

А. С. Буйко, К. Н. Коростик

Белорусский государственный университет, Минск

Цифровые рециркуляционные дальномеры (ЦРД) на основе управляемых инжекционных лазеров (УИЛ), благодаря их высокому быстродействию, могут применяться в системах навигации роботов. Однако температурная зависимость характеристик излучения лазера (задержки возникновения генерации, порогового тока и спектра) приводит к ошибкам в определении расстояний с помощью таких ЦРД и требует их калибровки непосредственно перед измерением [1,2]. Использование калибровки уменьшает быстродействие робота. Поэтому актуальна проблема анализа быстродействия ЦРД на основе УИЛ в условиях изменяющейся температуры окружающей среды.

Измерения расстояний с помощью ЦРД на основе УИЛ заключается в определении дальности до объекта по частоте рециркуляции с точностью до периода колебаний кварцевого генератора и нахождении «домомера» по сигналу управления лазером, необходимому для достижения режима синхронизации частоты рециркуляции и внешнего стабильного генератора [2].

Разработана математическая модель для анализа быстродействия ЦРД в условиях изменяющейся температуры. Анализ с её помощью показал, что при возрастании температуры время измерения дальности увеличивается и зависимость времени измерения дальности от температуры имеет вид $\exp(kT)$, где $k=0.02 \text{ K}^{-1}$, а T - текущая температура.

Полученные результаты можно использовать при проектировании и создании систем навигации быстродействующих роботов, а также оценки их термостабильности.

1. Коростик К. Н. Рециркуляционный метод в прикладных исследованиях // Приборы и техника эксперимента. 1996. №5. С.5–18.
2. Коростик К. Н. Оптоэлектронный процессор на основе инжекционного лазера для контроля дальности объекта. // Новые информационные технологии: сб. науч. трудов. Мн.: Белгосуниверситет, 1997. С.47-55.

КОМПАКТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Е.С.Воропай, В.В. Валах, М.П.Самцов, В.Н.Чалов
НИИ прикладных физических проблем им.А.Н. Севченко при БГУ

В настоящее время в медико-биологических исследованиях широко применяются оптические методы исследований. Существующая спектральная аппаратура, при весьма высокой стоимости, часто не обладает необходимой чувствительностью, стабильностью работы, универсальностью применения и оперативностью получения, обработки и анализа информации, сложна в эксплуатации и обслуживании, что является препятствием для её эффективного использования.

Для применения в медицинских исследованиях нами создан универсальный, недорогой, компактный, обладающий высокими характеристиками спектрометр. Устройство выполнено на базе двухканального полихроматора фирмы SOLAR и 2048-элементного CCD детектора SONY в виде платы расширения ISA. Сбор и регистрация оптического излучения производится с помощью гибкого волоконно-оптического световода. Разработанное программное обеспечение позволяет производить оперативную обработку полученной информации (определение максимумов и минимумов спектра, вычисление площади под кривой, сглаживание, интерполяция и т. д.).

Отработана методика определения с помощью разработанного спектрометра содержания NO в крови путем регистрации спектра поглощения метгемоглобина, а также динамики накопления в тканях опытных животных фотосенсибилизаторов, используемых в фотодинамической терапии онкологических заболеваний. В этом случае прибор использовался для регистрации флуоресценции фотосенсибилизатора при помощи Y-образного световода, который служил для подвода возбуждающего излучения и регистрации флуоресценции в тканях организма.

АБСОРБЦИОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В УСЛОВИЯХ АПРИОРНОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

М.М.Кугейко, А.В.Баркова

Белорусский государственный университет, г.Минск

Методы лазерной диагностики, основанные на регистрации спектров поглощения, широко используются при исследовании биологических объектов. Измерение спектров поглощения растворов, суспензий и тканей осуществляется с помощью спектрофотометров. При всем разнообразии конструкций эти приборы можно разделить на однолучевые и двухлучевые. Все разработанные приборы обладают рядом существенных недостатков как технического, так и эксплуатационного характера. Обзор недостатков и достоинств известных спектрофотометров, приведенный в докладе, показывает, что точность измерения коэффициентов поглощения зависит от знания модели исследуемого образца, калибровочных измерений и устойчивости к дестабилизирующим факторам (все это можно назвать априорной неопределенностью).

В докладе рассматриваются принципы построения спектрофотометров, основанные на совокупных измерениях рассеянных и проходящих сигналов, получаемых за счет изменения геометрии измерений. Увеличение числа используемых источников и приемников лазерного излучения существенно не усложняет габаритные и стоимостные характеристики спектрофотометров, особенно при использовании полупроводниковых лазерных излучателей и приемников. При этом, однако, существенно изменяются точностные и эксплуатационные характеристики.

В предлагаемых спектрофотометрах погрешность измерения коэффициентов поглощения определяется практически погрешностью регистрации сигналов, что выводит данные системы по метрологическим параметрам на уровень эталонных. Устойчивость погрешности измерений к загрязнению оптических элементов, кювет, замене приемно-излучающих и электронных блоков значительно улучшает их эксплуатационные характеристики.

Приводится оценка эффективности разработанных систем, как с использованием полученных аналитических выражений для погрешностей, так и численным математическим моделированием.

ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРОФОТОМЕТР ДЛЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

М.М.Кугейко, А.М.Лисенкова, В.А.Фираго, С.И.Чубаров
Белгосуниверситет, Минск,

Для оптимизации режима лазерной фотодинамической терапии (ФДТ) опухолей используется лазерная спектрофотометрия, что позволяет корректировать клинические данные по топографии опухолей, отслеживать кинетику накопления фотосенсибилизаторов в опухоли и ее разрушения в процессе сеансов ФДТ и последующего выведения из тканей. С помощью фотометрии определяется оптимальный срок проведения сеанса лазерного облучения. Существенным недостатком известных методов спектрофотометрии биологических объектов являются: низкая метрологическая надежность, связанная с загрязнением оптических поверхностей в процессе измерений, разбросом аппаратурных констант приемно-излучающих, измерительных блоков, нестабильностью оптического пути сигнала и электрического канала.

В последнее время нами разрабатывается концепция "безаприорности" в оптико-физических измерениях, заключающаяся в устранении отмеченных выше недостатков и в максимальном упрощении калибровочных измерений [1]. Вариант базисно-нефелометрического "бескалибровочного" спектрофотометра, разработанного нами на основе концепции "безаприорности", описан в [2]. Важным достоинством данного спектрометра является то, что на результат измерений абсолютных значений коэффициентов поглощения не влияет загрязнение стенок кювет, а это исключает необходимость их промывки после каждого измерения. Такой спектрометр позволяет производить измерения динамики изменения свойств биологического объекта, легко полностью автоматизировать процесс измерений. Так как применяемый метод практически исключает влияние всех побочных факторов, то при контроле биохимических процессов при ФДТ можно использовать однажды полученные в лабораторных условиях градуировочные зависимости коэффициента ослабления от концентрации какого-то компонента исследуемого раствора без трудоемкой подгонки градуировочной кривой к реальным условиям эксперимента.

1. Кугейко М.М. О "бескалибровочных" оптико-физических измерениях // Измерительная техника. 1997. № 9. С.35-38.

2. Кугейко М.М., Фираго В.А. Прецизионный лазерный измеритель коэффициента ослабления прозрачности, мутности жидких сред // Сб. трудов 3-ей конференции по лазерной физике и спектроскопии. Т1. Мн.: Институт физики им. Б.И. Степанова АНБ, 1997. С.314-317.

ВАРИАНТЫ МЕХАНИЗМОВ ОТВЕТА ИММУННОЙ СИСТЕМЫ
ИНТАКТНЫХ ЖИВОТНЫХ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ДЛИН ВОЛН

Е.Е. Сагалович, С.И. Чубаров, Н.М. Ксенофонтова

НИИ охраны материнства и детства МЗ РБ, Белгосуниверситет,

г. Минск

В эксперименте на интактных кроликах была изучена динамика показателей системы комплемента, фагоцитарной активности нейтрофилов, содержания IgG при многократном чрезкожном воздействии в проекции печени и селезенки низкоинтенсивного лазерного излучения с длинами волн 877 нм, 822 нм и 632.8 нм. Суммарная доза облучения 0.745 Дж/см².

На основании проведенного частотного анализа все животные были разделены на подгруппы с учетом исходных уровней комплементарной активности сыворотки крови – достоверно сниженных или повышенных.

Под воздействием ИК-излучения с длиной волны 877 нм первоначально происходила нормализация как исходно низких, так и высоких уровней комплементарной активности сыворотки крови, а также показателей фагоцитоза и содержания IgG. В дальнейшем наблюдалось достоверное снижение всех компонентов и факторов системы комплемента с выявлением высокого уровня корреляционных взаимодействий между всеми исследуемыми показателями, что свидетельствует об активации всей иммунной системы.

Излучение лазера с длиной волны 822 нм быстро и стабильно нормализовало все исследуемые показатели. Корреляционные взаимодействия между ними были минимальны и носили случайный характер.

Динамика исследуемых показателей при воздействии на животных излучением лазера с длиной волны 632.8 нм носила волнообразный характер, направление которого зависело от исходного уровня комплементарной активности сыворотки крови.

ВАРИАНТЫ ДЕЙСТВИЯ ИК-ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ДЛИН ВОЛН НА СИСТЕМУ КОМПЛЕМЕНТА ЖИВОТНЫХ, ПОДВЕРГШИХСЯ ИОНИЗИРУЮЩЕМУ ОБЛУЧЕНИЮ

Е.Е. Сагалович, Е.В. Кильчевская, С.И. Чубаров, Е.Ф. Конопля

НИИ охраны материнства и детства МЗ РБ, Институт радиобиологии АНБ,
Белгосуниверситет, г. Минск

Неполовозрелые крысы (самки) стадного разведения подвергались хроническому γ -облучению (мощность дозы облучения - 5,76 рентген/сутки). Общая суммарная доза - 1,0 Гр. Сразу после завершения радиационного облучения на животных чрезкожно (3 точки на животе) воздействовали излучением полупроводниковых лазеров (ППЛ) с длинами волн 877 нм и 822 нм. Суммарная доза ИК-облучения 0,61 Дж/см² за сеанс. Курс лазерного облучения - 14 сеансов.

Воздействие ионизирующего излучения приводит к достоверному снижению всех показателей классического пути в сочетании с повышением факторов альтернативного пути активации системы комплемента, играющей важную роль в противомикробной защите организма.

14-кратное облучение крыс ППЛ с длиной волны 877 нм приводило к дальнейшему снижению числа эффективных молекул C3- и C5-компонентов, что наряду со снижением содержания факторов В и D свидетельствует об активации не только классического, но и альтернативного путей системы комплемента. При этом следует отметить высокий уровень корреляционных взаимодействий между всеми показателями комплементарной активности.

Воздействие на животных лазерным излучением с длиной волны 822 нм нормализовало все показатели системы комплемента. Корреляционные взаимодействия между ними минимальны и носят случайный характер, т.е. система комплемента приходит в состояние функционального равновесия.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ НАРУШЕНИЙ СИСТЕМЫ КОМПЛЕМЕНТА ЖИВОТНЫХ, ПОДВЕРГШИХСЯ ВОЗДЕЙСТВИЮ ВНЕШНЕГО И ВНУТРЕННЕГО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ОБЛУЧЕНИЯ, ИК-ИЗЛУЧЕНИЕМ

Е.Е.Сагалович, Е.В.Кильчевская, С.И.Чубаров, Е.Ф.Конопля
НИИ охраны материнства и детства МЗ РБ, Белгосуниверситет,
Институт радиобиологии АНБ г.Минск

Эксперимент проводился на крысах стадного разведения, которые подвергались хроническому γ -облучению общей суммарной дозой 1.0 Гр. В 1-й группе на крыс воздействовали ИК-излучением с длиной волны 822 нм сразу после завершения, а во 2-й через месяц после завершения γ -облучения. ИК-облучение производилось чрезкожно (3 точки на животе). Суммарная доза облучения 0.61 Дж/см^2 за сеанс. Курс ИК-облучения - 14 сеансов.

У крыс 1-й группы наблюдалось достоверное снижение C1q-C5-компонентов классического пути в сочетании с повышением факторов В и D альтернативного пути активации системы комплемента. У крыс 2-й группы отмечалось снижение содержания всех исследуемых показателей.

14-кратное облучение крыс 1-й группы нормализовало все показатели системы комплемента. 7 сеансов ИК-облучения крыс 2-й группы не вызывало достоверных изменений показателей системы комплемента. Однако, 14-кратное воздействие приводило к повышению уровня CН50 и содержанию C1q-C5-компонентов и факторов В и D системы комплемента по сравнению с таковыми до начала сеансов ИК-облучения. Тем не менее их уровень был достоверно ниже нормы.

Наличие резких изменений в системе комплемента крыс 2-й группы может быть обусловлено более глубокими структурно-функциональными нарушениями организма, произошедшими в течение месяца после завершения γ -облучения, для восстановления которых требуются более длительные сроки воздействия ИК-лазерным излучением.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ РАКА ЩИТОВИДНОЙ ЖЕЛЕЗЫ

Н.С.Карлицкая, А.М.Лисенкова, И.С.Манак
Белгосуниверситет, г.Минск

За первые 9 лет после катастрофы на Чернобыльской АЭС в Республике Беларусь в 56 раз возросло число детей и в 2.5 раза взрослых, больных раком щитовидной железы [1]. Это остро ставит вопрос разработки новых эффективных методов лечения данной патологии.

Перспективным методом гипертермии является некроз опухоли при ее нагреве излучением лазера. Компьютерный анализ процесса гипертермии полезен для выбора оптимального воздействия на опухоль с минимальным повреждением окружающих интактных тканей.

Нами моделировались процессы гипертермии наиболее распространенной узловой формы рака щитовидной железы - аденокарциномы - злокачественной опухоли железистого эпителия. Рассчитывалось распределение температуры в четырехслойной биологической структуре: кожа, опухоль, мягкие ткани щитовидной железы, щитовидный хрящ. При расчетах предполагалось, что нагрев опухоли происходит за счет поглощенного лазерного излучения (с учетом ослабления при прохождении его через верхние слои) и вследствие теплопередачи. Размеры опухоли не превышали 0.5 см^3 . Оптические и теплофизические параметры биотканей, использованные в расчетах, были взяты из литературных данных. Распределение температуры в слоях моделируемой щитовидной железы вычислялось с учетом изменения кровотока в близлежащих к опухоли здоровых слоях.

Компьютерное моделирование позволило установить значения температур, до которых нагреваются патологические ткани щитовидной железы и окружающие их здоровые ткани в зависимости от параметров и режима работы лазера. Интенсивности излучения Nd^{3+} -лазера с длиной волны $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$, нагревающего опухоль до пороговой температуры некроза патологической ткани $T = 42^\circ\text{C}$, составили $325\text{-}375 \text{ Вт/см}^2$ для экспозиций $10^{-2} - 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$, при этом кратковременный нагрев интактных тканей не вызывал в них деструктивных процессов. Увеличение доз лазерного облучения нецелесообразно, так как может привести к глубокому термическому некрозу тканей с последующим ухудшением заживления раны.

1. Юценко Ю.П., Кириллов В.А. // Медико-биологические эффекты и пути преодоления последствий аварии на ЧАЭС. Сб. научн. трудов. -Мн. - Витебск: 1997. С.50.

ЛАЗЕРНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КЛЕТОЧНОГО МЕТАБОЛИЗМА И СОСТОЯНИЯ АНТИОКСИДАНТНОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЖИВОТНЫХ

В.Л.Козлов, Н.М.Ксенофонтова, А.М.Лисенкова, С.И.Чубаров,
А.Н.Бородавка, Т.Н.Зырянова, В.М.Лаврова

Белгосуниверситет, Минск.

Практические успехи лазеротерапии требуют изучения особенностей клеточного метаболизма и состояния антиоксидантной системы при воздействии лазерного излучения [1]. При этом важен контроль теплофизического состояния биообъектов для оценки влияния температуры на ход биохимических процессов.

Создан комплекс аппаратуры, включающий полупроводниковые лазерные излучатели с программируемыми и контролируемыми параметрами (мощность до 40 мВт и $\lambda_{\text{изл}} = 0,63 - 1,5$ мкм) и низкотемпературный бесконтактный пирометр для контроля тепловых полей в процессе облучения биообъектов *in vitro* и *in vivo*. Это позволило подбирать режим облучения с учетом влияния термических эффектов. Контроль теплового поля осуществляется с разрешением $0,1^\circ\text{C}$ в диапазоне $10-40^\circ\text{C}$.

Изучена реакция организма интактных животных и животных с введенной патологией при воздействии низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ) ИК диапазона. Зафиксированы изменения активности ферментов антиоксидантной защиты и содержания перекисного окисления липидов (ПОЛ) в печени крыс. В серии экспериментов при облучении лазером с $\lambda_{\text{изл}} = 0,87$ мкм наблюдалась корреляция между снижением уровня конечного продукта ПОЛ-МДА (малоновый диальдегид) и повышением активности СОД (супероксиддисмутазы) и каталазы, определяющих антиоксидантный статус клетки. Лазерным излучением с определенными параметрами корректировались патологические состояния, смоделированные предварительным введением NaNO_3 и CCl_4 .

Дальнейшие исследования влияния НИЛИ на биохимические показатели интактных животных и на объекты с введенной патологией позволяют дать практические рекомендации для выбора оптимальных параметров лазерного облучения.

1. Лисенкова А.М., Манак И.С., Ксенофонтова Н.М., Чубаров С.И. Терапевтические применения полупроводниковых лазеров. Полупроводниковые лазеры. Сб. науч. статей. Вып. 1. Мн., 1997, С.162-204.

РАСЧЕТ, ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР В СТЕКЛЕ ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО ГИРОСКОПА

А.А.Ветров, В.Б.Волконский, Д.В.Свистунов
ВНЦ "ГОИ им.С.И.Вавилова", Санкт-Петербург, Россия

Идея построения монолитных интегрально-оптических датчиков параметров движения (оптических гироскопов) неоднократно обсуждалась в научной литературе. Потенциальными преимуществами подобных устройств являются технологичность и дешевизна при массовом производстве. Решающим фактором для успешного решения этой задачи является достижение малых и сверхмалых потерь на распространение света в канальных оптических волноводах (КОВ).

Одним из перспективных базовых материалов для изготовления КОВ и оптических интегральных схем (ОИС) на их основе может считаться оптическое стекло. Этот материал широко доступен, дешев и обладает высокими оптическими качествами. Однако теоретический анализ ОИС, особенно в части расчета потерь, затруднен вследствие неопределенности ряда важнейших параметров.

В данной работе предложена методика поэтапного практического подхода к изготовлению интегрально-оптического гироскопа на базе стекла К8. Описаны стадии проведения практических исследований, а именно:

- создание прямых КОВ, определение их модового состава и потерь на распространение оптического излучения;
- создание закругленных КОВ и определение дополнительных излучательных потерь;
- создание и расчет основных характеристик направленных волноводных ответвителей и разветвителей;
- создание кольцевого пассивного резонатора (КПР) и определение его добротности.

Далее описаны технологические процессы формирования КОВ методом ионного обмена. Приведены технологические параметры нескольких вариантов техпроцесса: обмена $K^+ - Na^+$, $Ag^+ - Na^+$ и комбинированного.

В заключение приведены данные экспериментальных исследований полученных волноводных структур на рабочих длинах волн 1,3 и 1,5 мкм. В работе достигнуты величины потерь на распространение в КОВ 0,3 дБ/см для прямых участков и 1,0 дБ/см для изогнутых. Показана практическая возможность создания интегрально-оптического гироскопа на стеклянной подложке и обсуждаются направления дальнейших исследований.

Теория поглощения света в слоистых, зернистых и волокнистых композитах

Э.А. Басай, В.И. Кравченко, Б.Д. Павлик

Институт прикладных проблем физики и биофизики НАНУ, Киев

Теоретически исследуется проблема поглощения света в пространственно неоднородных и анизотропных композиционных материалах. Показано, что в общем случае процесс поглощения происходит многостадийно, поэтапно. Поэтому одним из наиболее важных элементов расчета является выбор правильной стратегии установления иерархии процессов, сопровождающих и определяющих основные механизмы ввода в вещество энергии светового поля и его одновременное перераспределение по различным внутренним и внешним степеням свободы композиционного материала на атомно-молекулярном уровне. Используемые нами модели и сценарии развития процесса поглощения световой энергии зависят от значений управляющих параметров задачи: длины волны лазерного излучения, режима воздействия светового поля на вещество (непрерывный, импульсный, частотно-периодический), в том числе от таких характеристик, как длительность импульса, его энергия, плотность мощности и т.д. Обсуждены общие концепции аналитического и численного описания возникающих в этих случаях физических и физико-химических превращений и реакций, выведены и решены простейшие системы скоростных уравнений, учитывающие наиболее актуальные каналы ввода световой энергии в вещество с одновременным учетом тех процессов ее трансформации и релаксации, которые могут существенно повлиять на процесс поглощения. В частности, при разработке конкретных моделей акта поглощения показано, каким образом может быть использована интенсивно разрабатываемая в последнее время теория неупорядоченных структур, в частности, теория неупорядоченных кристаллов.

Наиболее далеко удалось продвинуться в вычислениях поглощения света композитами типа металл-металл, поскольку взаимодействие лазерного излучения с металлами основательно изучено и хорошо освещено в литературе. Нашей задачей в данном случае было применение на начальном этапе немногочисленных существующих методов вычисления параметров составных структур по параметрам составляющих его компонентов. Однако на следующих этапах расчета процесса взаимодействия света с композитами приходилось учитывать появление с повышением температуры образца новых соединений и фаз с отличными от исходных компонент свойствами, вступающих в свою очередь в целый ряд реакций с исходными продуктами и их соседями.

Одним из актуальных композитов, который теоретически исследован в настоящей работе, является бумага. Это связано с большим удельным весом работ, проводимых в нашем институте, по разработке лазерных методов защиты ценных бумаг и документов строгого учета. В сообщении будут приведены конкретные результаты исследования различных типов бумаги. Теоретические результаты сравниваются с богатой экспериментальной базой данных.

Надежные полезные соотношения и закономерности являются первым шагом в разработке исследовательской теории физических основ взаимодействия лазерного излучения с композиционными материалами и разработки технологий их лазерной обработки (упрочнения, резки, сварки, перфорации, гравировки, фрезеровки, маркировки, окраски и т.п.)

Работа проводится в рамках проекта Фонда Фундаментальных исследований Миннауки НАНУ и научно-технологического проекта Министерства промышленной политики Украины.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МИГРАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В РЦ ФС2 ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Э.А. Чернявская, Е.Г. Андрижневская

Белорусский государственный университет, г. Минск

Современные лазерные методы исследования фотосинтезирующих организмов (ФСО) и их пигментов нуждаются в теоретических моделях, адекватно описывающих взаимодействие лазерного излучения с ФСО.

Нами предложена компьютерная модель миграции энергии в ФС2 ФСО при возбуждении стационарным излучением He-Cd-лазера ($\lambda_{\text{лнз}}=440$ нм). Анализ миграционных процессов в ФС2 осуществлялся с помощью системы нелинейных алгебраических уравнений в среде Mathcad.

На основании анализа теоретических и экспериментальных результатов были сделаны следующие выводы: 1) получены оценки значений Φ_{min} и Φ_{max} флуоресценции светособирающей антенны (ССА) ФС2 для различных режимов возбуждения в зависимости от скоростей переносов и времен дезактивации возбужденных состояний ССА и РЦ (PIQ и PIQ') ФС2; 2) оценено влияние на величину $\Phi_{\text{пш}}$ значений констант обратного переноса W_{10} , W_{21} , и W_{32} ; 3) получена формула для определения вклада рекомбинационной флуоресценции в общую флуоресценцию ССА, а также исследована зависимость рекомбинационной флуоресценции от скоростей переноса W_{10} , W_{21} , и W_{32} ; 4) полученные теоретические данные позволяют разработать методику определения функционального состояния ФСО.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ МЕТОДОМ ЧАСТОТНОГО ДОМЕНА В ОПТОВОЛОКОННЫХ СЕНСОРАХ

В. А. Сасчииков, Э. А. Чернявская, Т. П. Янукович

БГУ, г. Минск

В работе рассмотрен метод измерения температуры и деформации от распределенного источника с помощью оптоволоконных сенсоров. В рассмотренном методе используется рассеяние Бриллюэна в комбинации с анализом частотного домена[1]. При таких измерениях используется лазер накачки с непрерывным излучением, которое вводится с одного конца волокна, и пробный лазер с модулированным по интенсивности излучением, которое вводится с противоположного конца волокна. Если разность частот лазеров совпадает с характеристической частотой рассеяния Бриллюэна, интенсивность излучения лазера накачки в волокне будет модулирована. Анализируя интенсивность пройденного излучения лазера накачки при разных частотах модуляции и разности частот лазеров, можно определить распределение температуры и деформации вдоль волоконного сенсора. Такой анализ базируется на измерении комплексной передаточной функции.

Проведено численное моделирование функции отклика одномодового оптического волокна длиной 1000 метров с двумя областями повышенной температуры ($t=76^{\circ}\text{C}$) и двумя деформированными областями ($\epsilon=0.1\%$). Функция отклика вычисляется обратным преобразованием Фурье от передаточной функции.

J. T. Godolla, K. Krebber, Fibre sensors distributed temperature and strain measurement using Brillouin scattering and frequency-domain methods//SPIE, vol.3105, 1997.

ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОВОЛНОВОДОВ НА ОСНОВЕ ИОННОЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОВ

С.В.Гранько, В.В.Григорьев, А.С.Камышан, Ф.Ф.Комаров, А.В.Леонтьев
Белгосуниверситет, Минск

Важнейшими элементами современной интегральной оптики являются тонкопленочные и диффузионные диэлектрические микроволноводы, образующиеся за счет резкого или плавного изменения показателя преломления среды. Перспективы развития интегральной оптики и оптоэлектроники во многом связаны с решением ряда материаловедческих проблем. Так, использование традиционных LiNbO_3 и InP для изготовления пассивных оптических устройств (делители, волноводы, частотные фильтры и т.д.) приводят к их высокой стоимости. Альтернативными материалами, как показали результаты недавних исследований, являются оптически прозрачные полимерные пленки, подвергнутые ионной бомбардировке с целью локального изменения коэффициента преломления.

В настоящей работе представлены результаты исследования изменения оптических параметров (n , k) и изучение динамики изменения толщины (Δd) тонких (0,5 - 1,0 мкм) пленок полиметилметакрилата, облученного ионами азота и бора. Измерение оптических параметров проводилось методом лазерной эллипсометрии с помощью компенсационного эллипсометра ЛЭФ-3М ($\lambda=0,6328$ мкм). Результаты проведенных исследований показали, что варьированием параметрами облучения (доза, энергия) можно добиться изменения величины n на 20-40 % без существенного увеличения поглощения. Используя возможности фотолитографии и ионной бомбардировки, можно изготавливать волноводы требуемой конфигурации.

UNDERCOOLING OF Si MELTED BY PULSED LASER IRRADIATION

G. D. Ivlev, E. I. Gatskevich

Institute of Electronics of the Belarus National Academy of Sciences,
Minsk, Belarus

Pyrometric measurements of the epitaxial crystallization temperature of Si have been conducted under (100), (110) and (111) orientations of the irradiated surfaces of the samples. A ruby laser pulse duration was 10^{-7} s. Thermal radiation of molten Si was detected in green spectrum region at the effective wavelength of $0.53 \mu\text{m}$. The experimental data obtained have been analyzed on the basis of the non-equilibrium model [1] of laser-induced liquid-crystal phase transitions. According to the experiment the undercooling of the melt during the epitaxial growth on (111) plane is about 35K. The undercooling values corresponding to (100) and (110) planes are equal and less by 13 ± 2 K respective to (111) orientation. Two kinetics regimes are considered. They differ in morphology of the liquid - solid interface which is atomically smooth if the interface moves in $\langle 111 \rangle$ direction or is atomically rough for the movement in the $\langle 110 \rangle$ and $\langle 100 \rangle$ directions. The orientation dependence of the epitaxial crystallization seems to be similar to that for the laser amorphization of Si [2].

Our investigation shows the possibility of sufficiently accurate pyrometric measurements of temperature in experimental studies of laser-induced liquid-solid phase transitions in semiconductors.

1. R. Černý, R. Šašík, I. Lukeš and V. Chab//Phys.Rev. B44 (1991),4097.
2. J.A. Yater and M.O. Thompson//Phys. Rev. Lett. 63 (1989),2088.

LASER-INDUCED MELTING OF InSb SURFACE LAYERS

V. Chab¹, R. Černý², G. D. Ivlev³, E. I. Gatskevich³

1. Institute of Physics of the Academy of Sciences of Czech Republic,
Prague, Czech Republic

2. Department of Physics, Faculty of Civil Engineering, Czech Technical University,
Prague 6, Czech Republic

3. Institute of Electronics of the Belarus National Academy of Sciences, Minsk

Liquid - solid phase transitions induced in monocrystalline InSb by single pulse laser irradiation have been studied by means of time-resolved reflectivity measurements at $\lambda=0.63$ or $1.06 \mu\text{m}$ and by a numerical modelling. The (111) and (110) InSb samples were irradiated by a ruby or excimer laser under pulse durations of 10^{-7} s and 10^{-8} s ($\lambda=193 \text{ nm}$), respectively. The melting thresholds of InSb and the dependences of the melt lifetime on laser energy density have been determined. The experimental data obtained under the ruby laser irradiation of InSb are in a good agreement with the results of the computer simulation conducted on the basis of the equilibrium model of the phase transitions. As it follows from the modelling the temperature dependence of laser radiation reflection from liquid InSb at the melting stage should be taken into account. Under ruby laser irradiation solidification process can be consider as epitaxial crystallization. In the case of excimer laser irradiation it is found the sufficient discrepancy between experimental and theoretical dependence of melting lifetime on energy density. It can explain by possible disturbance of conditions of epitaxial growth due to higher velocities of heat and cooling under effect of excimer laser short pulse. The kinetic of solidification of binary alloy changes under excess of critical velocities of interface movement.

ДИНАМИКА НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ОТЖИГА ТОНКИХ ПЛЕНОК ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО АМОРФНОГО КРЕМНИЯ

Г.Д. Ивлев¹, Я. Кочка², Й. Стухлик², Е.И. Гашкевич¹

1. Институт электроники Национальной академии наук Беларуси, Минск

2. Институт физики Академии наук Чешской Республики, Прага

Методами оптического зондирования (TRR) и нестационарной проводимости исследовано воздействие импульсов излучения ArF эксимерного лазера на тонкие аморфные пленки Si:H на стеклянных подложках. Определен порог плавления и получены экспериментальные зависимости времени существования расплава, коэффициента отражения зондирующего излучения и темновой проводимости пленок аморфного кремния от плотности энергии лазерного излучения. Наблюдаемое возрастание коэффициента отражения зондирующего излучения при наносекундном лазерном нагреве тонких пленок a-Si:H/стекло может быть связано не только с плавлением кремния, но также с термостимулированным обратимым изменением оптических параметров, если плотность энергии лазерного излучения меньше порога плавления. Во втором случае максимум TRR сигнала возрастает пропорционально плотности энергии облучения. Появление жидкой фазы приводит к дополнительному увеличению амплитуды TRR сигнала до величины, которая определяется только оптическими свойствами гидрогенизированного кремния, расплавленного лазерным импульсом. На стадии отвердевания формируется поликристаллическая структура. Переход Si:H слоя из аморфного состояния в поликристаллическое приводит к возрастанию его проводимости в 10^4 раз и более.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАВЛЕНИЯ И КРИСТАЛЛИЗАЦИИ Si ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.П. Жвавий

Институт электроники НАН Беларуси, г.Минск

Проведено численное моделирование процессов плавления и рекристаллизации монокристаллического кремния при воздействии на его поверхность наносекундного излучения рубинового лазера с учетом кинетики фазовых превращений на основе уравнения Колмогорова. Изменение температуры полупроводника описывалось одномерным уравнением теплопроводности. Кинетика плавления и кристаллизации рассматривалась в рамках модели послойного роста, т.е. предполагалось, что рост новой фазы происходит за счет наращивания последовательных слоев. Формирование каждого слоя идет путем двухмерного роста зародышей, причем зародыши нового слоя могут возникать лишь на закристаллизовавшихся участках предыдущего слоя.

Показано, что временные зависимости степени перегрева монокристалла и переохлаждения жидкой фазы соответственно на стадиях плавления и кристаллизации кремния носят немонотонный характер и определяются кинетикой фазовых превращений. При плотностях энергии $1,5+2,5 \text{ J/cm}^2$ и длительности лазерного импульса 70 ps максимальные значения степени перегрева и переохлаждения составляют $\approx 100 \text{ K}$. На начальном этапе плавления формирование сплошного слоя расплава толщиной $\approx 0,07+0,08 \text{ }\mu\text{m}$ происходит за время $\sim 5 + 6 \text{ ps}$. Средняя скорость движения границ раздела фаз при плавлении составляет $\sim 9 \text{ m/s}$, а при кристаллизации $\sim 3 \text{ m/s}$.

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПЛЕНОК СИЛИЦИДОВ МЕТАЛЛОВ, СФОРМИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫМ ОСАЖДЕНИЕМ

И. И. Колковский, Ф. Ф. Комаров, О. Р. Людчик
Белгосуниверситет, Минск

Целью настоящей работы явилось изучение влияния режимов формирования и структурного совершенства кремниевой подложки на фазовый состав, морфологию кристаллической структуры, закономерности роста и электрические свойства пленок силицидов различных металлов.

Для исследований использовались без- и малодислокационные ($N_D \approx 10^4 \text{ см}^{-2}$) монокристаллы кремния n- и p-типа проводимости с ориентацией (100) и (111). Формирование пленок силицидов металлов осуществлялось путем осаждения на кремниевую подложку металлической пленки из лазерной плазмы и последующей термообработки в диапазоне температур 200–1100°C. Экспериментальные результаты получены из анализа спектров РОР, данных электронной микроскопии, вольт-амперных и вольт-фарядных характеристик структур «силицид металла – кремний», а также измерений электрофизических параметров пленок.

Установлено, что процессы формирования пленок силицидов различных металлов в существенной степени зависят от режимов лазерно-плазменного осаждения, структурного совершенства подложки и кристаллографической ориентации кремния. Так, например, пороговая температура реакции силицидообразования на малодислокационных кремниевых подложках ниже, чем на бездислокационных, а плотность силицидных фаз коррелирует с плотностью дислокаций.

Изучены электрофизические параметры пленок и электрические характеристики структур «силицид металла – кремний». Обсуждаются основные факторы, обуславливающие их изменение при варьировании режимов осаждения.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ОСАЖДЕНИЯ СЛОЕВ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ

С. А. Волк, В. А. Кононов, О. Р. Людчик
Белгосуниверситет, Минск

В настоящее время одним из перспективных путей повышения степени интеграции и быстродействия интегральных микросхем является использование низкотемпературных методов формирования функциональных слоев. К числу таких методов относится лазерно-плазменное осаждение, в котором поток осаждаемого вещества формируется в вакууме при испарении мишени мощными наносекундными лазерными импульсами.

Целью настоящей работы явилась разработка и создание автоматической установки для формирования субмикронных слоев с заданными свойствами методом лазерно-плазменного осаждения.

Конструктивно установка выполнена на базе вакуумной камеры с системой шлюзования для смены подложки и включает в себя для промышленных лазера LS-2126 и LS-2137 производства белорусско-японского СП "Лотис ТИИ", работающей в режиме модулированной добротности, оптическую систему фокусировки излучения, систему сканирования мишени и подложки. Система прецизионных патекателей позволяет проводить лазерно-плазменное осаждение в контролируемой химической и активной атмосфере для формирования различных соединений. Управление лазерно-плазменным осаждением осуществляется с помощью компьютера.

Разработанная установка позволяет формировать высокопроводящие и диэлектрические слои с высокой степенью контролируемости элементного состава, стехиометричностью, а также создавать многокомпонентные или многослойные пленки при испарении мишени, составленной из различных материалов путем сканирования лазерного луча по заданной программе.

ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В УСИЛИТЕЛЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ. РАСЧЕТ ПО МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО

В.А. Сизюк

Физико-технический институт НАНБ, г. Минск

Пучок электронов в кристалле полупроводника можно рассматривать как классический мазер на продольных колебаниях, поскольку фактически механизм неустойчивости связан с инверсией заселенности уровней для частиц со скоростями, близкими к фазовой скорости волны.

Для описания процесса инжекции носителей заряда использованы параболическая аппроксимация потенциального барьера $Ti/GaAs$ и ВКБ-приближение [1,2], что позволило получить функции распределения электронов по энергиям непосредственно после туннелирования. Взаимодействие потока электронов с кристаллической решеткой $GaAs$ описано в рамках трехдолинной модели зоны проводимости с учетом непараболическости каждой из них [3].

На основе метода Монте-Карло произведены расчет параметров электронного пучка (функция распределения, плотность), инжектированного из барьера Шоттки $Ti/GaAs$ в плазму $GaAs$, а также расчет возникающего в усилителе бегущей волны инкремента нарастания волн пространственного заряда. Для периода грейтинга 10^{-4} см и частоты $\omega_0 = 2,76 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$ эта величина составила 4540 дБ/мм.

1. Стриха В.И. Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник. Киев, 1974.
2. Као К., Хуанг В. Перенос электронов в твердых телах. М., 1984.
3. Иващенко В.М., Митян В.В. Моделирование кинетических явлений в полупроводниках. Метод Монте-Карло. Киев, 1990.

ВЛИЯНИЕ УРОВНЯ ЛЕГИРОВАНИЯ ПОДЛОЖКИ ПЗС-МАТРИЦЫ НА ЭНЕРГИЮ И ТОК ЭМИССИИ ИНВЕРСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

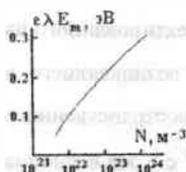
А.А.Валиев, О.Г.Жевняк, В.М.Михей

Белорусский государственный университет, г.Минск

Для анализа интенсивности лазерного излучения могут использоваться ПЗС-матрицы, работающие на принципе накопления неосновных носителей заряда. При разогреве инверсных электронов оптическим излучением в этих структурах в зоне контактов инверсных слоёв и n^+ - p -переходов генерируются электронно-дырочные пары и формируется ток эмиссии электронов к границе раздела полупроводник-диэлектрик. Это приводит к деградации характеристик ПЗС-матрицы. Ток эмиссии можно рассчитать согласно [1]:

$$j_e = \frac{W \Delta l \lambda}{X^2} Q_0 \sqrt{\frac{e \lambda E_m}{2 \pi m^*}} \exp\left(-\frac{\phi_b}{e \lambda E_m}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{X_j}{\lambda}\right)\right),$$

где ϕ_b — высота потенциального барьера на границе полупроводник-диэлектрик, E_m — напряжённость электрического поля на участке эмиссии, $e \lambda E_m$ — тепловая энергия электронов. Нетрудно видеть, что для уменьшения тока эмиссии необходимо уменьшать величину $e \lambda E_m$.



На рисунке приведена зависимость $e \lambda E_m$ от концентрации акцепторов в подложке N при стоковом напряжении $V_D=4$ В, рассчитанная нами по методике, описанной в [1]. В [2] было показано, что с увеличением N уменьшается λ , но увеличивается E_m . Из рисунка следует, что тепловая энергия инверсных электронов увеличивается с ростом N , что говорит о преимущественном влиянии напряжённости электрического поля на величину $e \lambda E_m$ и ток I_e . Очевидно, для надёжной работы ПЗС-матрицы необходимо уменьшать концентрацию акцепторов в подложке.

1. Андреев А.Д., Борисевич Д.Д., Комаров Ф.Ф. и др. // Вестн АН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 1997. №4. С.58.

2. Андреев А.Д., Борздов В.М., Валиев А.А. и др. // Инженерно-физический журнал. 1998. Т.71, N1. С.116-119.

АВТОТРЕКЕР НА ОСНОВЕ ПЗС-ЛИНЕЙКИ

В.В. Валах*, А.Ю. Косников, В.А. Поводайло, С.А. Полубисок

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, Минск

*НИИ прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко, Минск

Для расширения диапазона генерации перестраиваемых лазеров, применяемых в спектроскопических исследованиях, используется преобразование излучения нелинейно-оптическими кристаллами. При сканировании $\lambda_{ген}$ возникает необходимость подстройки угла волнового синхронизма с целью компенсации осевого смещения преобразованного излучения.

К настоящему времени разработано несколько методов автоматической подстройки преобразователей частоты. Наибольшее распространение получили системы с координатно-чувствительным фотодиодом.

Нами предложена управляемая с помощью ЭВМ система регистрации преобразованного излучения на основе линейки с полевой зарядовой связью (ПЗС), которая реагирует на изменение направления лазерного луча при расстройке синхронизма с изменением $\lambda_{ген}$ и подстраивает угол волнового синхронизма. Система испытывалась с лазером на красителе (ЛК) ЛЖИ-501 с накачкой излучением второй гармоники алюмоиттриевого граната. Перестраиваемое в диапазоне 550–800 нм излучение ЛК удваивалось или смешивалось с излучением основной гармоники АИГ Nd^{3+} в нелинейно-оптическом кристалле KDP. Требуемый доворот кристалла при расстройке синхронизма осуществлялся шаговым двигателем на соответствующую расчетам величину. Выяснена взаимосвязь расходимости основного излучения, угловой ширины синхронизма, скорости сканирования $\lambda_{ген}$; обсуждается сфера применения прибора.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ЭРОЗИОННОГО ФАКЕЛА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МЕТАЛЛАМИ

В.К. Гончаров, А.В. Загорский, М.В. Пузырев

НИИ ПФП им А.Н. Севченко, г.Минск

При воздействии лазерного излучения умеренной интенсивности (10^5 - 10^8 Вт/см²) на металлы образующиеся продукты разрушения состоят из паров, плазмы и жидких капель материала мишени. На начальной стадии воздействия образуются мелкие частицы, сформированные за счет объемного парообразования, далее в факел поступают крупные частицы, образованные за счет гидродинамического механизма.

Настоящая работа посвящена изучению динамики образования жидкокапельной фазы эрозионного факела металлов в зависимости от условий фокусировки. Воздействие производилось на свинцовые мишени излучением неодимового лазера ($\lambda=1,06$ мкм). Плотность мощности воздействующего лазерного излучения сохранялась постоянной – $6,6 \cdot 10^5$ Вт/см², временная форма импульса была близка к прямоугольной с длительностью 400 мкс. Измерения параметров жидкокапельной фазы факела проводились с помощью методики поперечного лазерного зондирования, в результате чего удавалось одновременно контролировать энергию прошедшей, рассеянной и поглощенной компонент зондирующего излучения. Зная отношение рассеянной к поглощенной компоненте, по теории Лява-Ми можно рассчитать диаметры частиц жидкокапельной фазы материала мишени.

Установлено, что при увеличении диаметра пятна облучения задержка начала поступления в факел крупных частиц, образованных за счет гидродинамического механизма, увеличивается. При достижении определенных значений диаметра пятна (9-10 мм для свинца) размерностный эффект исчезает и задержка стремится к постоянному значению. У свинца для данных условий воздействия она составляет 380 - 400 мкс.

РАДИАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ АКТИВНЫХ И ПАССИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СРЕД НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

В.И.Попечиц, О.Н.Кравцова

НИИ прикладных физических проблем Белгосуниверситета, г. Минск

Исследована устойчивость растворов ряда полиметиновых (трикарбодиазаниновых) лазерных красителей в различных растворителях к воздействию гамма-излучения кобальта-60. Облучение образцов проводилось на установке МРХγ-25М. Экспозиционная доза составляла 450 Р/с.

Периоды "полуразрушения" красителей определялись по изменениям интенсивности и формы спектров поглощения и люминесценции облученных растворов в зависимости от времени облучения. Например, для красителей 7028, 7030 и 7033 времена "полуобесцвечивания" в этиленгликоле составляют соответственно 150, 140 и 250 с, в диметилформамиде - 420, 180 и 430 с.

Исследованы изменения спектров поглощения и флуоресценции облученных красителей в необлученных растворителях и необлученных красителей в облученных растворителях в зависимости от времени облучения. Спектры поглощения растворов исследованных трикарбодиазаниновых красителей в диметиламинe (в состав молекул этого растворителя не входит кислород) практически не изменялись при облучении в течение длительного времени. Наблюдалась корреляция изменения во времени спектров облученных растворов и растворов, содержащих перекись водорода.

Сделан вывод, что необратимые процессы обесцвечивания исследованных растворов при облучении гамма-квантами происходят в результате окисления трикарбодиазаниновых красителей атомарным кислородом, образующимся вследствие радиолиза растворителей.

Показано, что подбором растворителей можно существенно уменьшить радиационную деструкцию активных и пассивных лазерных сред на основе полиметиновых красителей.

О СПОСОБЕ ПОЛУЧЕНИЯ РЕЛЬЕФНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

В.С. Костко*, О.В. Костко, Г.И. Маковецкий, К.И. Янушкевич

* Брестский государственный университет, г. Брест

Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, г. Минск

Известны различные способы получения рельефного металлического изображения на диэлектрической подложке. Наиболее близкими к предлагаемому являются способы, включающие последовательное нанесение на диэлектрическую подложку слоя металла и слоя полупроводника с последующим экспонированием ультрафиолетовым (УФ) или видимым светом и химическим проявлением. Недостатком этих способов является использование в одних случаях дорогостоящего металла - серебра, а в других - низкая светочувствительность и необходимость усиления полученного изображения каталитическим осаждением металла.

С целью одновременного повышения светочувствительности структуры и сокращения числа операций обработки предлагается способ получения рельефного металлического изображения на диэлектрической подложке из стекла, кварца, окиси хрома, слюды, керамики, лавсана, органического стекла. Он включает последовательное нанесение на подложку в вакууме 10^{-5} мм рт. ст. термическим испарением слоя металла толщиной 20 - 100 нм, слоя йодида олова (SnI_2) толщиной 30 - 200 нм с последующим проецированием на образовавшуюся светочувствительную структуру со стороны слоя йодида олова изображения заданной конфигурации, например интерференционной картины, образованной двумя пучками лазерного излучения, или изображения трафарета УФ или видимым светом и проявление в водном растворе, содержащем феррицианид калия или хлорид железа в концентрации 10 - 500 и 5 - 300 г/л соответственно.

В процессе экспонирования структуры УФ или видимым светом в местах, подверженных облучению, двуокисное олово вступает в химическое взаимодействие со слоем металла с образованием продуктов. После экспонирования двуокисное олово, не вступившее в химическое взаимодействие со слоем металла, и продукты взаимодействия на экспонированных участках растворяются в водном растворе феррицианида калия или хлорида железа.

Предлагаемый способ может быть использован в квантовой электронике для нанесения джозефсоновских контактов для сверхпроводящих микросхем, дифракционных решеток, поляризаторов электромагнитного излучения решеточного типа и других оптотехнических изделий.

КИНЕТИКА РАЗЛОЖЕНИЯ ОКСАЛАТА СЕРЕБРА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

М.И. Маркевич, Ф.А. Пискунов
ИЭ НАН Беларуси, Минск

При импульсном воздействии лазерного излучения на металлоорганические пленки сталкиваются с процессами, протекающими в неизотермических условиях. В настоящей работе исследуется кинетика термоллиза оксалатов серебра методами машинного моделирования. Изучение кинетики термоллиза оксалатов серебра в процессе лазерного воздействия до настоящего времени не проводилось, хотя фундаментальные исследования этих процессов могут привести к созданию принципиально новых технологий.

В настоящей работе создана физическая и математическая модель процесса разложения металлоорганических соединений в процессе импульсного лазерного отжига с учетом теплового эффекта реакции, параметров лазерного импульса (распределения мощности по времени, геометрии пучка и т.д.), а также структуры солей металлоорганических соединений. Математическая модель включает два дифференциальных уравнения с соответствующими начальными и граничными условиями.

Проведены численные расчеты процесса разложения оксалата серебра. Проведенные исследования кинетики разложения металлоорганических соединений позволили установить режимы лазерной обработки, при которых протекает реакция разложения оксалата серебра.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНТЕЗА СУЛЬФИДОВ НИКЕЛЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ

М.И. Маркевич

ИЭ НАН Беларуси, Минск

Лазерная обработка материалов в химически активных средах приобретает большое значение в современных методах получения новых материалов, особенно в тонкопленочном состоянии. Свойства полученных химических соединений оказываются различными в зависимости от применяемых режимов лазерной обработки. Особенностью процесса взаимодействия, протекающего при импульсном лазерном воздействии является его крайне выраженный неравновесный характер, что позволяет получать новые фазы материалов, которые не образуются при квазистационарном нагреве.

В настоящей работе методами вычислительного эксперимента получены данные по синтезу сульфидов никеля при лазерном облучении поверхности никеля, помещенного в серосодержащую среду. Рассматривались импульсы излучения 1 мс и 50 нс. Математическая модель процесса содержит уравнения термохимической макрокинетики, учитывающие процессы теплопроводности, диффузии и химической реакции. Численное решение этих уравнений на ЭВМ конечно-разностным методом позволяет получить значения температур и концентраций в зависимости от длительности импульса и мощности излучения. Для наносекундных импульсов также вычислялась амплитуда давления в ударной волне. Показано, что фаза Ni_3S_4 образуется только при обработке наносекундными импульсами, что связано с генерацией ударной волны.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ

П. А. Скиба

Технологический институт, 212027, г. Могилев, пр. Шмидта

В работе проведено сравнение процессов восстановления ряда простых оксидов металлов жидкими и газообразными восстановителями, индуцируемых импульсами лазерного излучения. Показано, что температура $T_{\text{п}}$ порога восстановления оксидов под слоем жидкости (этиловый спирт, глицерин или их смесь) заметно ниже, чем в случае применения газообразного водорода. Так, при воздействии импульсом неодимового лазера ($\lambda = 1,06$ мкм) длительностью 0,8 мс на оксид меди CuO в среде водорода происходило восстановление лишь до закиси меди Cu_2O при нагреве поверхности вплоть до температуры плавления CuO (1508 К) и давления газа до 1 атм. При облучении поверхности образца, находящегося под слоем этилового спирта, наблюдалось восстановление оксида до меди при температуре ~ 500 К. Термодинамический расчет пороговой температуры восстановления данного оксида и литературные данные [1] показывают, что восстановление водородом в изотермических условиях происходит при более низких температурах в сравнении с этиловым спиртом ($\Delta T_{\text{п}} \approx 100$ град.). Аналогичное наблюдалось и для более сложных оксидных систем, например, для Ni-Zn феррита. Низкое значение температуры восстановления в жидкостях позволяет уменьшить зону термического влияния, избежать высоких градиентов температуры и, следовательно, термических напряжений в образце. Для расширения возможностей локальной металлизации оксидных систем в работе приведены результаты исследований по инициированию лазерным излучением электрохимической [2] восстановительной реакции с использованием жидких восстановителей. Особенностью данного восстановительного процесса является уменьшение времени формирования металлической фазы в поверхностном слое образца в сравнении с восстановлением только лазерным излучением и толщины переходного слоя металл-оксид. Обсуждаются возможные механизмы полученных закономерностей.

1. Комаров В. А. О связи между температурами начала реакций и изменениями свободной энергии для однопипных реакций // Журнал физической химии. 1963. Т. 27, № 12. С. 1748 - 1759.

2. Непокойчицкий А. Г., Тукмачев Г. В. Электрохимический метод восстановления оксидов металлов // Электронная обработка материалов. 1981. № 3. С. 84 - 86.

КОНТРОЛЬ ПРОЦЕССОВ СЖИГАНИЯ ТОПЛИВА В ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКЕ

В.А.Фираго*, В.Вуйцик**, И.С.Манак*, А.А.Афоненко*, С.Н.Дрозд*

*Белгосуниверситет, г.Минск

**Люблинский политехнический институт, г.Люблин

Эффективным направлением экономии топливных ресурсов является оптимизация процессов сгорания топлива в системах тепло- и энергоснабжения. В настоящий момент режимы горения оптимизируют периодически. В процессе наладочных работ с помощью существующих приборов разового контроля определяют содержание кислорода и СО в отходящих газах котлов и составляют режимные карты, на основании которых в процессе эксплуатации котлов поддерживают режимы горения при различных нагрузках. При такой схеме отклонения от оптимальных режимов приводят к перерасходу топлива, особенно на предприятиях теплоснабжения. Организация непрерывного контроля и автоматического регулирования процессов горения топлива позволяет экономить от 2 до 8% топлива для котельных и 0,1-0,3% на ТЭЦ, что делает весьма актуальным создание соответствующих технических средств.

Для непрерывного контроля за эффективностью сгорания топлива необходимо вести анализ текущего содержания кислорода и угарного газа в уходящих газах котлов, поддерживая их определенное соотношение. Возможно использование двух типов газовых сенсоров: контактных (электрохимических) и бесконтактных (оптических). Контактные датчики (например, хорошо известной немецкой фирмы TESTO) используются в основном для разового контроля. Существующие же электрохимические датчики для непрерывного контроля требуют использования системы газоочистки. Срок службы их даже при наличии системы газоподготовки обычно не превышает одного года, поскольку в процессе эксплуатации в таких сложных влажгосодержащих и агрессивных средах, как дымовые газы котлов, наблюдается деструкция и деградация характеристик этих датчиков.

Более подходящими для непрерывного контроля являются оптические газоанализаторы. Универсальные системы непрерывного контроля, например, шведской фирмы OPSIS, используют методы дифференциальной абсорбционной спектроскопии, требующие сложной спектрометрической аппаратуры и обработки получаемых сигналов на компьютере. Поэтому их стоимость в зависимости от числа анализируемых компонент достигает несколько сотен тысяч долларов США. Более простые инфракрасные модули для анализа СО, СО₂ и NO также достаточно дорогие - несколько десятков тысяч долларов США на один анализируемый компонент. Очевидно, что в экономических условиях нашей республики широкое применение в теплоэнергетике для экономии топлива могут найти лишь газоаналитические средства, стоимость которых не будет превышать несколько тысяч долларов США, с низкими затратами на техническое обслуживание и периодические поверки.

Наиболее перспективные из известных методов оптического анализа осно-

ваны на использовании лазерной и светодиодной абсорбционной спектроскопии. Применение компактных инжекционных полупроводниковых излучателей (лазеров и светодиодов), работающих в видимой и инфракрасной области спектра без криогенного охлаждения, существенно упрощает и удешевляет высокоселективный анализ сложных газовых сред.

Для непрерывного контроля содержания кислорода можно использовать его линии поглощения в спектральной области 0,76 мкм. В этой области имеются полупроводниковые лазеры с мощностью излучения десятки и сотни мВт. Однако, слабое поглощение кислорода, составляющее примерно 10^{-4} для трассы длиной 1 м при концентрации кислорода в отходящих газах 1% и менее, требует создания специальных высокочувствительных корреляционных методов лазерной спектроскопии, нечувствительных к влиянию различных дестабилизирующих воздействий. Анализ известных методов лазерной спектроскопии показал их недостаточную эксплуатационную устойчивость. Использование нами предварительной калибровки и модифицированных корреляционных процедур обработки, приходящего с контролируемой трассы зондирующего сигнала //1/, позволило улучшить метрологическую надежность и устранить погрешности, вызываемые загрязнениями оптических поверхностей, изменениями коэффициента передачи электрического тракта и нестабильностью поддержания средней температуры кристалла лазера. На рис. 1 представлена функциональная схема измерителя концентрации O_2 , а на рис. 2 - результаты моделирования его характеристик (без учета паразитной интерференции) при длине анализируемой трассы 1 м. По оси ординат представлены определяемые значения произведения парциального давления O_2 на длину трассы, а по оси абсцисс - истинные. Коэффициент m представляет собой часть суммарной мощности излучения,

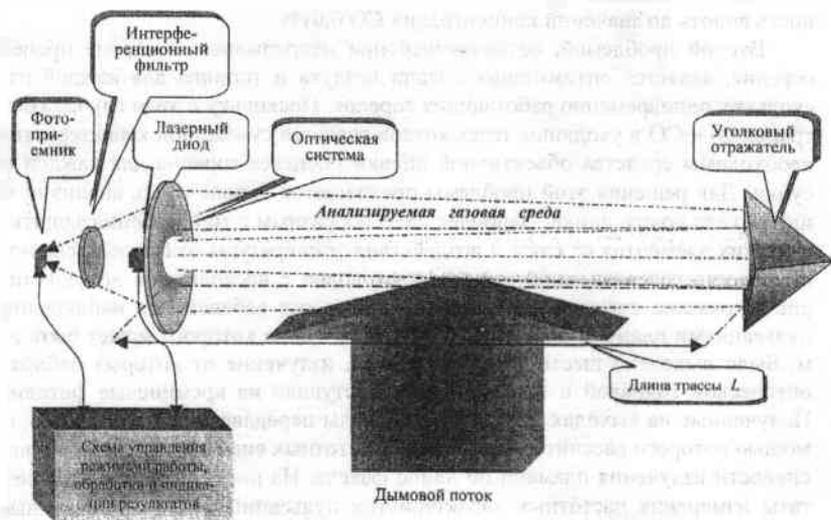


Рис. 1. Схема лазерного контроля содержания O_2 в уходящих газах котлов

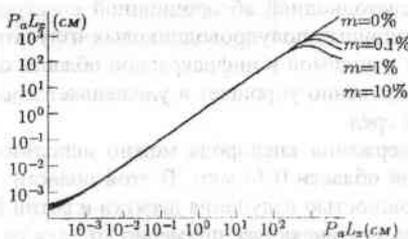


Рис.2

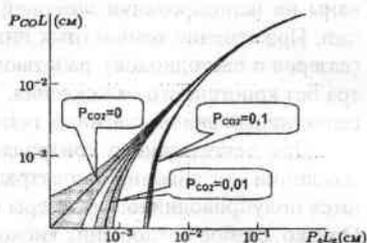


Рис.3

приходящуюся на другие моды лазера. Хорошо видно, что предельная пороговая чувствительность контроля концентрации O_2 меньше 0,1%.

Основная полоса поглощения CO находится в средней области инфракрасного спектра (4,67 мкм), в которой пока не удается создать диодные лазеры, не требующие криогенного охлаждения. Поэтому для контроля CO в настоящее время целесообразно использование инфракрасных светодиодов, изготавливаемых в ФТИ им. А. Ф. Иоффе, с обычным термоэлектрическим охлаждением. Вследствие их малой по сравнению с лазерными диодами спектральной яркости, необходимо применение методов недисперсионной корреляционной спектроскопии, которые обеспечивают лучшую селективность (выделение контролируемого компонента из смеси газов), чем дифференциальные методы, и позволяют использовать достаточно широкие спектральные интервалы. На рис.3 представлены результаты моделирования влияния концентрации CO_2 на измерение содержания CO в дымовых газах котлов недисперсионным корреляционным газоанализатором, которые показывают его достаточную селективность вплоть до значений концентрации CO 0,01%.

Второй проблемой, возникающей при непрерывном контроле процессов горения, является оптимизация подачи воздуха и топлива для каждой из нескольких одновременно работающих горелок. Поскольку в этом случае концентрация O_2 и CO в уходящих газах котлов является суммарной характеристикой, необходимы средства объективной оценки процесса горения для каждой форсунки. Для решения этой проблемы предлагается использовать анализ пульсаций факела по его длине. Наиболее целесообразным с точки зрения защиты оптических элементов от сажи и воздействия температуры оказалось использование вместо телевизионной техники световодов с несколькими волокнами. На рис.4 показана схема использования оптических кабелей для наблюдения за пульсациями пламени по всей длине факела, длина которого может быть до 10 м. Было выделено шесть областей факела, излучение от которых собиралось оптической головкой и по световодам поступало на кремниевые фотодиоды. Полученные на выходах фотодиодов сигналы передавались в компьютер, с помощью которого рассчитывались карты частотных спектров флуктуаций интенсивности излучения пламени по длине факела. На рис.5 представлены результаты измерения частотных характеристик пульсаций факела, полученные на электростанции в Koziensice, хорошо иллюстрирующие возможности непрерыв-

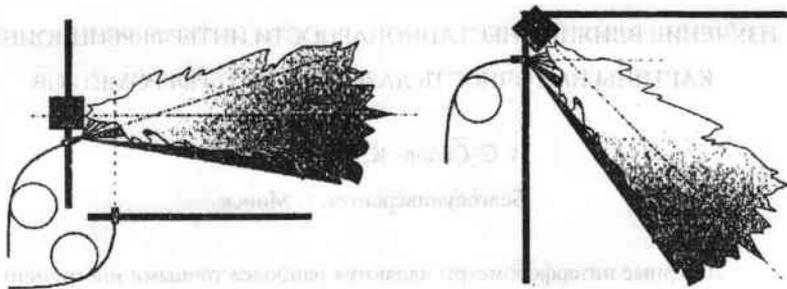


Рис. 4. Способы выделения контролируемых областей факела с помощью световодов в топках с различным положением горелок

ного контроля процесса горения предлагаемым способом.

Таким образом, использование карты частотного спектра флуктуаций пламени факела горелки позволяет проводить автоматическую регулировку подачи воздуха. В совокупности с точным непрерывным определением концентрации O_2 и CO в уходящих газах это дает возможность оптимизации процессов сжигания топлива в котлах с несколькими горелками. Эффективность применения

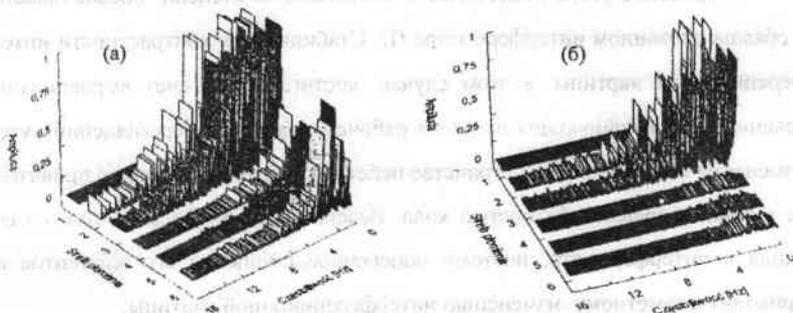


Рис. 5. Результаты измерений частотного спектра пульсаций пламени в контролируемых областях факела с нормальной (а) и недостаточной (б) подачей воздуха

таких средств контроля и оптимизации достаточно высока. При улучшении на 3% топливной эффективности котла с объемом потребляемого газа 20 млн. m^3 в год можно получить экономию около 18 тысяч долларов США, что свидетельствует о необходимости налаживания выпуска этого энергосберегающего оборудования.

1. Firago V.A., Manak I.S. Tendencies of development of GaAs-analytical means with stable service properties // 2-nd GR-I Intern. Conf. on "New laser technologies and applications". Ancient Olympia, Greece, 1997. P.31.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ НА ТОЧНОСТЬ ЛАЗЕРНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

В. С. Салов, К. М. Шестаков

Белгосуниверситет, г. Минск

Лазерные интерферометры являются наиболее точными инструментами для измерения линейных размеров и перемещений. Однако достижение точности измерений в доли микрометров на длинах до десятков сантиметров требует учета всех факторов, влияющих на процесс измерений.

Одним из них является расходимость лазерного пучка, приводящая к изменению контрастности интерференционной картины и ширины ее полосы в плоскости фотоприемников при перемещении подвижного отражателя.

Устранение этого недостатка в значительной степени обеспечивается в сбалансированном интерферометре [1]. Стабилизация контрастности интерференционной картины в этом случае достигается за счет выравнивания сечений интерферирующих пучков в рабочем диапазоне перемещений путем изменения положения в пространстве перетяжки лазерного пучка с привязкой ее к точке с нулевой разностью хода. Лазерный пучок формируется до его входа в интерферометр, поэтому поперечное смещение его элементов не приводит к заметному изменению интерференционной картины.

Предложенная конструкция интерферометра позволяет легко организовать экспериментальные исследования сравнительных точностных характеристик сбалансированной и несбалансированной схем в процессе подготовки специалистов соответствующего профиля.

1. А с. 1118852 СССР, МКИ⁵ G 01 B 9/02. Интерферометр для измерения линейных перемещений / Салов В.С., Шестаков К.М. и др.

LUMINESCENCE PROPERTIES OF THIN OXIDE PHOSPHOR LAYERS BY PULSE REACTION LASER DEPOSITION

A. Gloskovsky, B. Kotlyarchuk, D Popovych, V. Savchuk

Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics National
Academy of Sciences of Ukraine, 3 b Naukova Street, 290601, Lviv, Ukraine

The main results on the theoretical and experimental investigation major physical-technological conditions and regularity of the thin phosphor compound layer synthesis of the of $ZnGa_2O_4$, $ZnGa_2O_4:Mn$, $Zn_2SiO_4:Ti$, $Zn_2SiO_4:Mn$, $Zn_{0.4}Gd_{1.6}O_3:Eu$, $K_2Ga_2O_4:Mn$ with the corresponding color gamma luminescence obtained by means of the pulse reactive laser deposition and laser crystallization with the help of quasi-closed reactive ambience are given in this work.

We considered that the most optimal for laser deposition there is technological mode when the substrate is placed in the border of vapor-plasma torch (but outside high-energy range), oxygen pressure in and laser impulse repetition rate are ample to ensure enough interaction of oxygen atoms with condensed layers on substrate surface.

It was concluded that energetical mode of laser annealing and crystallization of phosphor materials is situated in short range, which values depend mainly on material composition.

Possibility of manufacturing of smooth layers surface without destruction with the help of laser treatment was shown.

Investigations on technology of phosphor oxide layers manufacturing optimization and cathodoluminescent effectiveness measuring showed that the most perspective oxide phosphors are $Zn_2SiO_4:Ti$, $Zn_2SiO_4:Mn$ and $Zn_{0.4}Gd_{1.6}O_3:Eu$ for luminescence in blue, green and red ranges respectively.

ON THE APPLICATION OF THE REFLECTION - ABSORPTION SPECTROSCOPY TO THE QUATERNARY SOLID SOLUTION

J. Polit

Institute of Physics, Pedagogical University, Rzeszów, Poland

This work presents the method of studying the phonon spectra of thin films. It is Reflection-Absorption Far-Infrared Spectra [1] which was developed for semiconductor solid solutions in first time [2]. The theoretical relations of $\Delta R/R$ as the function of frequency were obtained for s- and p- polarization (p denotes light polarization in the plain of incidence, s denotes light polarized normal to the plane of incidence) and for the following experimental conditions: spectral region 30 - 250 cm^{-1} , incidence angle 45° .

By comparing the theoretical and experimental spectra of ZMCT were found the frequencies of LO and TO phonons. The examples of the experimental curve and the fitting to it theoretical one are shown on Fig. 1. The three mode behavior of phonon spectra of the quaternary ZMCT solid solutions is established.

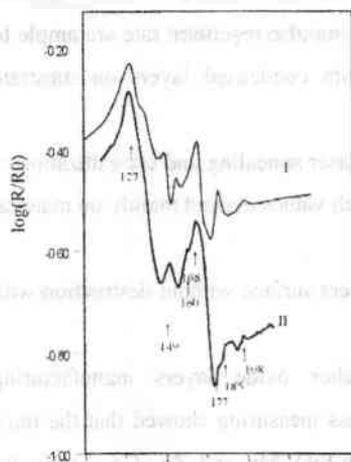


Fig. 1. Reflection - absorption spectra for $\text{Zn}_{0.18}\text{Cd}_{0.12}\text{Hg}_{0.70}\text{Te}$. (I) theoretical curve, (II) experimental curve.

1. McIntyre J.D.E., Aspnes D.E.// Surf. Sci. 1971. Vol. 24. P.417.
2. Polit J., Sheregii E.M., Ivanov-Omskii V.I. et al. // Phys. stat. sol. 1998. Vol.208, P.21.

НОВЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ БИФЛУОРОФОРОВ МОЛЕКУЛ КУМАРИНА

С.С.Ануфрик, В.В.Тарковский, В.М.Никитченко*

Гродненский госуниверситет, г.Гродно,

*Харьковский госуниверситет, г.Харьков

Перспективы дальнейшего совершенствования генерационных параметров лазеров на красителях как с ламповой, так и лазерной накачкой, связаны с поиском и направленным синтезом новых высокоэффективных и фотостойких лазерных красителей. В этой связи особый интерес представляют бифлуорофоры молекул кумарина. Отличительной особенностью ряда вновь синтезированных соединений является наличие объёмного гетероциклического радикала (триазольного, оксидиазольного или тиазольного) гетероцикла в третьем положении кумаринового ядра, который выступает в виде связующего звена с арильным фрагментом молекулы.

Спектры поглощения и флуоресценции данных соединений представляют собой сложные кривые с двумя или тремя максимумами, обусловленные наличием двух хромофоров в молекуле. Природа заместителя в арильном фрагменте молекулы практически не влияет на положение длинноволновых полос поглощения. Данные соединения обладают высоким квантовым выходом флуоресценции. Отнесение полос в спектрах поглощения и флуоресценции методом молекулярных орбиталей показало, что у исследованных соединений ВЗМО и НСМО имеют одинаковое строение и локализованы на кумариновом фрагменте, что подтверждается экспериментом. Степень локализации возбуждения на кумариновом фрагменте достигает 63-83%, а на арильном - лишь 4-8%. Таким образом, природа гетероциклического радикала определяет спектрально-люминесцентные и генерационные свойства данных бифлуорофоров.

Экспериментально исследовано влияние различного типа гетероциклов на флуоресцентные и генерационные свойства десяти новых бифлуорофоров. Показано, что ряд 7-диэтиламинокумаринов с триазольным или оксидиазольным циклом характеризуется самой высокой эффективностью генерации в области 500-515 нм. Максимальная энергия генерации составила 2,5 Дж при ламповой накачке, что по эффективности в 1,7 раза превосходит широко известный кумарин 334. Благоприятное воздействие на фотостабильность таких молекул оказывает стабилизация кумаринового фрагмента ядром юлолидина — $7N(CH_2)_6$. Установлено влияние и роль изомерной формы тиазольного фрагмента на спектральные и генерационные свойства молекулы. Показано благоприятное воздействие на генерационную эффективность имино-группы в кумариновом фрагменте молекулы.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

И.К. Данейко, А.А. Спиридонов, С.В. Трухан, О.Х. Якубовский

Белгосуниверситет, г. Минск

Рассмотрена двумерная задача распространения волнового пучка лазерного излучения в статистически однородной, стационарной, слаборассеивающей турбулентной среде с крупномасштабными неоднородностями.

Использовано параболическое приближение волнового уравнения для четырехточечной пространственной функции когерентности и метод многомасштабного разложения [1] для получения замкнутого выражения для индекса мерцания. Рассмотрена зависимость индекса мерцания гауссова волнового пучка лазерного излучения от параметра рассеяния случайной среды, относительной ширины пучка и дальности распространения.

Представленные в работе оценки индекса мерцания лазерного излучения, распространяющегося в случайно-неоднородной среде с гауссовой автокорреляционной функцией флуктуаций показателя преломления, хорошо согласуются с численными работами других авторов [2]

1. Mazar R., Beran M. Intensity in stratified random media //JOSA, 75(6), 1748-1759, 1984.
2. Macaskill C. An improved solution to the fourth moment equation for intensity fluctuations //Proc. R. Soc. London Ser. A 386, 461-474, 1983.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИИ КОГЕРЕНТНОСТИ ПУЧКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛОИСТОЙ ТРОПОСФЕРЕ СО СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

И.К. Данейко, А.А. Спиридонов, С.В. Трухан, О.Х. Якубовский

Белгосуниверситет, г. Минск

В настоящей работе исследована функция когерентности пучка лазерного излучения в слоистой тропосфере со случайными неоднородностями диэлектрической проницаемости. Свойства среды заданы диэлектрической проницаемостью, детерминированная часть которой определяет регулярную рефракцию, а случайная составляющая вызывает рассеяние на турбулентных неоднородностях среды.

Использовано параболическое приближение волнового уравнения для функции когерентности гауссова пучка и линейная аппроксимация усредненного высотного профиля диэлектрической проницаемости [1]. Применяя способ Татарского [2] для расчёта функции когерентности второго порядка, получено общее выражение для функции когерентности волнового поля произвольной формы в слоистой тропосфере со случайными неоднородностями. В приближении Фейзулина [3] получено аналитическое выражение для функции когерентности гауссова пучка.

Проведён численный анализ зависимости интенсивности гауссова пучка от дальности при различных значениях ширины пучка, длины волны, среднего квадрата флуктуаций диэлектрической проницаемости. Исследовано отклонение максимума интенсивности пучка по дальности.

1. Казаков Л.Я., Ломакин А.Н. Неоднородности коэффициента преломления воздуха в тропосфере. М.: Наука, 1976.
2. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2: Случайные поля. М.: Наука, 1978.
3. Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983.

НОВЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА СОБСТВЕННЫХ ВЕКТОРОВ МАТРИЦ

Лабекин П.И.

Институт прикладной оптики НАН Беларуси, г. Могилев

Применительно к оптическим системам решение задач на собственные числа и соответствующие им собственные векторы позволяет определить собственные поляризации оптических систем, в частности, собственные поляризации лазеров и их резонаторов [1].

Традиционно такие задачи сводятся к решению системы линейных однородных уравнений $(M - \lambda_i E)S_i = 0$ для каждого собственного значения λ_i . Для этого обычно используют методы исключения [2], в частности, метод Гаусса. При этом предполагается, что элементы, с помощью которых матрица $(M - \lambda_i E)$ приводится к квазипереугольному виду, отличны от нуля. Методы исключения поэтому непригодны для решения тех задач, когда все элементы матрицы M принимают произвольные значения.

В работе излагается простой и удобный метод расчета собственных векторов квадратных матриц произвольного порядка, свободный от недостатков, присущих методам исключения. Метод основан на использовании так называемой теоремы замещения [2] теории определителей. Показано, что зависящие от собственных чисел λ столбцы присоединенной (или взаимной) матрицы для матрицы $(M - \lambda E)$ являются собственными векторами матрицы M и описывают все семейство собственных векторов, соответствующих не кратным собственным числам матрицы M . Собственные векторы, соответствующие кратным собственным числам, находятся в рамках стандартных процедур.

1. А.П. Войтович, В.Н. Севериков. Лазеры с анизотропными резонаторами. Мн., 1988. 272с.

2. Хорн Р., Джонсон Ч. Матричный анализ. М., 1989. 656с.

МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИЗУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ КАК ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

К. М. Шестаков, В. С. Садов

Белгосуниверситет, г. Минск

Изучение режимов работы полупроводниковых лазеров как компонентов промышленных систем, геодезических и др. аналогичных приборов, проводится с целью усвоения студентами возможностей и ограничений их применения, а также для уяснения специфики радиоэлектронной аппаратуры, обеспечивающей управление работой лазеров.

Учебные стенды, включающие в себя полупроводниковые лазеры, используют два режима работы последних:

- режим непрерывного излучения;
- режим генерации управляемых по длительности импульсов.

Регистрация форм зондирующих сигналов и откликов производится матричными фотоприемниками, подключенными к стандартным видеобластерам, линейными многоэлементными фотоприемниками и одиночными фотоэлементами, подключенными к микроконтроллерам, оцифровывающим поступающие сигналы и формирующим управляющие сигналы на полупроводниковые лазеры. Дополнительно форма электрических сигналов после первичных усилителей и токовые сигналы на излучатели регистрируются цифровым осциллографом.

Вопросы изучения режимов работы и характеристик лазеров распределены по нескольким лабораторным работам, в ходе которых изучаются основные аспекты их применения.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ КУРСА ЛЕКЦИЙ “МЕТОДЫ И СИСТЕМЫ КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ”

М.М.Кугейко

Белорусский государственный университет, г.Минск

Курс лекций “Методы и системы квантовой радиофизики” является одним из основных на факультете радиофизики и электроники БГУ для студентов специализаций “Квантовая радиофизика и лазерные системы”, “Лазерные оптические технологии”. Весь лекционный материал, рассчитанный на 50 часов, условно можно разделить на несколько разделов:

- 1) физические основы квантовой радиофизики и особенности лазерного излучения, определяющие эффективность их использования в современных информационно-измерительных системах;
- 2) общие вопросы теории измерений;
- 3) анализ информационно-измерительных систем квантовой радиофизики (системный подход);
- 4) виды и структуры систем квантовой радиофизики;
- 5) синтез структур оптоэлектронных лазерных систем;
- 6) принципы построения информационно-измерительных систем в условиях априорной неопределенности.

Основной целью курса лекций является подготовка студентов к исследовательской и практической работе в области разработки современных оптоэлектронных систем различного назначения. В связи с этим, в отличие от традиционного изложения данного курса, когда рассматриваются конкретные оптоэлектронные системы различного назначения, основной акцент делается на последние достижения в теории информационно-измерительных систем, а именно, на достижения в области синтеза данных систем в условиях априорной неопределенности. Основные результаты в данном направлении получены на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники, специализирующей студентов по данному профилю. Таким образом, студент знакомится с проблематикой, последними достижениями в области разработки нового поколения систем квантовой радиофизики практически без разнесения во времени получаемых научных результатов и использования их на практике.

О СТРУКТУРЕ ИЗДАВАЕМОГО КУРСА ЛЕКЦИЙ “МЕДИЦИНСКАЯ ЭКОЛОГИЯ” ДЛЯ СТУДЕНТОВ СПЕЦИАЛИЗАЦИИ “МЕДИЦИНСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА”

М.М.Кугейко

Белорусский государственный университет, г. Минск

На кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники факультета радиофизики и электроники для студентов специализации “Медицинская электроника” читается спецкурс “Медицинская экология”. Отсутствие литературы, обобщающей достижения в области изучения аспектов влияния окружающей среды на состояние человека, составляющих предмет медицинской экологии, требовало появления соответствующего учебного пособия или курса лекций. В настоящее время издается курс лекций “Медицинская экология” (автор М.М.Кугейко - 15 лекций).

Так как в программу подготовки радиофизика не входит изучение закономерностей организации жизни и здоровья людей, то в изданном курсе лекций мы ограничились изучением функционально важных для здоровья человека физических факторов окружающей среды и методов их контроля. Для общего же экологического образования было уделено внимание изучению основных концепций и принципов общей экологии. В связи с этим содержание курса лекций можно разбить на несколько разделов:

- 1) основы общей экологии;
- 2) классификация загрязнений окружающей среды;
- 3) радиофизические методы контроля загрязнений окружающей среды;
- 4) оптические методы контроля газовых и аэрозольных загрязнений;
- 5) радиофизические методы контроля радиоактивных загрязнений;
- 6) контроль шумовых воздействий.

Естественно, что основное внимание уделяется изложению материала по радиофизическим методам медицинской экологии (10 лекций). В связи с этим издаваемый курс лекций “Медицинская экология” может быть с успехом использован студентами, изучающими другие спецкурсы, включающие рассмотрение информационно-измерительных систем различного назначения (в части радиофизических методов экологии).

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ АУДИТОРНОЙ ЗАИНТЕРЕСОВАННОСТИ СТУДЕНТОВ

Б.А. Кузяков

Государственный технологический университет "СТАНКИН",
Москва

Задача повышения аудиторной заинтересованности студентов (АВС) стала особенно актуальной в последнее время в связи с резким ухудшением финансирования науки и высшей школы и падением престижа науки в российском обществе.

В работе рассматривается ряд современных методов и приемов работы со студентами на примере курса "Основы физики лазеров".

1. При проведении практических работ с использованием ПЭВМ, на первом этапе, студенты решают задачи анализа, например, на основе математической модели определения выходной мощности лазера в зависимости от параметров активной среды и резонатора. На втором этапе ставятся задачи синтеза, позволяющие вплотную приблизиться к современным задачам разработчиков лазерных установок.

2. На лекциях обязательно приводятся иллюстрирующие данные о последних достижениях лазерной физики и техники.

3. В начале каждой лекции студентам предлагается краткое изложение лекции, напечатанное нормальным шрифтом на А4.

4. Применяется пользующаяся популярностью у студентов методика чтения лекций типа "Тел", включающая тесное двухстороннее взаимодействие с аудиторией.

Авторский указатель

- | | |
|--|---------------------------|
| Агишев И.Н. – 103 | Голчаров В.К. – 168 |
| Алишев Я.В. – 46 | Горбачевич М.И. – 144 |
| Андрижневская Е.Г. – 156 | Горбачевич С.К. – 98, 99 |
| Ануфрик С.С. – 181 | Горобец В.А. – 88, 89 |
| Афанасьев А.А. – 102 | Грабчиков А.С. – 39 |
| Афоненко А.А. – 28, 73, 74, 82,
174 | Гранько С.В. – 158 |
| Бакай Э.А. – 55, 155 | Гриб А.Ф. – 116 |
| Балли Г. – 122 | Григорьев В.В. – 158 |
| Баркова А.В. – 147 | Губарь Н.Б. – 100 |
| Белый В.Н. – 8 | Гуделев В.Г. – 92, 93 |
| Богомолов Д.В. – 108 | Гурский А.Л. – 65 |
| Борисевич Н.А. – 60 | Давыдов В.В. – 106 |
| Борисов В.И. – 25 | Данейко И.К. – 182, 183 |
| Боровик Ф.Н. – 67 | Дашкевич В.И. – 14 |
| Бородавка А.Н. – 142, 153 | Дементьев А.С. – 36 |
| Борщевский В.В. – 82 | Дементьев В.А. – 125, 126 |
| Буганов О.В. – 60 | Дрозд С.Н. – 174 |
| Буйко А.С. – 145 | Дубовик Е.Ф. – 84 |
| Бураков В.С. – 107 | Дудкин В.И. – 106 |
| Валах В.В. – 128, 146, 167 | Дуль О.П. – 78, 81 |
| Валиев А.А. – 166 | Егоров Н.Н. – 122 |
| Васько Ф.Т. – 72 | Жвавий С.П. – 162 |
| Венгер Е.Ф. – 72 | Жданович С.Н. – 61 |
| Ветров А.А. – 154 | Жевняк О.Г. – 166 |
| Виленчиц Б.Б. – 144 | Желтов Г.И. – 5 |
| Власов Р.А. – 102 | Жолнеревич И.И. – 65 |
| Войтенко И.Г. – 112 | Жуковский В.В. – 107 |
| Волк С.А. – 164 | Журик Ю.П. – 92, 93 |
| Волконский В.Б. – 154 | Загорский А.В. – 168 |
| Воробьев В.Л. – 46 | Зверева В.В. – 117 |
| Воропай Е.С. – 128, 146 | Зеневич А.О. – 49 |
| Вуйцих В. – 174 | Зырянова Т.Н. – 153 |
| Гайко О.Л. – 91 | Ивлев Г.Д. – 161 |
| Галоненко С.В. – 17 | Исаевич А.В. – 107 |
| Гасан-заде С.Г. – 72 | Казах Н.С. – 8, 123 |
| Гацкевич Е.И. – 161 | Камьшан А.С. – 158 |
| Гиргель С.С. – 115 | Карасев Д.В. – 83 |
| | Карих Е.Д. – 76, 77 |

- Карлицкая Н.С. – 152
 Катранжи Е.Г. – 123
 Кийко В.Н. – 46
 Кильчевская Е.В. – 150, 151
 Китагава Т. – 39
 Ковалев А.А. – 61
 Ковчур С.Н. – 113, 114
 Коолов В.Л. – 137, 138, 142, 143,
 153
 Ковлов К.В. – 88
 Колесников В.М. – 139, 140, 141
 Колковский И.И. – 163
 Комаров Ф.Ф. – 158, 163
 Кондратюк Н.В. – 8, 59
 Конойко А.И. – 111
 Кононенко В.К. – 20, 31
 Кононов В.А. – 164
 Конопля Е.Ф. – 150, 151
 Коростик К.Н. – 52, 145
 Косников А.Ю. – 167
 Костюк В.С. – 170
 Костюк О.В. – 170
 Кочка Я. – 161
 Кравцова О.Н. – 169
 Кравченко В.И. – 55, 155
 Крол А.М. – 25, 124
 Круглик С.Г. – 39
 Крюкова Т.А. – 73
 Ксенофонтова Н.М. – 149, 153
 Кугейко М.М. – 129, 132, 133, 134,
 147, 148, 186, 187
 Куравко Ю.А. – 104
 Кузьмин К.Г. – 136
 Кузьяков Б.А. – 188
 Кулак В.И. – 112
 Кулак Г.В. – 112, 113
 Кулак И.И. – 65
 Кульнис И.С. – 46
 Кунцевич Б.Ф. – 88
 Курялкина С.Н. – 114
 Лаврищенко А.В. – 108
 Лаврова В.М. – 153
 Ламехин П.И. – 184
 Лебедев В.И. – 25
 Леонтьев А.В. – 158
 Лисенкова А.М. – 148, 152, 153
 Лойко Ю.В. – 90, 91
 Лопатин С.Ю. – 67
 Людчик О.Р. – 163, 164
 Мауренко А.С. – 54
 Маковецкий Г.И. – 170
 Маяк И.С. – 20, 28, 31, 75, 78,
 81, 82, 152, 174
 Марьевич М.И. – 171, 172
 Марко И.Л. – 66, 71
 Мельникова Е.А. – 101
 Мигутани Ю. – 39
 Мивсюк Ю.И. – 97
 Митьковец А.И. – 65
 Михай В.М. – 166
 Михневич С.Ю. – 99
 Наливко С.В. – 31, 75
 Невдах В.В. – 35, 90, 91
 Нижник М.Н. – 120
 Никитченко В.М. – 181
 Одулов С.Г. – 122
 Окушко В.А. – 120, 121
 Оношко Д.М. – 129, 131, 132
 Орлович В.А. – 39
 Ормачева Омар – 118
 Осадчий А.В. – 77
 Осин С.А. – 139
 Ощепков С.Л. – 131
 Павленко В.К. – 123
 Павлик Б.Д. – 55, 155
 Парашук В.В. – 64
 Петухов В.О. – 88, 89
 Пидулик Л.Г. – 87, 116

- Шепелевич В.В. - 110, 122
 Шепельский Г.А. - 72
 Шестаков К.М. - 178, 185
 Шкред Г.Л. - 60
 Щая-Зубров П.Г. - 57, 58
 Юревич В.А. - 70
 Яблонский Г.П. - 65
 Якимович В.Н. - 103
 Яхубовский О.Х. - 182, 183
 Янукович Т.П. - 157
 Янушкевич К.И. - 170
 Ярмолицкий В.Ф. - 111
- Afanas'ev A.A. - 3
 Arapasevich P.A. - 42
 Batenin V.M. - 127
 Burov L.I. - 22
 Cerny R. - 160
 Chab V. - 160
 Drits V.V. - 3
 Gatskevich E.I. - 159, 160
 Gloskovsky A. - 179
 Grabtchikov A.S. - 42
 Gribkovskii V.P. - 22
 Grigeevich P.S. - 22
 Gurskii A.L. - 11
 Guttzeit A. - 11
 Hamadeh H. - 71
 Heime K. - 11
 Heuken M. - 11
 Ivlev G.D. - 159, 160
- Kalisch H. - 66, 71
 Klimovskii I.I. - 127
 Konev Yu.B. - 127
 Kotlyarchuk B. - 179
 Kragler R. - 22
 Kramar M.I. - 22
 Kuzyakov B.A. - 127
 Lim P.H. - 11
 Lisinetskii V.A. - 42
 Lutsenko E.V. - 11
 Marko I.P. - 11
 Nekrashevich J. - 56
 Orlov L. - 56
 Orlovich V.A. - 42
 Pavlovskii V.N. - 11
 Poklonski N.A. - 69
 Polit J. - 180
 Popovych D. - 179
 Ryabtsev G.I. - 22
 Saetchnikov V.A. - 33
 Savchuk V. - 179
 Schiffner G. - 33
 Schineller B. - 11
 Schon O. - 11
 Schwambers M. - 11
 Siaglo A.I. - 69
 Urbanovich A.I. - 3
 Vodtchits A.I. - 42
 Voitikov S.V. - 22
 Volkov V.M. - 3
 Yablonskii G.I.P. - 11
 Zhukovsky V. - 56

СОДЕРЖАНИЕ

A.A.Afanas'ev, V.M.Volkov, V.V.Drits, A.I.Urbanovich. Kinetics of ultrashort pulse generation by a DFB dye laser with travelling-wave pumping	3
Г.И.Желтов, А.С.Рубанов. Проблемы лазерной офтальмологии ...	5
В.Н.Белый, Н.С.Казах, Н.В.Кондратюк, Н.А.Хило, А.А.Шагов. Удвоение частоты бesselевых световых пучков нелинейными кристаллами	8
E.V.Lutsenko, V.N.Pavlovskii, I.P.Marko, A.L.Gurskii, G.P.Yablonskii, O.Schon, M.Heuken, B.Schineller, A.Guttzeit, M.Schwambara, P.H.Lim, K.Heime. Optical pumped lasing in GaInN/GaN heterostructures	11
Б.Н.Тюшкевич, В.И.Дашкевич. Твердотельные лазеры с автоинжекцией патрочного излучения для импульсной голографии и голографической интерферометрии	14
С.В.Гапоненко. Фотоиные кристаллы	17
Д.В.Ушаков, В.К.Коновенко, И.С.Манак. Эффекты уширения энергетического спектра легированных полупроводниковых сверхрешеток	20
L.I.Burov, V.P.Gribkovskii, P.S.Grigelevich, M.I.Kramar, G.I.Ryabtsev, S.V.Voitikov, R.Kragler. Influence of carrier and photon relaxation on laser diode modulation	22
В.И.Борисов, А.М.Крол, В.И.Лебедев. Измерение дисперсионных параметров активной среды полупроводниковых лазеров красного диапазона спектра	25
А.А.Афоненко, И.С.Манак. Эффекты нелинейного усиления в квантоворазмерных лазерах на основе асимметричных гетероструктур	28
С.В.Наливко, В.К.Коновенко, И.С.Манак. Перестроечные характеристики асимметричных квантоворазмерных лазеров с неоднородным возбуждением	31
V.A.Saetchnikov, G.Schiffner. Distributed feed-back formation on electrode surfaces of high power slab CO ₂ laser resonator	33
В.В.Невдах. Об ограничении выходной мощности непрерывных электроразрядных CO ₂ -лазеров	35
А.С.Дементьев. Nd:YAG лазеры с ВР-компрессией импульсов	36

В.А.Орлович, С.Г.Круглик, А.Г.Шведко, А.С.Грabcиков, Ю.Уесуги, Ю.Мизутани, Т.Китагава. Экспериментальное и теоретическое исследование макроскопических проявлений квантовых шумов в спектрах нестационарного ВКР	39
P.A.Aranasevich, A.S.Grabcikov, V.A.Lisinetskii, V.A.Orlovich, A.I.Vodtchits. Increased energy fluctuations in broadband stimulated raman scattering	42
В.А.Савва. Лазерная генерация иолучения, нелинейно-оптические процессы, лазеры без инверсии населенностей	45
Я.В.Алишев, В.Н.Урядов, В.Л.Воробьев, В.Н.Кийко, И.С.Кульнис. Волоконно-оптическая информационная система для цифровых интегральных сетей связи	46
А.О.Зеневич, В.А.Сивюк. Амплитудные распределения выходных импульсов лавинных фотодиодов, работающих в режиме счета фотонов	49
К.Н.Коростик. Особенности организации научно-исследовательской работы студентов и аспирантов в области квантовой электроники	52
А.С.Маууренко, В.А.Савва. Динамика молекулярных многоуровневых систем в двухмодовом лазерном поле	54
Э.А.Бакай, В.И.Кравчяко, Б.Д.Павлик. Электронно-перестраиваемые многочастотные лазеры на светоиндуцированных решетках	55
L.Orlov, J.Nekrashevich, V.Zhukovsky. Investigation of slab solid-state laser with new scheme of resonator	56
Б.Н.Тюшкевич, О.В.Рыбаковский, Ю.Б.Тюшкевич, П.Г.Щая-Зубров. Высококогерентный рубиновый лазер с приоменным электрооптическим батвором-отражателем	57
Б.Н.Тюшкевич, Ю.Б.Тюшкевич, П.Г.Щая-Зубров, О.В.Рыбаковский. Двухимпульсный рубиновый лазер с фотоэлектрическим переключением разветвленного анизотропного резонатора	58
Н.В.Кондратюк, А.А.Шагов. Вынужденное комбинационное рассеяние и параметрическая генерация в плоскости XY кристалла КТР при накачке 2-й гармоникой Nd:YAG лазера	59
Н.А.Борисевич, О.В.Буганов, С.А.Тихомиров, Г.Б.Толсторожев, Г.Л.Шкред. Механизм пассивной синхронизации мод	

фемтосекундного титан-сапфирового лазера при импульсной синхронной накачке ограниченным дугом пикосекундных импульсов	60
А.А.Ковалев, С.Н.Жданович. Импульсный двухканальный Nd:YAG-лазер с поляризационной внутрирезонаторной развязкой для голографических систем вписи на фототермопластических средах	61
В.И.Сардыко. Лазер с нестационарным резонатором	62
К.И.Русакон, В.В.Парапук. Самоканалирование излучения стримерного лазера на CdS	64
А.Л.Гурский, И.И.Жолнеревич, И.И.Кулак, А.И.Митьковец, Г.П.Яблонский. Направленность и модовая структура излучения полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком	65
И.П.Марко, Н.Калиш. Температурная зависимость порога генерации в лазерах с оптической накачкой на основе ZnMgSSe/ZnSe гетероструктур	66
Н.А.Поклонский, Ф.Н.Боровик, А.И.Сягло, С.Ю.Лопатин. Излучательные переходы электронов между энергетическими уровнями примесных атомов в квантовой яме	67
А.Ф.Ревинский. Квантовомеханический расчет вклада электронфононного взаимодействия в температурную зависимость частоты генерации полупроводникового лазера	68
N.A.Poklonski, A.I.Siaglo. The thermodynamic model of the photoemission line shape for the semiconductor 2D-Layer	69
В.А.Юревич. Динамика излучения полупроводникового лазера с продольной комбинационной структурой инверсии	70
И.П.Марко, А.И.Сягло, Н.Калиш, Н.Намадеи. Расчет спектров фотолюминесценции ZnMgSSe/ZnSe гетероструктур	71
Ф.Т.Васько, Е.Ф.Венгер, С.Г.Гасан-заде, М.В.Стриха, С.В.Старый, Г.А.Шепельский. Дальнее ИК стимулированное излучение в одноосно напряженном бесщелевом $Cd_xHg_{1-x}Te$	72
А.А.Афоненко, Т.А.Крюкова. Волновой эффект в квантоворазмерных лазерах при высокочастотной модуляции	73
А.А.Афоненко, В.И.Цвирко. О связи нелинейного усиления с зависимостью дисперсии от концентрации неравновесных носителей заряда в полупроводниковых лазерах	74

С.В.Паливко, И.С.Манах, А.Л.Чиж. Дисперсионные кривые валентной зоны квантоворамерной гетероструктуры	75
Е.Д.Карих, А.Г.Рудой, Д.В.Пухов. Ондудационные процессы в полупроводниковом лазере с переключением мод	76
Е.Д.Карих, А.В.Осадчий. Внутриврезонаторное смещение квазиупруго рассеянного излучения в полупроводниковом лазере .	77
О.П.Дуль, И.С.Манах. Тепловая модель поверхностно-излучающего квантоворамерного лазера с вертикальным резонатором	78
А.Л.Чиж. Численный расчет валентной зоны квантоворамерной гетероструктуры с напряженными слоями	79
О.П.Дуль, И.С.Манах. Компьютерный анализ теплового режима работы поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором	81
А.А.Афоненко, В.В.Борщевский, И.С.Манах. Программный комплекс для расчета модовой структуры инжекционных лазеров с вертикальным резонатором	82
Д.В.Карасев. Исследование влияния кластеров роста на спектральные характеристики квантоворамерных лазеров	83
В.М.Стедик, Е.Ф.Дубовик. Исследование оптических характеристик излучения инжекционных лазеров методом когерентного детектирования доплеровского сигнала	84
А.А.Птаценко, Ф.А.Птаценко. Астигматизм излучения полупроводниковых лазеров с полосковой геометрией	85
А.В.Поляков. Анализ амплитудных флуктуаций интенсивности излучения полупроводниковых лазеров в оптоэлектронных рециркуляционных системах	86
В.А.Чернявский, Л.Г.Шикулик, К.И.Рудик. Динамика поляриационных мод лазера на красителе с поперечной импульсной накачкой	87
В.А.Горобец, К.В.Ковлов, Б.Ф.Кунцевич, В.О.Петухов, В.В.Чураков. Нелинейная динамика двухкапального CO ₂ -лазера с модуляцией потерь	88
В.А.Горобец, В.О.Петухов, С.Я.Точицкий, В.В.Чураков. Эффективная генерация 2-ой гармоники наносекундных импульсов ТЕА CO ₂ -лазера	89

Ю.В.Лойко, В.В.Невдах, А.П.Прокопов, Л.П.Рунец. Динамика СО ₂ -лазера со связанными резонаторами в присутствии насыщающегося поглотителя	90
В.В.Невдах, О.Л.Гайко, Ю.В.Лойко, А.В.Черкасов. Влияние модового состава излучения на динамику генерации СО ₂ лазера с насыщающимся поглотителем в резонаторе	91
В.Г.Гуделев, Ю.П.Журик. Двухчастотный режим генерации He-Ne-лазера ($\lambda = 3,39$ мкм) в поперечных магнитных полях различных конфигураций	92
В.Г.Гуделев, Ю.П.Журик. Статистические характеристики случайных блуждающих амплитуд генерации анизотропного HeNe-лазера	93
А.А.Ставров. Визуализация излучения лазеров ближней ИК области спектра	94
Ю.И.Михсюк. Формирование амплитудно-фазового отклика молекулярных сред при лазерном инициировании сдвига протолитического равновесия	97
С.К.Горбачевич, О.Ю.Покатило. Кооперативные эффекты сольватации и их влияние на параметры флуоресценции сложных молекул в бинарных растворителях	98
С.К.Горбачевич, С.Ю.Михневич. Влияние гетеропереноса энергии электронного возбуждения на кинетику люминесценции растворов сложных молекул при интенсивном импульсном возбуждении	99
Н.Б.Губарь, Е.Г.Толкачева. Влияние аптистоксовой и обратной стоксовой компонент на процесс ВКР	100
Е.А.Мельникова, О.Г.Романов. Формирование дифракционных структур в слоях ориентированного нематического жидкого кристалла	101
А.А.Афанасьев, Р.А.Власов, А.Г.Черствый. Гистерезисные явления при распространения света в плотных резонансных средах	102
И.Н.Агишев, А.Л.Толстик, О.Х.Хасанов, В.Н.Якимович. Фоторефрактивность кристалла CdTe:V в ближней ИК области ...	103
Ю.А.Кузавко. Поляризационная магнитооптическая бистабильность в антиферромагнитных пластинках	104
В.В.Семенов. О тензорном сдвиге частоты радиооптического СВЧ резонанса в парах рубидия	105

В.В.Давыдов, В.И.Дудкин, В.В.Семенов. О формировании гребенчатой линии нутации в ЯМР спектрометре с проточным образцом	106
В.С.Бураков, В.В.Жуковский, А.В.Исаевич. Некоторые возможности лазеров со сложными зеркалами резонатора	107
А.В.Лавриненко, Д.И.Чигрин, Д.В.Богомолв. Оптимизация профиля пропускания частотных фильтров излучения с использованием модулированных сверхрешеток	108
Я.О.Шабловский. Расчет индуцированной оптической анизотропии в полярных диэлектриках	109
А.А.Фирсов, В.В.Шепелевич. Анализ аналитических выражений характеристик динамических голограмм в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах	110
А.И.Копойко, В.Ф.Ярмолицкий. Повышение эффективности отклонения лазерных световых пучков	111
И.Г.Войтенко, Г.В.Кулак, В.И.Кулак, П.И.Ропот. Эффективность акустооптического взаимодействия на изгибных ультразвуковых волнах в одномодовых волоконных световодах с двойным лучепреломлением	112
Г.В.Кулак, С.Н.Ковчур. Дифракция световых пучков на гиперзвуке в гиротропных кубических кристаллах	113
С.Н.Курилкина, С.Н.Ковчур. Применение кристаллов с электроиндуцированной анизотропией в гибридных мультистабильных системах	114
С.С.Гиргель, Я.О.Шабловский. Термодинамические соотношения для кристаллооптических величин в критической области	115
В.А.Чернявский, Л.Г.Пикулик, К.И.Рудик, А.Ф.Гриб. Дисперсия оптической анизотропии растворов органических соединений при лазерном возбуждении	116
В.В.Зверева. Учет геометрических пропорций объекта и ширины щели при валиси синтсированной голограммы	117
Омар Ормачеа, А.Л.Толстик. Исследование угловых характеристик многофотонного рассеяния в растворе красителя родамин-6Ж	118
А.Л.Толстик. Целипейпо голографическис методы управления волновым фронтом лазерного излучения	119

В.А.Окушко, М.Н.Нижник. Фототермопластическая регистрация усредненных по времени голографических интерферограмм серий лазерных импульсов микро- и наносекундной длительности	120
В.А.Окушко. Фототермопластическая регистрация контурных голограмм с использованием обращенной волны при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна	121
Н.Н.Егоров, В.В.Шепелевич, С.Г.Одулов, Г.фон Балли, П.П.Хомутовский, П.И.Ропот. Влияние 180 -градусного поворота кубических фоторефрактивных пьезокристаллов $Bi_{12}TiO_{20}$ и $Bi_{12}SiO_{20}$ на энергообмен световых волн	122
Н.С.Казак, В.К.Павленко, Н.А.Хило, Е.Г.Катранжи, А.А.Рыжевич. Особенности формирования бесселевых световых пучков с помощью аксионов	123
А.М.Крод. Волоконно-оптическое поляризационное устройство	124
В.А.Дементьев, К.Г.Предко. Сравнение схем измерения поляризационной структуры в картине дифракции Фраунгофера от призмы Амичи	125
В.А.Дементьев. Об эквивалентности двух схем измерения поляризационной структуры изображения	126
В.А.Kuzuyakov, V.M.Batenin, I.I.Klimovskii, Yu.B.Konev. Solar energy pumping lasers in the cosmic systems	127
В.В.Валах, Е.С.Воропай, А.Н.Радько, М.П.Самцов. Спектрометр комбинационного рассеяния света для диагностики алмазных и алмазоподобных пленок	128
М.М.Кугейко, Д.М.Оношко. Бистатистическое томографическое оондирование рассеивающих сред	129
М.С.Федосеева. Оптическая томография рассеивающих сред	130
Д.М.Оношко, С.Л.Ощепков. Обратная задача исследования кристаллических облаков	131
Д.М.Оношко, М.М.Кугейко. Интерпретация данных спектрального оондирования атмосферы	132
М.М.Кугейко, Е.В.Сюркина. Лазерный спектро-пофелометр для определения комплекса микрофизических характеристик рассеивающих сред	133

М.М.Кугейко, А.Е.Семенов. Лазерная диагностика поверхностных дефектов	134
А.В.Поляков, С.И.Чубаров. Параметрическая стабилизация информационных полей в оптоэлектронной рециркуляционной памяти	135
К.Г.Кувьмин. Стабилизация информационных последовательностей гармоническим сигналом в лазерных информационных системах ..	136
В.Л.Козлов, С.И.Чубаров. Оптоэлектронное запоминающее устройство рециркуляционного типа	137
В.Л.Козлов, С.И.Чубаров. Схема измерения длины волны когерентного оптического излучения	138
С.А.Осин, В.М.Колесников. Анализ качества оптических систем лазерных устройств	139
А.С.Тищенко, В.М.Колесников. Методика применения интерферометра Фабри-Перо при настройке лазерного резонатора	140
В.С.Ткачев, В.М.Колесников. Лазерные интерферометры для контроля поверхности оптических деталей	141
А.Н.Бородавка, В.Л.Козлов, В.А.Фираго, С.И.Чубаров. Прецизионный лазерный измеритель расстояний	142
В.Л.Козлов, С.И.Чубаров. Способ измерения профиля земной поверхности	143
Б.Б.Виленчик, М.И.Горбачевич, В.А.Фираго. Применение полупроводниковых излучателей при исследовании характеристик управляемости и устойчивости движущегося автомобиля	144
А.С.Буйко, К.Н.Коростяк. Анализ быстродействия цифрового рециркуляционного дальномера на основе управляемого инжекционного лазера	145
Е.С.Воронай, В.В.Валах, М.П.Самцов, В.Н.Чалов. Компактный спектрометр для медико-биологических исследований	146
М.М.Кугейко, А.В.Баркова. Абсорбционная лазерная спектроскопия биологических объектов в условиях априорной неопределенности ..	147
М.М.Кугейко, А.М.Лисенкова, В.А.Фираго, С.И.Чубаров. Лазерный спектрофотометр для фотодинамической терапии	148
Е.Е.Сагалович, С.И.Чубаров, Н.М.Ксенофонтова. Варианты механизмов ответа иммунной системы интактных животных на	

С.П.Жвавий. Моделирование процессов плавления и кристаллизации Si при воздействии наносекундного лазерного излучения	162
И.И.Колковский, Ф.Ф.Комаров, О.Р.Людчик. Структура и свойства пленок силицидов металлов, сформированных лазерно-плазменным осаждением	163
С.А.Волк, В.А.Кононов, О.Р.Людчик. Автоматизированная установка для лазерно-плазменного осаждения слоев микроэлектроники	164
В.А.Свиюк. Параметры электронного пучка в усилителе бегущей волны на арсениде галлия с барьером Шоттки. Расчет по методу Монте-Карло	165
А.А.Валиев, О.Г.Жевняк, В.М.Михей. Влияние уровня легирования подложки ПЗС-матрицы на энергию и ток эмиссии инверсных электронов	166
В.В.Валах, А.Ю.Косников, В.А.Поведайло, С.А.Полубисок. Автотрекер на основе ПЗС-линейки	167
В.К.Гончаров, А.В.Загорский, М.В.Пузырев. Влияние условий фокусировки лазерного излучения на параметры эрбиевого факела при взаимодействии лазерного излучения с металлами	168
В.И.Попечид, О.Н.Кравцова. Радиационная устойчивость активных и пассивных лазерных сред на основе полиметиновых красителей	169
В.С.Костко, О.В.Костко, Г.И.Маковецкий, К.И.Янушкевич. О способе получения рельефного металлического изображения на диэлектрической подложке	170
М.И.Маркевич, Ф.А.Пискунов. Кинетика разложения оксалата серебра при импульсном лазерном воздействии	171
М.И.Маркевич. Математическое моделирование синтеза сульфидов никеля при импульсной лазерной обработке	172
П.А.Скиба. О некоторых особенностях лазерно-индуцированного восстановления оксидов металлов	173
В.А.Фираго, В.Вуйчик, И.С.Манах, А.А.Афоненко, С.Н.Дрозд. Контроль процессов сжигания топлива в теплоэнергетике	174

воздействие низкоинтенсивного лазерного получения различных длин волн	149
Е.Е.Сагалович, Е.В.Кильчевская, С.И.Чубаров, Е.Ф.Конопля. Варианты действия ИК-лазерного получения различных длин волн на систему комплемента животных, подвергшихся ионизирующему облучению	150
Е.Е.Сагалович, Е.В.Кильчевская, С.И.Чубаров, Е.Ф.Конопля. Восстановление нарушений системы комплемента животных, подвергшихся воздействию внешнего и внутреннего ионизирующего облучения, ИК-излучением	151
Н.С.Карлицкая, А.М.Лисенкова, И.С.Мацак. Моделирование лазерной гипертермии рака щитовидной железы	152
В.Л.Ковялов, Н.М.Ксенофонтова, А.М.Лисенкова, С.И.Чубаров, А.Н.Бородавка, Т.Н.Зырянова, В.М.Лаврова. Лазерный комплекс для изучения клеточного метаболизма и состояния антиоксидантной системы экспериментальных животных	153
А.А.Ветров, В.Б.Волконский, Д.В.Свистунов. Расчет, изготовление и исследование оптических волноводных структур в стекле для интегрально-оптического гироскопа	154
Э.А.Бакай, В.И.Кравченко, Б.Д.Павлик. Теория поглощения света в слоистых, зернистых и волокистых композитах	155
Э.А.Чернявская, Е.Г.Андрижиевская. Компьютерное моделирование миграционных процессов в РЦ ФС2 при стационарном лазерном возбуждении	156
В.А.Саечников, Э.А.Чернявская, Т.П.Янукович. Численное моделирование функции отклика при измерениях методом частотного домена в оптоволоконных сенсорах	157
С.В.Гранько, В.В.Григорьев, А.С.Камышан, Ф.Ф.Комаров, А.В.Леоптьев. Формирование оптических микроволноводов на основе ионполегированных полимеров	158
G.D.Ivlev, E.I.Gatskevich. Undercooling of Si melted by pulsed laser irradiation	159
V.Chab, R.Cerny, G.D.Ivlev, E.I.Gatskevich. Laser-induced melting of InSb surface layers	160
Г.Д.Ивлев, Я.Кочка, Й.Стухляк, Е.И.Гацкевич. Динамика наносекундного лазерного отжига тонких пленок гидрогенизированного аморфного кремния	161

В.С.Садов, К.М.Шестаков. Изучение влияния нестационарности интерференционной картины на точность лазерных интерферометров	178
A.Gloskovsky, B.Kotlyarchuk, D.Popovych, V.Savchuk. Luminescence properties of thin oxide phosphor layers by pulse reaction laser deposition	179
J.Polit. On the application of the reflection - absorption spectroscopy to the quaternary solid solution	180
С.С.Ануфрик, В.В.Тарковский, В.М.Никитченко. Новые лазерные среды на основе бифлуорофоров молекул кумарина	181
И.К.Данейко, А.А.Спирidonов, С.В.Трухан, О.Х.Якубовский. Исследование флуктуаций интенсивности лазерного излучения в случайно-неоднородной среде	182
И.К.Данейко, А.А.Спирidonов, С.В.Трухан, О.Х.Якубовский. Исследование функции когерентности пучка лазерного излучения в слоистой тропосфере со случайными неоднородностями	183
П.И.Ламежик. Новый метод расчета собственных векторных матриц	184
К.М.Шестаков, В.С.Садов. Методические аспекты изучения полупроводниковых лазеров, как источников излучения	185
М.М.Кугейко. Некоторые аспекты курса лекций "Методы и системы квантовой радиофизики"	186
М.М.Кугейко. О структуре подаваемого курса лекций "Медицинская экология" для студентов специализации "Медицинская электроника"	187
Б.А.Кузяков. Современные методы повышения аудиторной заинтересованности студентов	188
Авторский указатель	189

Научное издание

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы II Межгосударственной
научно-технической конференции
Минск, 23-25 ноября 1998 года

В авторской редакции

Редактор *Г. В. Лозовская*

Подписано в печать 18.11.98. Формат 60×84/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл.печ.л. 11,86. Уч.-изд.л. 13,7. Тираж 120 экз. Заказ № 692.

Отпечатано с оригинал-макета заказчика в Издательском центре БГУ.

Белорусский государственный университет.
Лицензия ЛВ № 315 от 14.07.98.
220050, Минск, пр. Ф. Скорины, 4.