

Прохождение импульсов излучения Nd-лазера через пластины кристаллического кремния

Н.А.Кириченко, П.Г.Кузьмин, М.Е.Щербина

Экспериментально исследовано прохождение импульсов излучения Nd:YAG-лазера (длина волны 1.064 мкм, длительность импульса излучения 270 нс, энергия в импульсе 225 мкДж) через пластины кристаллического кремния. Проведено математическое моделирование процесса: численно решено уравнение теплопроводности и учтены температурные зависимости показателей поглощения и преломления вещества, а также генерация неравновесных носителей под действием излучения. Построенная модель удовлетворительно объясняет наблюдавшиеся в экспериментах осцилляции интенсивности проходящего излучения.

Ключевые слова: лазерное импульсно-периодическое излучение, взаимодействие излучения с веществом, полупроводники, неравновесные носители, математическая модель.

1. Введение

Поглощение лазерного излучения при его прохождении через полупроводник обусловлено различными механизмами. В случае излучения видимого и ближнего ИК диапазонов поглощение может оказаться сильным из-за генерации неравновесных носителей при перебросе электронов из валентной зоны в зону проводимости. Кроме того, вещество нагревается, что ведет к изменению концентрации равновесных носителей, отвечающей текущему значению температуры, а следовательно, оптических характеристик вещества. Изменение оптической толщины вещества может, в частности, приводить к интерференционным осцилляциям интенсивности проходящего и отраженного излучений.

Прохождение излучения через пластины полупроводников в разных условиях исследовалось неоднократно. В некоторых работах интерференционные осцилляции проходящего или отраженного света предлагалось использовать для измерения малых показателей поглощения и контроля толщины тонких пленок [1, 2]. В ряде работ отражение от двухслойных систем использовалось, в частности, для изучения эпитаксиального роста слоя полупроводника на подложке [3].

Большой интерес представляют исследования комбинированного воздействия двух излучений разных длин волн. Коротковолновое излучение подбирается таким, чтобы оно сильно поглощалось полупроводником и изменяло концентрацию свободных носителей. Длинноволновое излучение поглощается слабо, и в результате возникает своеобразное взаимодействие излучений, обусловленное изменением свойств среды [4].

В работе [5] рассматривалась комбинированная задача: тонкая (0.2–0.4 мкм) пленка аморфного кремния, осажденного на поверхность диэлектрика (плавленого кварца), нагревалась излучением КгF-лазера ($\lambda = 0.248$ мкм); ее нагрев регистрировался с помощью излучения диодного лазера ($\lambda = 0.752$ мкм) по изменению показателей преломления и поглощения.

Вместе с тем прохождение излучения ближнего ИК диапазона спектра через полупроводниковые пластины толщиной ~ 100 мкм в диапазоне интенсивностей $\sim 10^7$ Вт/см² исследовано недостаточно. Интерес к этой области связан с тем, что такие полупроводниковые материалы, как кремний и германий, широко применяются в лазерной физике и технике, а для них энергия кванта излучения, в частности Nd:YAG-лазера ($\lambda = 1.064$ мкм), оказывается порядка ширины запрещенной зоны. Поэтому поглощение, обусловленное межзонным переходом, является довольно заметным, но не преобладающим. Этот факт учитывался в работе [6] при исследовании действия пикосекундных импульсов (длительностью $\tau \sim 30$ пс) излучения гранатового лазера (энергия кванта излучения $h\nu = 1.17$ эВ) на слои полупроводников типа CdS_{1-x}Se_x толщиной 5–10 мкм.

Вместе с тем результаты всех выполнявшихся до сих пор исследований нельзя непосредственно перенести на интересующую нас область параметров излучения и мишени. В связи с этим в настоящей работе экспериментально исследовано прохождение импульсов излучения Nd:YAG-лазера ($\lambda = 1.064$ мкм, $\tau = 270$ нс, энергия в импульсе $E = 225$ мкДж) через пластины кристаллического кремния толщиной 350 мкм. Изучена временная зависимость интенсивности излучения $I_t(t)$, проходящего через пластину. В экспериментах наблюдались интерференционные осцилляции $I_t(t)$.

Для объяснения характеристик наблюдавшихся в экспериментах осцилляций построена математическая модель, включающая в себя уравнение теплопроводности и учитывающая тот факт, что излучение поглощается веществом, вследствие чего меняются оптические характеристики – показатели преломления и поглощения. Это

Н.А.Кириченко, П.Г.Кузьмин, М.Е.Щербина. Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 117942 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: nak-49@mail.ru, mashkent@gmail.com

Поступила в редакцию 6 декабря 2010 г., после доработки – 23 февраля 2011 г.

изменение возможно в результате как прямого нагрева, сопровождающегося ростом концентрации равновесных носителей, так и фотогенерации неравновесных носителей. Изменение оптических свойств вещества приводит к изменению оптической толщины пластины и, следовательно, к интерференционным осцилляциям интенсивности проходящего излучения. Построенная модель исследовалась численно и позволила рассчитать временную зависимость интенсивности проходящего излучения. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными.

2. Эксперимент

В экспериментах использовалась установка, схема которой показана на рис.1. Источником излучения являлся Nd:YAG-лазер, работающий в импульсно-периодическом режиме. Длительность импульса составляла 270 нс, энергия в импульсе – 225 мкДж, частота следования – 4 кГц. Мишенью служила плоскопараллельная пластина монокристаллического кремния толщиной 350 мкм, обе стороны которой имели полировку оптического качества.

Излучение лазера фокусировалось на кремниевую пластину при помощи линзы (фокус линзы находился перед пластиной). Для изменения плотности энергии на поверхности мишень перемещалась вдоль направления распространения лазерного излучения при помощи микрометрической подвижки. Приемниками прошедшего и отраженного излучения служили кремниевые фотодиоды ФД-24. Для изучения структуры импульса прошедшего излучения использовался лавинный фотодиод ЛФД-2А, запись осциллограмм осуществлялась цифровым осциллографом Tektronix TDS2022В. Погрешность измерения интенсивности составляла ~ 1 %.

На рис.2 показана измеренная временная зависимость интенсивности излучения, падающего на пластину

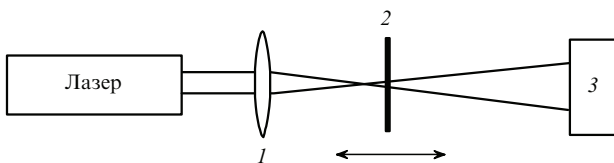


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – собирающая линза; 2 – пластина кремния; 3 – приемник прошедшего излучения.

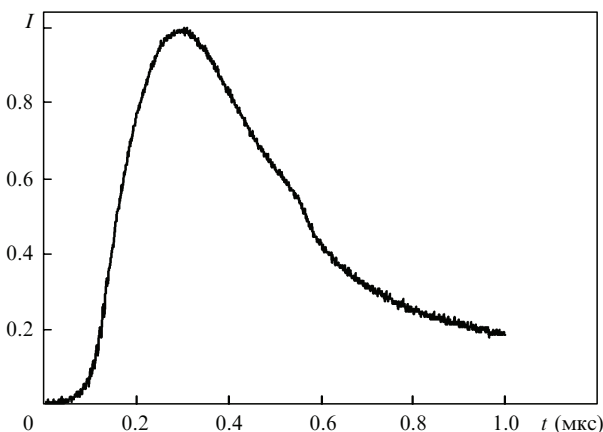


Рис.2. Зависимость нормированной интенсивности падающего на пластину излучения от времени.

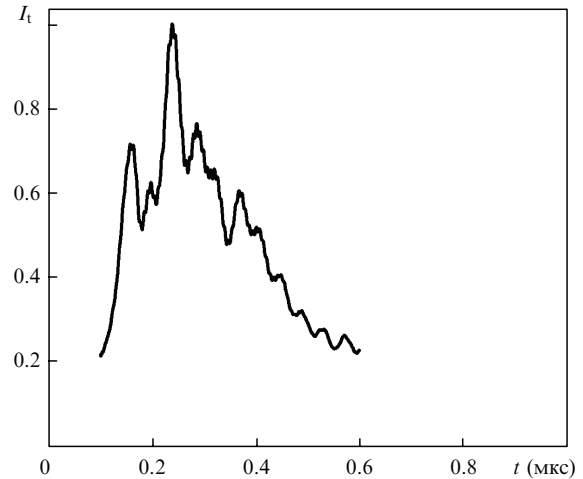


Рис.3. Зависимость нормированной интенсивности прошедшего через пластину излучения от времени.

ну кремния. Диаметр пучка излучения составлял 500 мкм. Типичная временная зависимость интенсивности излучения, прошедшего через кремниевую пластину, показана на рис.3. Наблюдаются осцилляции интенсивности прошедшего излучения, период которых составляет ~ 0.04 мкс.

3. Математическая модель

Возникновение осцилляций временной зависимости интенсивности излучения, прошедшего через пластину полупроводника, есть следствие изменения оптической толщины мишени за счет поглощения света.

Существуют несколько механизмов поглощения. Один из них обусловлен тепловой генерацией равновесных носителей. Оценим изменение температуры, необходимое для возникновения хотя бы одной осцилляции. Условием возникновения осцилляции является выполнение соотношения $(4\pi/\lambda)\Delta nL \sim 2\pi$, где L – толщина пластины; λ – длина волны излучения; Δn – изменение показателя преломления, обусловленное изменением температуры. Следовательно, $\Delta n \sim \lambda/2L$. Соответствующее изменение температуры ΔT составляет $\sim \Delta n(\partial n/\partial T)^{-1}$. При отвечающих проведенным нами экспериментам параметрах $\lambda = 1.064$ мкм, $L = 350$ мкм, $\partial n/\partial T \sim 0.0025$ K^{-1} получаем $\Delta T \sim 10$ К. Таким образом, нагрев пластины на несколько десятков градусов может приводить к осцилляциям интенсивности прошедшей волны.

Чтобы понять, каков реальный вклад данного механизма в общую картину, оценим изменение температуры, создаваемое излучением в наших экспериментах. Считая, что излучение проникает в пластину на глубину $l \sim \alpha^{-1}$, где α – показатель поглощения, и пренебрегая теплопроводностью (вследствие кратковременности импульса), получаем $c\rho\alpha^{-1}\Delta T = I\tau$. Полагая плотность $\rho = 2.3$ г/см³, теплоемкость $c \approx 0.7$ Дж·г⁻¹·К⁻¹, $\alpha \approx 50$ см⁻¹, $I \sim 10^6$ Вт/см² и $\tau \sim 300$ нс, находим $\Delta T = I\tau\alpha/(c\rho) \sim 10$ К. Это означает, что в результате может возникнуть не более двух осцилляций.

Таким образом, учет только тепловой генерации носителей не позволяет объяснить появление большого числа осцилляций интенсивности проходящего излучения, наблюдавшихся в наших экспериментах.

Другой механизм изменения оптической толщины пластины состоит в генерации неравновесных носителей

вследствие межзонных переходов электронов под действием излучения. Действительно, поскольку при комнатной температуре ширина запрещенной зоны кремния $\Delta = 1.12$ эВ, а энергия кванта излучения $h\nu = 1.16$ эВ $> \Delta$, этот механизм при достаточной большой интенсивности излучения может играть существенную роль.

Среди других механизмов поглощения излучения в полупроводниках можно указать решеточное и примесное поглощения [7]. Оценка вклада этих механизмов показала, что в рассматриваемых условиях их роль пренебрежимо мала.

Наконец, осцилляции могли бы возникать вследствие наличия оксидной пленки на поверхности образца. Однако в условиях настоящей работы этим фактом можно пренебречь, поскольку толщина естественного окисного слоя на поверхности исследованных образцов не превышала 0.1 мкм и была много меньше длины волны используемого излучения.

В соответствии со сказанным математическая модель включает в себя уравнение теплопроводности с объемным источником

$$\rho(T)c(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi(T)\frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial I}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -\alpha(T, N)I, \quad 0 < x < L,$$

и с соответствующими начальными и граничными условиями, учитывающими конвективные и радиационные потери:

$$T(x, t) = T_0, \quad (2)$$

$$-\chi(T)\frac{\partial T}{\partial x} = -\eta(T - T_0), \quad x = 0, \quad (3)$$

$$\chi(T)\frac{\partial T}{\partial x} = -\eta(T - T_0), \quad x = L. \quad (4)$$

Здесь $\chi(T)$ – коэффициент теплопроводности кремния; η – константа ньютоновского теплообмена, составляющая 2×10^{-3} Вт·см⁻²·К⁻¹; $N = N(x, t)$ – концентрация неравновесных носителей. На основе справочных данных [8–11] были построены следующие интерполяционные формулы для температурных зависимостей теплоемкости, коэффициента теплопроводности, а также показателей поглощения и преломления:

$$c(T) = 844 + 0.118T - 1.55 \times 10^7 T^{-2} \text{ (Дж·кг}^{-1}\text{·К}^{-1}\text{)},$$

$$\chi(T) = 0.086678 + 8017.08/T^{1.5181} \text{ (Вт·см}^{-1}\text{·К}^{-1}\text{)},$$

$$\alpha(T) = 0.514T - 102.713 \text{ (см}^{-1}\text{)},$$

$$n(T) = 3.52463 + 0.00001834T^{1.38691}.$$

Будем считать, что излучение падает по нормали к поверхности. Тогда для расчета температурного поля в пластине можно использовать известные выражения для амплитуды поля и интенсивности излучения в плоскопараллельной пластине толщиной L :

$$\frac{I(x)}{I_0} = \left| \frac{A(x)}{A_0} \right|^2, \quad \frac{A(x)}{A_0} = d_{12}(0)$$

$$\times \frac{r_{12}(L) \exp[i\Psi(L)] \exp[i\Psi(L) - i\Psi(x)] + \exp[i\Psi(x)]}{1 - r_{21}(0)r_{21}(L) \exp[2i\Psi(L)]}. \quad (5)$$

Здесь A_0 и I_0 – соответственно амплитуда и интенсивность излучения, падающего на пластину; $A(x)$ и $I(x)$ – амплитуда и интенсивность поля в пластине; r_{12} – амплитудный коэффициент отражения волны, падающей на границу раздела сред 1–2 (среда 1 – воздух, среда 2 – пластина); r_{21} – амплитудный коэффициент отражения волны, падающей на границу раздела 2–1; d_{12} и d_{21} – соответствующие им амплитудные коэффициенты прохождения волны; для краткости записи зависимость от времени в (5) не указана;

$$\Psi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^x [n(x_1) + i\kappa(x_1)] dx_1 \equiv \frac{2\pi}{\lambda} S(x) + iG(x), \quad (6)$$

где $\kappa = \text{Im}\sqrt{\varepsilon}$; ε – диэлектрическая проницаемость пластины. Величина $G(x)$ связана с показателем поглощения в пластине соотношением

$$G(x) = \frac{1}{2} \int_0^x \alpha(x_1) dx_1. \quad (7)$$

Аргумент u коэффициентов r и d указывает поверхность, от которой излучение отражается или через которую оно проходит. Амплитудные коэффициенты отражения и прохождения на границах пластины выражаются через диэлектрическую проницаемость материала формулами

$$r_{21} = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_2}}{1 + \sqrt{\varepsilon_2}}, \quad r_{12} = -r_{21}, \quad (8)$$

$$d_{12} = \frac{2}{1 + \sqrt{\varepsilon_2}}, \quad d_{21} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_2}}{1 + \sqrt{\varepsilon_2}},$$

где ε_2 – диэлектрическая проницаемость кремния на соответствующей границе.

Наконец, пропускание волны (по интенсивности) через пластину дается выражением $D = |d_t|^2$, где

$$d_t = \frac{d_{12}(0)d_{21}(L) \exp[i(2\pi/\lambda)S - G]}{1 - r_{21}(0)r_{21}(L) \exp[i(2\pi/\lambda)2S - 2G]}. \quad (9)$$

В соответствии со сказанным в уравнение теплопроводности следует подставлять выражение для интенсивности излучения

$$I(x, t) = \left| \frac{A(x)}{A_0} \right|^2 I_0(t), \quad (10)$$

где $I_0(t)$ – интенсивность излучения, падающего на внешнюю поверхность пластины.

Выше было отмечено, что в нашем случае существенным является собственное поглощение материала пластины. Для его учета рассмотрим генерацию неравновесных носителей и обусловленное этим изменение оптической толщины образца.

Пусть $N(x, t)$ – концентрация неравновесных носителей, а ω_p – плазменная частота, отвечающая этой концентрации. Диэлектрическая проницаемость пластины

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_e(\omega), \quad (11)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N(x, t)/m$; $m = 0.3m_e$ – приведенная масса электрона; m_e – масса электрона [8]; $\varepsilon_e(\omega) = \omega_p^2/(\omega^2 - i\omega\gamma)$ – вклад в диэлектрическую проницаемость неравновесных носителей. Показатель поглощения

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im} \sqrt{\varepsilon(\lambda)}. \quad (12)$$

Распределение $N(x, t)$ по толщине пластины определяется из уравнения

$$\frac{\partial N(x, t)}{\partial t} = g(x, t), \quad (13)$$

где $g(x, t) = \zeta \alpha_i I(x, t)/(h\nu)$ – функция объемной генерации носителей; α_i – показатель собственного поглощения; ζ – квантовый выход генерации (20 % – 30 % для кремния); $I(x, t)$ – распределение интенсивности в пластине. Строго говоря, помимо генерации носителей следовало бы учесть в (13) и процессы рекомбинации, среди которых возможны такие, как излучательная и безызлучательная рекомбинация (включая оже-рекомбинацию), а также рекомбинация на дефектах. Однако время рекомбинации при достигаемых концентрациях носителей, как правило, велико по сравнению с длительностью импульса излучения и составляет $10^{-5} - 10^{-6}$ с. Время оже-рекомбинации составляет 10^{-5} с [12], а время рекомбинации на дефектах равно $10^{-3} - 10^{-4}$ с [7]. По этой причине процессы рекомбинации в уравнении не учитываются.

Для нахождения зависимости $N(x, t)$ необходимо численно решить уравнение (13) с учетом (12) совместно с уравнением для интенсивности

$$\frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = -\alpha I(x, t). \quad (14)$$

Зная концентрацию неравновесных носителей, можно рассчитать поправку к показателю поглощения $\alpha(T)$, с учетом которой имеем

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im} \sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_e} = \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im} \left(\sqrt{\varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_e}{2\sqrt{\varepsilon_0}}} \right) \\ &= \alpha_0 + \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im} \frac{\varepsilon_e}{n_0}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\alpha_0 = \alpha_0(T)$ – показатель поглощения, обусловленный только равновесными носителями, концентрация которых соответствует температуре T .

Аналогично находится уточненное выражение для показателя преломления

$$\begin{aligned} n &= \text{Re} \sqrt{\varepsilon} = \text{Re} \sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_e} = \text{Re} \left(\sqrt{\varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_e}{2\sqrt{\varepsilon_0}}} \right) \\ &= n_0 + \text{Re} \frac{\varepsilon_e}{2n_0}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $n_0 = \text{Re} \sqrt{\varepsilon_0} = n_0(T)$ – показатель преломления, определяемый только равновесными носителями.

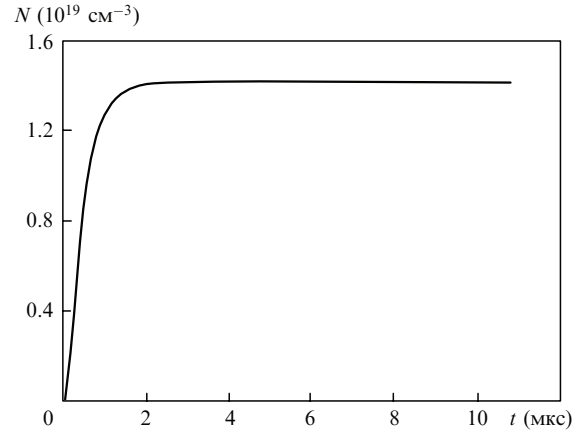


Рис.4. Зависимость концентрации неравновесных носителей N на передней поверхности кремния от времени.

4. Результаты моделирования

Сформулированная математическая модель исследовалась численно. На рис.4 показана рассчитанная зависимость концентрации N неравновесных носителей на поверхности ($x = 0$) пластины. Тот факт, что за время прохождения лазерного импульса через пластину в ней достигаются высокие значения N ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$), подтверждает необходимость учета неравновесных носителей для расчета действия излучения на мишень в рассматриваемых условиях.

На рис.5 приведена временная зависимость интенсивности прошедшего излучения, полученная в результате численного решения уравнений (1)–(4) с учетом генерации неравновесных носителей (см. (15) и (16)). Видно, что модель позволяет объяснить существование большого числа осцилляций, наблюдаемых в экспериментах. Из сопоставления теоретических расчетов и экспериментальных результатов, приведенных на рис.6, следует, что модель удовлетворительно описывает характерные период и амплитуду осцилляций, наблюдаемые в экспериментах.

Таким образом, без использования подгоночных параметров удается объяснить наблюдаемые особенности прохождения излучения Nd:YAG-лазера через пластины кремния. Это позволяет использовать развитую методику для расчета динамики нагрева пластин из напрямую

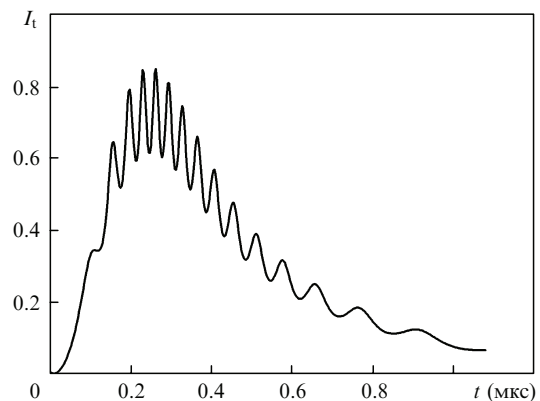


Рис.5. Зависимость нормированной интенсивности прошедшего через пластину излучения, полученная при численном решении уравнений, учитывающих генерацию неравновесных носителей, от времени.

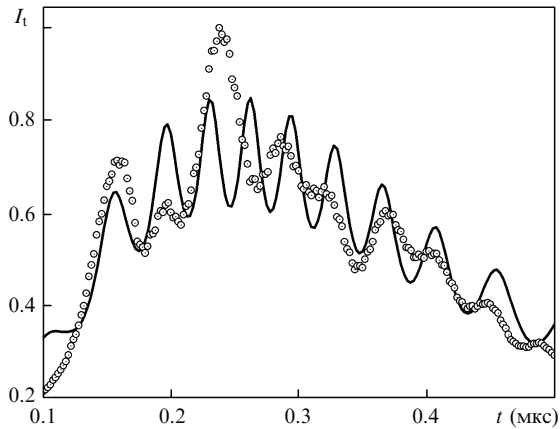


Рис.6. Зависимость нормированной интенсивности прошедшего через пластину излучения от времени (точки – результаты эксперимента, кривая – результаты численного моделирования).

зонных полупроводников в ближнем ИК диапазоне спектра, когда существенную роль в поглощении игра-

ют одновременно как равновесные, так и неравновесные носители.

1. Карлов Н.В., Кузьмин Г.П., Сисакян Е.В. *Квантовая электроника*, **4**, 1816 (1977).
2. Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С., Сисакян Е.В. *Квантовая электроника*, **7**, 1531 (1980).
3. Dietz N., Bachmann K.J. *Mater. Research Soc. Symp. Proc.*, **406**, 341 (1996).
4. Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Климов А.Н., Сисакян Е.В. *Квантовая электроника*, **10**, 1365 (1983).
5. Park Hee K., Xu Xianfan, Grigoropoulos Costas P., Do Nhan, Klees Leander, Leung P.T., Tam Andrew C. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 749 (1992).
6. Kuokshtis E. *J. Appl. Spectrosc.*, **52**, 438 (1990).
7. Киреев П.С. *Физика полупроводников* (М.: Высшая школа, 1975).
8. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
9. Therakuttai S., Shao D.B., Chen S.C. *J. Manufact. Proces.*, **6** (1), 24 (2004).
10. Weakliem H.A., Redfield D. *J. Appl. Phys.*, **50**, 1491 (1979).
11. Refractive index database, <http://refractiveindex.info/>
12. Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясевич И.Н. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (С.-Петербург: ПИЯФ РАН, 1997).