

Рис. 2. Зависимость $\ln\langle D \rangle$ от $\ln t$ для фольг алюминия при изотермическом отжиге

рательной рекристаллизации от времени отжига определяется выражением $\langle D \rangle(\tau) \sim \tau^{0,3}$. Величина показателя 0,3 отличается от теоретического значения – 0,5 [7]. Различие в величинах показателя может быть обусловлено наличием текстуры, а также тем, что размер зерен в процессе рекристаллизации становится сравнимым с толщиной фольги.

Из таблицы видно, что отжиг при $t = 160^\circ\text{C}$ в течение 1 ч не влияет на текстуру фольги, но отжиг при 260°C в течение такого же времени вызывает не-

значительное перераспределение полюсных плотностей дифракционных линий. Таким образом, собирательная рекристаллизация быстрозатвердевших фольг алюминия не вызывает изменения их текстуры.

1. Lavernia E.I., Ayers I.D., Srivatsor T.S. // Inter. Mater. Rev. 1992. Vol. 37. № 1. P. 1.
2. Мирошниченко И. С. Закалка из жидкого состояния. М., 1982.
3. Пшеничнов Ю. П. Влияние тонкой структуры кристаллов: Справ. М., 1974.
4. Вассерман Г., Гривен И. Текстуры металлических материалов. М., 1969.
5. Астахов О. Ф., Горелик С. С., Сагалова Т. Б., Сафонов Ю. С. // ФММ. 1994. Т. 77. № 1. С. 83.
6. Li D. Y., Szpunar I. A. // Mater. Sci. Lett. 1994. Vol. 13. № 21. P. 1521.
7. Новиков И. И. Теория термической обработки металлов. М., 1978.

Поступила в редакцию 07.03.2001.

Василевич Елена Юрьевна – аспирантка кафедры физики твердого тела. Научный руководитель – В. Г. Шенелевич.

Гутько Екатерина Святославовна – аспирантка кафедры физики твердого тела. Научный руководитель – В. Г. Шенелевич.

Шенелевич Василий Григорьевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела.

УДК 535: 621.382

В. И. ЦВИРКО, В. К. КОНОНЕНКО

НЕЛИНЕЙНАЯ РЕФРАКЦИЯ В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

The dependence of the nonlinear refraction coefficient on the light intensity in GaAs–AlGaAs quantum-well heterostructures is established. The effects of spectral broadening and light polarization are taken into account in the calculations based on the Kramers – Krönig relation.

При построении физических моделей и исследовании оптических свойств полупроводниковых приборов лазерной техники и оптоэлектроники необходимо учитывать дисперсию света и оптическую нелинейность полупроводниковой среды, в том числе эффекты насыщения усиления и поглощения и нелинейной рефракции [1, 2]. Зависимость показателя преломления и дисперсии от концентрации неравновесных носителей тока в активной области оказывает существенное влияние на волноводные параметры полупроводниковых структур [3, 4].

Ранее были рассмотрены экситонные эффекты при расчете показателя преломления в многослойных квантоворазмерных гетероструктурах и сверхрешетках [5]. Сравнение измеренных оптических нелинейных параметров многослойных квантоворазмерных гетероструктур с данными для объемных полупроводников проведено в работе [6]. Основные особенности нелинейной рефракции в двухразмерных полупроводниковых системах установлены в работе [7]. Изменения показателя преломления рассматривались также для квантовых ям с прямоугольным потенциальным профилем, обусловленным смешиванием компонентного состава на границах раздела [8].

Цель данной работы – исследование влияния спектрального уширения и поляризационной зависимости вероятности оптических переходов на спектр нелинейной рефракции при заполнении энергетических уровней подзон в квантоворазмерных гетероструктурах. Возбуждение квантоворазмерных гетероструктур может осуществляться электрическим током или при облучении интенсивным светом. Расчеты проведены на основе соотношения Крамерса – Кронига для лазерной системы GaAs – AlGaAs, установлена зависимость показателя преломления от интенсивности света и определена связь между коэффициентом нелинейной рефракции и параметром нелинейности поглощения.

Основы теории

Для полупроводниковых материалов и объемных лазерных структур вклад различных оптических переходов в показатель преломления проанализирован в [1–4]. Особенности нелинейной рефракции в квантоворазмерных гетероструктурах описаны в [7], где показано, что изменение показателя преломления при заполнении уровней размерного квантования носит резонансный характер на оптических частотах, соответствующих переходам между начальными уровнями подзон.

Далее рассмотрено влияние спектрального уширения, поляризационной зависимости вероятности оптических переходов и заполнения энергетических уровней подзон на спектр нелинейной рефракции в гетероструктуре, содержащей квантоворазмерный слой GaAs и два барьерных слоя $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Расчеты выполнены в приближении эффективной массы с учетом анизотропии эффективных масс дырок в квантоворазмерном слое.

В квантовых ямах в случае прямых оптических переходов между подзонами электронов и дырок правило отбора по волновому вектору электрона дополняется также условием сохранения номера подзон. Задавая степень возбуждения квантоворазмерной гетероструктуры как разность квазиуровней Ферми ΔF и выполняя суммирование по всем возможным оптическим переходам на частоте света ν , можно рассчитать спектр поглощения $k(\nu)$ и его изменение при возбуждении неравновесных носителей тока [9]. При этом существенное значение имеет форма функции спектрального уширения. Рассеяние квазичастиц на фононах и друг на друге сокращает время жизни неравновесных носителей. Основную роль играют столкновения дырка – дырка, электрон – дырка и дырка – продольный оптический фонон, и параметр уширения спектральной линии Γ_{cv} определяется постоянными времени внутризонной релаксации электронов и дырок.

К основным вопросам, касающимся оптических нелинейных характеристик квантоворазмерных лазерных гетероструктур, относится изучение влияния спектрального уширения на спектр нелинейной рефракции, опре-

деление нелинейной дисперсии на различных поляризациях излучения, связи между коэффициентом нелинейной рефракции и параметром нелинейности поглощения и зависимости показателя преломления от интенсивности света [10]. Чтобы найти изменение показателя преломления в квантоворазмерных гетероструктурах при возбуждении, используем подход стационарных оптических переходов в активной области лазерных структур, который был развит для объемных кристаллов [11] и успешно применен к двухразмерным полупроводниковым системам [7, 12, 13].

В этом случае скоростное уравнение имеет вид [11]

$$\frac{\eta' j}{ed} = \frac{R_{sp}}{\eta_{sp}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta F}{kT}\right) \right] - \nu k \frac{U}{h\nu_{exc}}, \quad (1)$$

где j – плотность тока в квантоворазмерной структуре, η' – инжекционная эффективность, d – ширина квантовой ямы, R_{sp} – скорость спонтанной рекомбинации, η_{sp} – квантовый выход люминесценции, ΔF – разность квазиуровней Ферми в квантовой яме, T – температура кристалла, ν – групповая скорость света, k – коэффициент поглощения и U – плотность возбуждающего излучения. Если на частоте возбуждения ν_{exc} выполняется условие $k(\nu_{exc}) < 0$, то свет на этой частоте усиливается. Скорость спонтанной рекомбинации R_{sp} определяется как интегральная сумма спектральной скорости $r_{sp}(h\nu)$ по всем энергиям фотонов $h\nu$. Здесь предполагается, как обычно, что $h\nu \gg kT$. Скорость $r_{sp}(h\nu)$ прямо связана с коэффициентом поглощения $k(\nu)$.

При учете эффектов спектрального уширения коэффициент поглощения описывается формулой [9]

$$k(\nu) = \frac{4\pi A_{cv}}{h^2 \nu \rho d} \sum_i \sum_n m_{rit} \int \left(1 - \exp\frac{E_{cv} - \Delta F}{kT} \right) \times \\ \times f_c(E_{cni}) f_h(E_{vni}) L(h\nu - E_{cv}) \alpha_m(E_{cv}) dE_{cv}, \quad (2)$$

где A_{cv} – коэффициент Эйнштейна, $\rho(h\nu)$ – плотность мод электромагнитного поля в кристалле, $n=1, 2, \dots$ – квантовое число подзоны, $i=h, l$ – индекс тяжелых или легких дырок, $E_{cn} = E_{cni} - E_{vn}$ – энергия оптических переходов, $f_c(E_{cn})$ и $f_h(E_{vni})$ – функции Ферми – Дирака для электронов и дырок. Уровни размерного квантования, между которыми происходят оптические переходы, равны

$$E_{cni} = E_{c0} + \left(\frac{m_{rit}}{m_c} \right) (E_{cv} - E_g) + \left(\frac{m_{rit}}{m_{vit}} \right) E_{cn} - \left(\frac{m_{rit}}{m_c} \right) E_{vin}, \quad (3)$$

$$E_{vni} = E_{v0} - \left(\frac{m_{rit}}{m_{vit}} \right) (E_{cv} - E_g) + \left(\frac{m_{rit}}{m_{vit}} \right) E_{cn} - \left(\frac{m_{rit}}{m_c} \right) E_{vin}, \quad (4)$$

где E_{cn} и E_{vn} – основные состояния подзон, E_{c0} и E_{v0} – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, $E_g = E_{c0} - E_{v0}$ – ширина запрещенной зоны, m_c и m_{vit} – эффективная масса электронов и поперечная составляющая эффективной массы тяжелых или легких дырок, $m_{rit} = m_c m_{vit} / (m_c + m_{vit})$ – приведенная масса. Нижний предел интегрирования в (2) берется равным энергии начальных оптических переходов с участием основной подзоны тяжелых дырок $h\nu_{lh} = E_g + E_{cl} + E_{vl}$. Верхний предел интегрирования ограничивается высотой потенциальных барьеров, так как при возбуждении гетероструктуры степень заполнения вышележащих энергетических состояний изменяется слабо и оптические переходы между ними носят объемный

характер. Обычно предполагается лоренцев механизм спектрального уширения [9]:

$$L(h\nu - E_{cv}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(h\nu - E_{cv})^2 + \Gamma_{cv}^2}, \quad (5)$$

где Γ_{cv} – полуширина линий испускания. Величина $\alpha_m(E_{cv})$ характеризует поляризационную дисперсию вероятности оптических переходов и зависит от типа моды (ТЕ или ТМ), типа дырок (тяжелые или легкие) и энергии оптического перехода. Поляризационный параметр $\alpha_m(E_{cv})$ определяется углами α и θ между осью размерного квантования, например $\langle 100 \rangle$, и вектором поляризации света, т. е. направлением напряженности электрического поля, и волновым вектором дырок соответственно [9]. В частности, значение угла θ можно оценить из соотношения

$$\operatorname{tg}^2(\theta) = \frac{E_{cv} - h\nu_{mi}}{h\nu_{mi} - E_g}, \quad (6)$$

где $h\nu_{mi} = E_g + E_{cn} + E_{vim}$ – энергия переходов между подзонами.

Для оптического возбуждения в случае разомкнутой цепи, когда ток отсутствует, т. е. $j=0$, скоростное уравнение (1) упрощается. Увеличение мощности оптического возбуждения приводит к изменению спектра поглощения и соответственно показателя преломления в активной области. Связь между изменениями коэффициента поглощения Δk и показателя преломления Δn устанавливается с помощью соотношения Крамерса – Кронига [7]:

$$\Delta n(\nu_0) = \frac{c}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\Delta k(\nu) d\nu}{\nu^2 - \nu_0^2}. \quad (7)$$

Здесь интеграл задается в смысле главного значения, $\Delta n(\nu_0) = n(\nu_0) - n_0(\nu_0)$ определяется на фиксированной частоте ν_0 , а $\Delta k(\nu) = k(\nu) - k_0(\nu)$ охватывает весь спектр возможных частот ν , значения n_0 и k_0 соответствуют условиям термодинамического равновесия.

Численные результаты

При интегрировании (7) вычисляются значения подынтегральной функции с шагом $\pm 0,001$ эВ от особой точки вплоть до высоты потенциальных барьеров и затем проводится их суммирование. Уменьшение шага до 0,0005 и увеличение значения верхнего предела интегрирования в два раза практически не влияют на результаты расчетов.

Как видно из (1), мощность оптического возбуждения $P_{exc} = \nu k U$ прямо связана со скоростью рекомбинации R_{sp} и разностью квазиуровней Ферми ΔF . Поэтому заданные значения ΔF однозначно определяют изменения коэффициента поглощения Δk и показателя преломления Δn . Если ввести эффективное время жизни неравновесных носителей тока τ , то имеем $P_{exc}/h\nu_{exc} = n/\tau d$, где n – двумерная концентрация электронов в квантовой яме. Очевидно, постоянная времени жизни τ зависит от параметров квантовой ямы, легирования активной области и уровня возбуждения [14]. При слабом возбуждении существенную роль могут играть возможные каналы безызлучательной рекомбинации. Как показывают оценки, при разности квазиуровней Ферми ΔF выше E_g эффективное время жизни достаточно мало и определяется главным образом спонтанной излучательной рекомбинацией. С ростом возбуждения гетероструктуры значение τ становится близким по величине к $\tau_0 = 1/A_{cv}$, что для GaAs составляет порядка 0,7 нс.

Численные расчеты характеристик, связанных с нелинейной рефракцией, проводились для квантовых ям шириной 5 нм (а) и 20 нм (б) в системе GaAs – Al_{0,3}Ga_{0,7}As для T=300 К (E_g = 1,42 эВ). Как установлено, спектральное уширение (лоренцев механизм) из-за релаксации носителей тока приводит к существенному сглаживанию резонансных пиков нелинейной рефракции в области начальных переходов между подзонами (рис. 1). При этом с увеличением параметра уширения максимальные значения $-\Delta n$ уменьшаются.

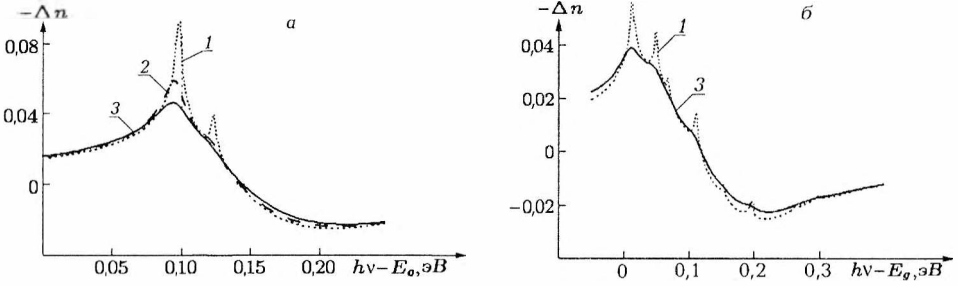


Рис. 1. Влияние спектрального уширения на изменение показателя преломления Δn для ТЕ-моды и уровня возбуждения $\Delta F = 1,55$ эВ.
1 – без уширения, 2 – $\Gamma_{cv} = 5$ мэВ, 3 – $\Gamma_{cv} = 10$ мэВ

Нелинейные дисперсионные свойства квантовых ям для ТЕ- и ТМ-мод отличаются. Для ТЕ-поляризации изменение показателя преломления при возбуждении гетероструктуры более заметно на переходах с участием состояний тяжелых дырок, а для ТМ-моды – наиболее выражено на переходах с участием легких дырок [10]. При одном и том же возбуждении для ТМ-моды и переходов с участием легких дырок изменение показателя преломления будет больше по сравнению с ТЕ-модой и переходами с участием тяжелых дырок, так как скорость переходов определяется поперечной составляющей эффективной массы дырок, которая больше для легких дырок.

С увеличением толщины квантоворазмерного слоя максимум $-\Delta n(\nu)$ сдвигается в сторону меньших энергий оптических переходов. Это связано с тем, что при увеличении d значения уровней энергии подзон уменьшаются. Легирование полупроводника также влияет на спектр нелинейной рефракции. Введение примесей приводит к уширению пика $-\Delta n$, что особенно заметно для n -типа.

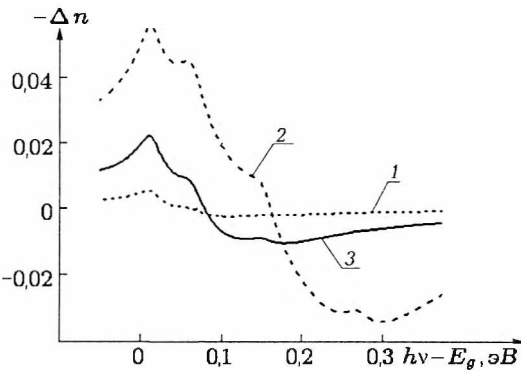


Рис. 2. Спектр $\Delta n(\nu)$ для ТМ-моды при различных $\nu U = 0,7$ (1), 15 (2) и 312 кВт/см² (3); $d = 20$ нм, $\Gamma_{cv} = 10$ мэВ, $h\nu_{exc} = 1,68$ эВ

Изменение показателя преломления Δn с увеличением плотности радиации U в активной области квантоворазмерной гетероструктуры следует практически степенной функции с показателем степени 1/2 (рис. 2). Эта закономерность отличается от условий в объемных полупроводниках [15], когда Δn прямо пропорционально $U^{1/3}$. Кроме того, видно, что в зависимости от частоты света может изменяться не только величина, но и знак Δn .

Согласно найденному соотношению между Δn и U коэффициент нелинейной рефракции n_2 уменьшается (в абсолютных единицах) с увеличением плотности радиации в активной области квантоворазмерной гетероструктуры (рис. 3). При $\nu U \approx 1$ кВт/см² величина $-n_2/\nu$ падает до 10^{-6} см²/Вт, т. е. изменение показателя преломления достигает лишь 10^{-3} в условиях нерезонансного возбуждения. При более высоких уровнях оптического возбуждения уменьшение показателя преломления достигает значений порядка $5 \cdot 10^{-2}$ в области дефокусировки ($n_2 < 0$), а увеличение показателя преломления – порядка $3 \cdot 10^{-2}$ в области фокусировки ($n_2 > 0$) [7]. Легирование активной области обеспечивает мономолекулярный характер излучательной рекомбинации, и поэтому зависимость Δn от U становится более близкой к линейной (рис. 4). Полученные данные качественно согласуются с экспериментальными результатами [6].

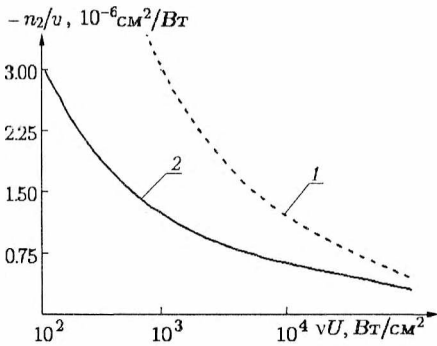


Рис. 3. Зависимость коэффициента нелинейной рефракции n_2 от плотности потока излучения νU при отсутствии спектрального уширения (1) и для параметра лоренцевской формы спектральной линии $\Gamma_{cv} = 10$ мэВ (2).

$d = 5$ нм, ТЕ-мода, $h\nu_{exc} = 1,68$ эВ, $h\nu = 1,55$ эВ

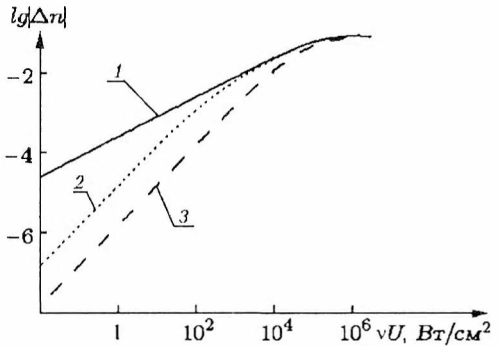


Рис. 4. Влияние легирования активной области на зависимость изменения показателя преломления Δn от плотности радиации U .

1 – нелегированная активная область, 2 – концентрация акцепторов в квантовой яме $N_a = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, 3 – $N_a = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $d = 5$ нм, $\Gamma_{cv} = 10$ мэВ, ТЕ-мода, $h\nu_{exc} = 1,68$ эВ, $h\nu = 1,52$ эВ

Двухзонная модель

Для того чтобы найти аналитическую зависимость изменения показателя преломления от плотности излучения в квантовой яме, можно использовать двухзонную модель оптических переходов [7]. Эта модель применима к соединениям типа $A^{III}B^V$, для которых эффективные массы электронов и легких дырок близки по величине, что существенно упрощает теоретический анализ нелинейных оптических эффектов. В случае бесконечно больших (или одинаковых) потенциальных барьеров и в предположении $m_c = m_v$ и $\Gamma_{cv} = 0$ имеем

$$\Delta k(\nu) = -2k_0(\nu) \frac{1 - \exp(-\Delta F / 2kT)}{1 + \exp[(h\nu - \Delta F) / 2kT]}, \quad (8)$$

где k_0 – начальный коэффициент поглощения при $\Delta F = 0$ и, как обычно, $h\nu \gg kT$. Из (8) видно, что значение $\Delta k(\nu_{exc})$ достигает $-k_0(\nu_{exc})$, когда ΔF приближается к $h\nu_{exc}$. Наибольшее изменение $\Delta k(\nu)$ равно $-2k_0(\nu)$.

На начальной стадии оптического возбуждения ($0 \leq \Delta F < kT$) изменение $\Delta k(\nu)$ описывается соотношением

$$\Delta k(\nu) = -\alpha_0(\nu_{exc})U \exp\left(\frac{h\nu_{exc} - h\nu}{2kT}\right) k_0(\nu). \quad (9)$$

Здесь $\alpha_0(v_{\text{exc}})$ – параметр нелинейности, характеризующий насыщение поглощения на частоте возбуждения v_{exc} при малых плотностях излучения в квантовой яме [11]. Подставляя (9) в (7), находим

$$\Delta n(v_0) = -\frac{ch}{2\pi^2 kT} \alpha_0(v_{\text{exc}}) U \kappa_{01} \sum_n I_{1n} \exp \frac{hv_{\text{exc}}}{2kT}, \quad (10)$$

где κ_{01} – максимальный коэффициент поглощения в случае прямых переходов с участием состояний 1-й подзоны тяжелых дырок. Нормировочный интеграл I_{1n} имеет вид [7]

$$I_{1n} = \int_{x_n}^{\infty} \frac{\exp(-x/2)}{x^2 - x_0^2} dx, \quad (11)$$

где $x_0 = hv_0/kT$, $x_n = hv_n/kT$, $hv_n = E_g + E_{cn} + E_{vn}$, $E_{cn} = E_{vn}$ – основное состояние подзоны с квантовым числом n . Таким образом, при достаточно малых плотностях излучения в квантовой яме Δn прямо пропорционально U и коэффициент нелинейной рефракции n_2 постоянен.

На стадии, когда $\Delta F > kT$ и распределение неравновесных носителей подчиняется распределению Больцмана, изменение Δk определяется как

$$\Delta k(v) = -\frac{2k_0(v)(\alpha U/2 + \sqrt{(\alpha U/2)^2 + \alpha U})}{\alpha U/2 + \sqrt{(\alpha U/2)^2 + \alpha U} + \exp[(hv - hv_{\text{exc}})/2kT](2 + \alpha U/2 + \sqrt{(\alpha U/2)^2 + \alpha U})}, \quad (12)$$

где параметр нелинейности α описывает насыщение поглощения на частоте возбуждения v_{exc} [12]. При сравнительно малых αU выполняется

$$\Delta k(v) = -\sqrt{\alpha(v_{\text{exc}})U} \exp\left(\frac{hv_{\text{exc}} - hv}{2kT}\right) k_0(v), \quad (13)$$

и поэтому изменение показателя преломления описывается формулой

$$\Delta n(v_0) = -\frac{ch}{2\pi^2 kT} \sqrt{\alpha(v_{\text{exc}})U} \kappa_{01} \sum_n I_{1n} \exp \frac{hv_{\text{exc}}}{2kT}. \quad (14)$$

Как видно, коэффициент нелинейной рефракции n_2 оказывается обратно пропорциональным $U^{1/2}$.

В пределе высоких уровней оптического возбуждения значение $k(v_{\text{exc}})$ падает, как $1/\alpha_{\infty}(v_{\text{exc}})U$. Это приводит к тому, что изменения показателя преломления на различных частотах v_0 приближаются к определенным предельным значениям [7], которые равны

$$\Delta n(v_0) = -\frac{ch}{\pi^2 kT} \kappa_{01} \sum_n I_{2n}. \quad (15)$$

Нормировочный интеграл I_{2n} имеет вид [7]

$$I_{2n} = \int_{x_n}^{\infty} \frac{dx}{(x^2 - x_0^2)[1 + \exp[(x - x_{\text{exc}})/2]]}, \quad (16)$$

где $x_{\text{exc}} = hv_{\text{exc}}/kT$.

Отметим, что значения α_0 , α и α_{∞} параметра нелинейности поглощения находятся в соотношении $\alpha_0 > \alpha > \alpha_{\infty}$ [11, 12]. При этом в двухзонной модели параметр α равен [12]

$$\alpha(v_{\text{exc}}) = \frac{4\eta_{sp}}{hv_{\text{exc}}\rho kT} \frac{\sum_n H_n(hv_{\text{exc}})}{\sum_n \exp[(hv_{\text{exc}} - hv_n)/kT]}, \quad (17)$$

где $H_n(hv_{\text{exc}})$ – функция Хевисайда, т. е. $H_n(hv_{\text{exc}}) = 1$ при $hv_{\text{exc}} \geq hv_n$ и $H_n(hv_{\text{exc}}) = 0$ при $hv_{\text{exc}} < hv_n$. Оценки параметров нелинейности для кван-

товых ям на GaAs с шириной 20 нм дают $\alpha/v \approx 3,8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{кВт}$ при $h\nu_{\text{exc}} \approx 1,46 \text{ эВ}$ и соответственно $-n_2/v \approx 2,8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{кВт}$ при плотности потока изотропного излучения $\nu U \approx 100 \text{ кВт}/\text{см}^2$, т. е. резонансное уменьшение показателя преломления ($\nu_0 = \nu_{\text{exc}}$) достигает в этих условиях возбуждения величин порядка $3 \cdot 10^{-3}$.

* * *

Спектральное уширение из-за релаксации носителей тока (лоренцев механизм) приводит к эффективному сглаживанию резонансных пиков нелинейной рефракции вблизи переходов между начальными состояниями подзон. Нелинейные дисперсионные свойства квантовых ям для ТЕ- и ТМ-мод отличаются. Для ТЕ-поляризации изменение показателя преломления Δn при возбуждении гетероструктур наиболее заметно на переходах с участием состояний тяжелых дырок, а для ТМ-моды – на переходах с участием легких дырок. Изменение показателя преломления Δn с увеличением плотности радиации U в активной области квантоворазмерных гетероструктур следует практически степенной функции с показателем $1/2$. Двухзонная модель качественно согласуется с численными расчетами и дает аналитическое решение зависимости между коэффициентом нелинейной рефракции n_2 и параметром нелинейности поглощения α .

Работа выполнялась по проекту Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований № Ф99-220/622. Полученные результаты докладывались на международных конференциях в Минске [16, 17] и С.-Петербурге [10]. Авторы признательны А.А. Афоненко и И.С. Манаку за помощь и интерес, проявленный к работе.

1. Stern F. // Phys. Rev. 1964. Vol. 133. № 6A. P. A1653.
2. Пихтин А.Н., Яськов А.Д. // ФТП. 1988. Т. 22. № 6. С. 969.
3. Henry C.H., Logan R.A., Bertness K.A. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. № 7. P. 4457.
4. Елисеев П.Г., Богатов А.П. // Тр. ФИАН. 1986. Т. 166. С. 15.
5. Kahen K.B., Leburton J.P. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. № 12. P. 734.
6. Park S.H., Peyghambarian N., Morhange J.F. et al. // Proc. SPIE. 1988. Vol. 881. P. 138.
7. Кононенко В.К. // Лазер. техника и оптоэлектроника. 1993. № 3-4. С. 75.
8. Chan M.C.Y., Kwok P.C.K., Li E.H. // IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. 1998. Vol. 4. № 4. P. 685.
9. Kononenko V.K., Nalivko S.V. // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2693. P. 760.
10. Kononenko V.K., Tsvirko V.I. // Tech. Program X Conf. on Laser Optics. St. Petersburg, 2000. P. 63.
11. Кононенко В.К., Грибковский В.П. // Оптика и спектроскопия. 1970. Т. 29. № 5. С. 975.
12. Kononenko V.K. // Phys. stat. sol. (b). 1988. Vol. 150. № 2. P. 695.
13. Кононенко В.К., Манак И.С., Фурунжиев Э.Р. // ЖПС. 1997. Т. 64. № 6. С. 797.
14. Халфин В.Б., Гарбузов Д.З., Красовский В.В. // ФТП. 1986. Т. 20. № 10. С. 1816.
15. Jensen B., Torabi A. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. № 10. P. 5945.
16. Kononenko V.K., Tsvirko V.I. // Tech. Digest XVII Int. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics. Minsk, 2001. P. 72.
17. Цвирко В.И., Кононенко В.К. // Квантовая электроника: Материалы III Междунар. науч.-техн. конф. Мн., 2000. С. 24.

Поступила в редакцию 22.09.2001.

Цвирко Виталий Иванович – магистрант. Научный руководитель – В.К. Кононенко.

Кононенко Валерий Константинович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники.