

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ**

Д. В. Ушаков^а, В. К. Кононенко^б, И. С. Манах^а

УДК 539.293:621.382

^а Белорусский государственный университет,
220050, Минск, просп. Ф. Скорины, 4; e-mail: UshakovDV@rfe.bsu.unibel.by^б Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

(Поступила 5 февраля 2001)

Для легированных полупроводниковых сверхрешеток проанализированы эффекты насыщения поглощения и изменения показателя преломления в зависимости от уровня их возбуждения и конструктивных параметров. Расчеты проведены с учетом хвостов плотности состояний и экранирования электростатического потенциала. Показано, что в легированных сверхрешетках может наблюдаться "затемнение", т. е. увеличение коэффициента поглощения на фиксированной частоте при возрастании интенсивности света. Для δ -легированных сверхрешеток проявляется более сильная по сравнению с типичными структурами немонотонность изменения показателя преломления с ростом уровня возбуждения.

Ключевые слова: легированная сверхрешетка, насыщение поглощения, параметр нелинейности, показатель преломления.

Полупроводниковые структуры на легированных сверхрешетках привлекают внимание широкими возможностями перестройки их характеристик как при изменении конструктивно-технологических параметров сверхрешетки, так и при возбуждении структуры. Поочередное легирование полупроводника донорными и акцепторными примесями приводит к модуляции краев зоны проводимости и валентной зоны, в результате чего уменьшается эффективная ширина запрещенной зоны E_g' и образуются периодически повторяющиеся пространственно разнесенные потенциальные ямы для электронов и дырок. Глубина и профиль потенциальных ям определяются толщиной слоев n - и p -типа d_n и d_p , концентрацией доноров и акцепторов N_d и N_a , толщиной нелегированных i -слоев d_i , а также двухмерными концентрациями неравновесных электронов n и дырок p [1].

При возбуждении легированной сверхрешетки заряд донорных и акцепторных примесей экранируется неравновесными носителями тока, что вызывает уменьшение глубины потенциальных ям и, соответственно, увеличение эффективной ширины запрещенной зоны. Зависимость E_g' от уровня возбуждения структуры обуславливает наблюдаемый сдвиг в область больших энергий длинноволнового края спектров поглощения и люминесценции легированных сверхрешеток на GaAs [2—5].

Изменение свойств легированных сверхрешеток в зависимости от концентрации неравновесных носителей тока приводит к нелинейным оптическим эффектам. В частности, на заданной частоте света ν наблюдается зависимость коэффициента поглощения $k(\nu)$ и показателя преломления $n(\nu)$ от интенсивности света [6, 7]. Перестройка спектров поглощения и рефракции может осуществляться как при оптическом возбуждении, так и при приложении электрического напряжения к структуре. В данной работе рассмотрены особенности изменения коэффициента поглощения и показателя преломления в легированной сверхрешетке в зависимости от плотности возбуждающего излучения.

Насыщение поглощения. Как известно, насыщение мощности поглощения или усиления света связано с уменьшением коэффициента поглощения или усиления на фиксированной частоте света ν с ростом амплитуды напряженности электромагнитного поля. В полупроводниковых системах этот эффект обусловлен приближением разности квазиуровней Ферми ΔF к энергии фотонов $h\nu$ при увеличении интенсивности монохроматического излучения. Особенности нелинейного поглощения или усиления света анализировались ранее для объемных полупроводников [8—10] и квантоворазмерных систем [11—13]. Для легированных полупроводниковых сверхрешеток данный эффект изучен не достаточно [6, 7, 14]. Кроме того, не исследовано влияние флуктуаций электростатического потенциала на нелинейные оптические процессы.

** Доложено на III Международной научно-технической конференции по квантовой электронике, Минск, 20—22 ноября 2000 г.

Стационарное уравнение, определяющее связь между коэффициентом поглощения или усиления k и плотностью фотонов S , имеет вид [8]:

$$\frac{\eta' j}{ed} = \frac{R_{lum}}{\eta_{sp}} \pm v_g k(v) S, \quad (1)$$

где j — плотность тока в расчете на период сверхрешетки d ; η' — инжекционная эффективность; η_{sp} — квантовый выход люминесценции; v_g — скорость света в кристалле. Перед вторым слагаемым в уравнении (1) стоит знак “минус” при процессах поглощения и “плюс” — при усилении света. Скорость излучательной рекомбинации R_{lum} определяется интегрированием скорости оптических переходов $r_{lum}(h\nu)$ по всем энергиям фотонов. Величина $r_{lum}(h\nu)$ связана со скоростью спонтанной рекомбинации $r_{sp}(h\nu)$ при заданной температуре T и уровне возбуждения кристалла ΔF соотношением [9]

$$\eta_{lum}(h\nu) = \frac{1 - \exp\left(-\frac{\Delta F}{kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)} r_{sp}(h\nu).$$

Общее выражение для скорости спонтанной рекомбинации в случае прямых переходов имеет вид [1]

$$r_{sp}(h\nu) = \frac{A_{cv}}{\pi \hbar^2 N_p d} \sum_i m_{ri\perp} \sum_n \sum_m \sum_v H_i(h\nu - h\nu_{nmiv}) |I_{nmiv}|^2 f_e(E_{cnmiv}) f_h(E_{vnmiv}), \quad (2)$$

где A_{cv} — коэффициент Эйнштейна; N_p — число периодов сверхрешетки; I_{nmiv} — интегралы перекрытия огибающих волновых функций электронов и дырок; $f_e(E_{cnmiv})$ и $f_h(E_{vnmiv})$ — функции распределения Ферми—Дирака для электронов и дырок с энергиями

$$E_{cnmiv} = E_{c0} + \frac{m_{ri\perp}}{m_c} (h\nu - E_g') + \frac{m_{ri\perp}}{m_{vi\perp}} E_{cnv} - \frac{m_{ri\perp}}{m_c} E_{vimv},$$

$$E_{vnmiv} = E_{v0} - \frac{m_{ri\perp}}{m_{vi\perp}} (h\nu - E_g') + \frac{m_{ri\perp}}{m_{vi\perp}} E_{cnv} - \frac{m_{ri\perp}}{m_c} E_{vimv},$$

E_{c0} и E_{v0} — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны; m_c , $m_{vh\perp}$ и $m_{v\perp}$ — эффективная масса электронов и поперечные компоненты эффективных масс тяжелых и легких дырок соответственно; $m_{ri\perp} = m_c m_{v\perp} / (m_c + m_{v\perp})$ — приведенная масса. Для GaAs (с ориентацией плоскости {100}) используем $m_c = 0.067m_e$, $m_{vh\perp} = 0.11m_e$, $m_{v\perp} = 0.20m_e$. Суммирование в (2) проводится по квантовым числам подзон электронов n , дырок m , миниподзон v и состояниям тяжелых и легких дырок ($i = h, l$). Переходы между подзонами начинаются с энергий квантов света $h\nu_{nmiv} = E_g' + E_{cnv} + E_{vimv}$, связанных с эффективной шириной запрещенной зоны легированной сверхрешетки $E_g' = E_{c0} - E_{v0}$ и энергиями уровней подзон электронов E_{cnv} и дырок E_{vimv} .

Функция $H_i(y)$ определяется уширением энергетического спектра. В отсутствие эффектов уширения в полупроводниковой структуре $H_i(y)$ представляет собой ступенчатую функцию Хевисайда. Для сильнолегированных сверхрешеток примесная и собственная зоны кристалла перекрываются, поэтому появляются хвосты плотности состояний [1]. В случае гауссова хвоста плотности состояний функция $H_i(y)$ имеет вид $H_i(y) = \text{erfc}(-y/\sigma_v)/2$ [5], где $\sigma_v = (\sigma_c^2 + \sigma_v^2)^{1/2}$; σ_c и σ_v — характеристические параметры хвостов плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне. С увеличением уровня возбуждения легированной сверхрешетки хвосты плотности состояний в результате экранирования флуктуирующего примесного потенциала неравновесными носителями тока сокращаются [1, 15].

Коэффициент поглощения $k(v)$ связан со скоростью спонтанной рекомбинации $r_{sp}(h\nu)$ универсальным соотношением [9]:

$$k(v) = \frac{\exp\left(\frac{h\nu - \Delta F}{kT}\right) - 1}{v_g \rho(h\nu)} r_{sp}(h\nu), \quad (3)$$

где $\rho(h\nu) = (h\nu)^2 n_r^2 / \pi^2 c^2 \hbar^3 v_g$ — плотность электромагнитных мод; n_r — показатель преломления кристалла. Используя выражения (1)—(3), находим зависимость коэффициента поглощения k от плотности фотонов S . В общем случае она подчиняется сложному закону [8]. Если учитывать среднее значение параметра нелинейности α , то изменение коэффициента поглощения (усиления) можно описать простой формулой [8, 9]

$$k = \frac{k_0}{1 + h\nu \alpha S}, \quad (4)$$

где k_0 — начальный коэффициент поглощения (усиления).

Для более детального анализа эффектов насыщения в конкретных квантоворазмерных структурах необходимы численные расчеты. Для легированных полупроводниковых сверхрешеток расчет нелинейного поглощения удобно проводить по следующему алгоритму [13]. Сначала, задавая разность квазиуровней Ферми ΔF_0 и считая плотность фотонов $S = 0$, нужно определить соответствующий коэффициент поглощения k_0 на частоте возбуждающего света ν и плотность тока j . Если $j = 0$, то $\Delta F_0 = 0$. Увеличивая ΔF , находим новые значения коэффициента поглощения k и скорости рекомбинации R_{lum} , а потом из уравнения (1) рассчитывается соответствующая плотность фотонов S . Далее процедура повторяется, пока разность квазиуровней Ферми ΔF не станет равной энергии фотонов $h\nu$.

Результаты расчетов насыщения поглощения для двух типов легированной сверхрешетки на основе GaAs при $j = 0$, $T = 300$ К и $\eta_{\text{sp}} = 0.7$ представлены на рис. 1. Вычисления $k(\nu)$ и $r_{\text{sp}}(h\nu)$ проводились в модели гауссовых хвостов плотности состояний с учетом экранирования флуктуирующего примесного потенциала. Как видно, коэффициент поглощения k на фиксированной частоте ν проявляет немонотонное поведение при увеличении плотности фотонов S . Эффект “затемнения”, т. е. увеличения коэффициента поглощения k при увеличении плотности фотонов S , обусловлен трансформацией профиля потенциальной энергии легированной сверхрешетки, перераспределением уровней энергии в квантовых ямах для электронов и дырок, изменением интегралов перекрытия волновых функций электронов и дырок, а также сужением запрещенной зоны.

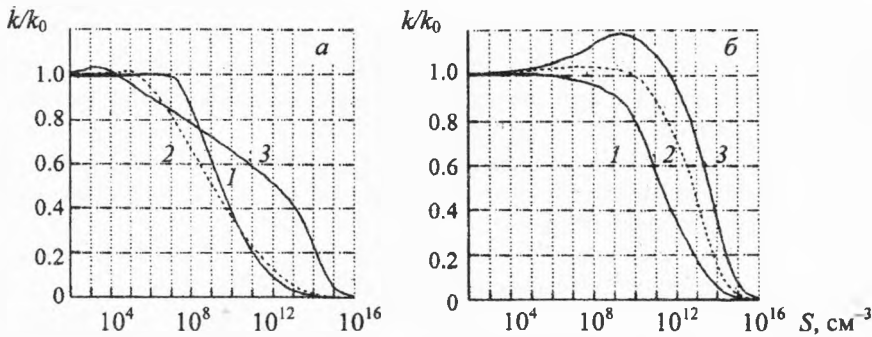


Рис. 1. Насыщение поглощения для легированных сверхрешеток разного типа при различных энергиях фотонов: а — $N_a = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_p = 35 \text{ нм}$, $d_n = 25 \text{ нм}$, $d_i = 0$; б — $N_a = N_d = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $d_p = d_n = 1 \text{ нм}$, $d_i = 8 \text{ нм}$; 1 — $h\nu = 0.8 \text{ эВ}$, $k_0 = 0.1$ (а) и 0.4 см^{-1} (б); 2 — $h\nu = 1.1 \text{ эВ}$, $k_0 = 20$ (а) и 84 см^{-1} (б); 3 — $h\nu = 1.4 \text{ эВ}$, $k_0 = 1537$ (а) и 2437 см^{-1} (б)

При отсутствии флуктуаций концентраций примесей будет наблюдаться осцилляционное изменение коэффициента поглощения на фиксированной частоте света в зависимости от уровня возбуждения легированной сверхрешетки [6]. Обычно в легированных сверхрешетках флуктуации электростатического потенциала сглаживают ступенчатообразную плотность состояний, что приводит к гладким спектрам поглощения и испускания [1]. В результате зависимость $k(S)$ становится также гладкой, но область затемнения, которая наиболее четко проявляется при энергиях фотонов порядка ширины запрещенной зоны полупроводника, не пропадает (рис. 1).

Наиболее сильно немонотонный характер насыщения поглощения выражен для δ -легированной сверхрешетки (рис. 1, б). Для объемных полупроводников затемнение может быть вызвано ростом поглощения свободными носителями [8]. Однако этот процесс практически не влияет на насыщение поглощения в легированных сверхрешетках, так как коэффициент поглощения света свободными носителями при энергиях фотонов порядка эффективной ширины запрещенной зоны сверхрешетки не превышает 5 см^{-1} [16].

В широком диапазоне изменения плотности фотонов S зависимость $k(S)$ не описывается формулой (4) с постоянным параметром нелинейности α . Оценки параметра α удобнее проводить, используя двойной логарифмический масштаб [8] для зависимости $k_0/k - 1$ от S (рис. 2). Тогда по характеру кривых можно судить об изменении α при разных энергиях возбуждающих квантов $h\nu$ в зависимости от диапазона плотности светового потока $h\nu S$.

Как видно, пороговые потоки просветления, когда коэффициент поглощения уменьшается, например, на 1 %, для легированной сверхрешетки p -типа составляют $\sim 10 \text{ мВт/см}^2$ при $h\nu = 0.8 \text{ эВ}$. При увеличении $h\nu$ пороги просветления становятся еще меньше. Для δ -легированной компенсированной сверхрешетки наблюдается противоположная картина: с увеличением $h\nu$ порог просветления возрастает и при $h\nu = 1.4 \text{ эВ}$ составляет $\sim 2 \text{ кВт/см}^2$. Различие связано с разным характером заполнения состояний в зоне проводимости и валентной зоне при оптическом возбуждении сверхрешеток.

С ростом плотности фотонов S параметр нелинейности уменьшается при любой энергии световых

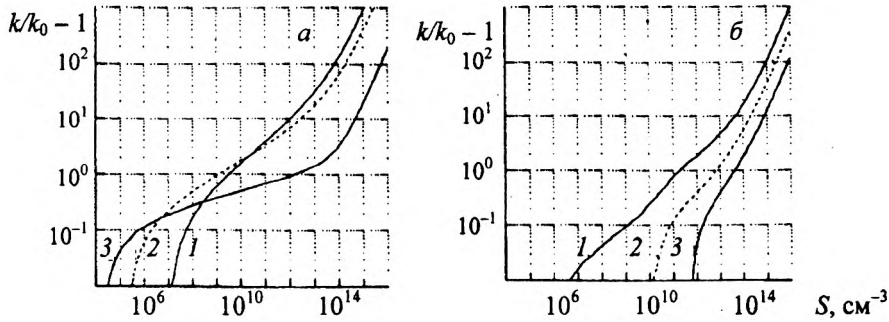


Рис. 2. Зависимость $k/k_0 - 1$ от плотности фотонов S при различных энергиях фотонов для легированных сверхрешеток разного типа. Параметры сверхрешеток те же, что на рис. 1, а и б, кривые 1—3 соответственно

квантов. Это изменение обусловлено совместным действием сокращения хвостов плотности состояний [10] и увеличения эффективной ширины запрещенной зоны [1]. Последний фактор преобладает для δ -легированных компенсированных сверхрешеток из-за сильного фонового экранирования [5].

При достаточно больших S изменение коэффициента поглощения следует формуле (4) с постоянным значением α [8]. В частности, для энергий фотонов $h\nu = 0.8, 1.1$ и 1.4 эВ имеем соответственно $\alpha/v_g = 0.83, 0.26$ и 0.010 $\text{см}^2/\text{кВт}$ для сверхрешетки p -типа (рис. 2, а). Для таких же энергий фотонов в случае δ -легированной сверхрешетки получаем $\alpha/v_g = 0.10, 0.028$ и 0.0067 $\text{см}^2/\text{кВт}$ (рис. 2, б). Как видно, значения α уменьшаются с увеличением $h\nu$. Плотность светового потока, при котором коэффициент поглощения становится в 2 раза меньше, варьируется в широких пределах — от 2 Вт/см² в сверхрешетке p -типа до 80 кВт/см² в δ -легированной сверхрешетке.

Нелинейная дисперсия. Как показано в работе [7], в легированных сверхрешетках наблюдается более сильная нелинейная рефракция по сравнению с объемными полупроводниками. Различие показателей преломления легированной сверхрешетки на GaAs и объемного полупроводника составляет 0.02. Разность показателей преломления в возбужденном и невозбужденном состояниях легированных сверхрешеток на GaAs достигает 0.003, а на InAs — 0.015. В δ -легированных сверхрешетках может иметь место еще большая нелинейная рефракция [17].

Вычисления дисперсионных характеристик δ -легированной сверхрешетки на GaAs проводились с учетом экранирования электростатического потенциала носителями тока и гауссовых хвостов плотности состояний [5]. Показатель преломления Δn_r на некоторой частоте ν_0 определялся из соотношения Крамерса—Кронига:

$$\Delta n_r(\nu_0) = \frac{c}{2\pi^2} \oint \frac{k(\nu)}{\nu^2 - \nu_0^2} d\nu.$$

Здесь интеграл берется в смысле главного значения.

Результаты расчетов коэффициента поглощения $k(\nu)$ и показателя преломления $\Delta n_r(\nu)$ представлены на рис. 3. Как видно, с ростом уровня возбуждения ΔF максимум дисперсионной кривой смещается в коротковолновую область на 100 мЭВ, что соответствует сдвигу края поглощения из-за роста эффективной ширины запрещенной зоны сверхрешетки.

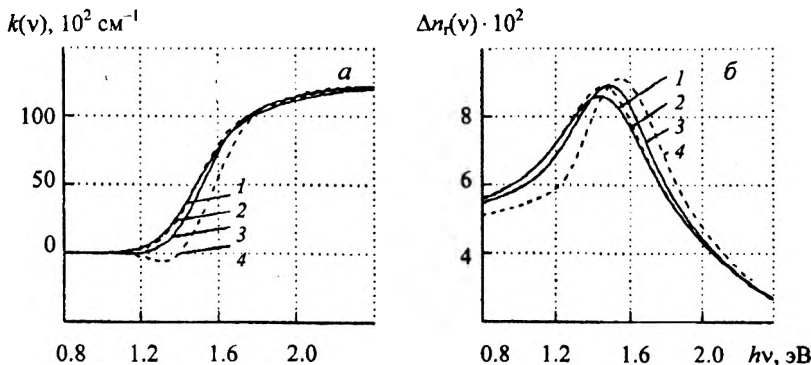


Рис. 3. Спектры поглощения $k(\nu)$ (а) и рефракции $\Delta n_r(\nu)$ (б) для δ -легированной сверхрешетки при различных уровнях возбуждения: $\Delta F = 0.8$ (1), 1.0 (2), 1.2 (3) и 1.4 эВ (4). Параметры сверхрешетки те же, что на рис. 1, б

На рис. 4 приведены зависимости показателя преломления Δn_r на фиксированной частоте света от разности квазиуровней Ферми ΔF . Для δ -легированной сверхрешетки более сильно проявляется немонотонный характер изменения Δn_r в зависимости от ΔF , особенно для энергий фотонов порядка ширины запрещенной зоны кристалла. При этом изменение показателя преломления на фиксированной частоте с изменением уровня возбуждения сверхрешетки для $T = 300$ К может достигать 0.02.

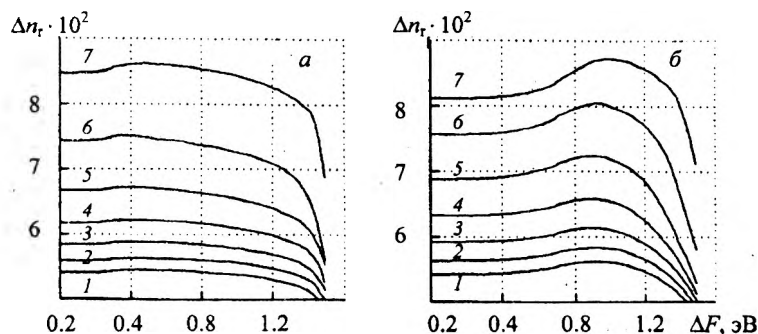


Рис. 4. Изменение показателя преломления Δn_r на фиксированной частоте ν в зависимости от разности квазиуровней Ферми ΔF : $h\nu = 0.8$ (1), 0.9 (2), 1.0 (3), 1.1 (4), 1.2 (5), 1.3 (6) и 1.4 эВ (7). Параметры сверхрешеток те же, что на рис. 1, а и б соответственно

Используя соотношение (1), легко определить зависимость Δn_r от плотности возбуждающих фотонов S . При достаточно больших $h\nu$ четко проявляется немонотонность нелинейной рефракции $\Delta n_r(S)$. В предельном случае, очевидно, Δn_r приближается к постоянному значению, соответствующему условию $\Delta F = h\nu$ [8, 13].

Величину Δn_r следует рассматривать как добавку к показателю преломления кристалла, обусловленную размерным квантованием уровней и их заполнением неравновесными носителями тока при возбуждении сверхрешетки. Достаточно большие изменения коэффициента поглощения и показателя преломления в полупроводниковых структурах с легированной сверхрешеткой могут быть использованы в оптических би- и мультстабильных переключателях [18]. Кроме того, такие структуры могут быть встроены в фотонные кристаллы для перестройки резонансов пропускания с целью разработки низкопороговых оптических логических элементов [19].

Работа выполнена в рамках белорусско-российского сотрудничества по проекту Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований № Ф99Р-119.

- [1] V.K.Kononenko, I.S.Manak, D.V.Ushakov. Proc. SPIE, **3580** (1998) 10—27
- [2] G.Hasnain, C.J.Chang-Hasnain, G.H.Döhler, J.N.Miller, N.M.Johnson, J.R.Whinnery, A.Dienes. Superlattices & Microstruct., **3** (1987) 277—282
- [3] M.Renn, C.Metzner, G.H.Döhler. Phys. Rev. B, **48** (1993) 11220—11227
- [4] C.Metzner, K.Schrüfer, U.Wieser, M.Luber, M.Kneissl, G.H.Döhler. Phys. Rev. B, **51** (1995) 5106—5115
- [5] Д.В.Ушаков, В.К.Кононенко, И.С.Манак. Журн. прикл. спект., **66** (1999) 711—715
- [6] G.H.Döhler, P.P.Ruden. Phys. Rev. B, **30** (1984) 5932—5944
- [7] P.P.Ruden, G.H.Döhler. Proc. 17th Int. Conf. on Physics of Semiconductors, San Francisco (1984) 535—538
- [8] В.К.Кононенко, В.П.Грибковский. Опт. и спект., **29** (1970) 975—984
- [9] В.П.Грибковский. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках, Минск (1975)
- [10] В.К.Кононенко. Журн. прикл. спект., **41** (1984) 106—110
- [11] В.К.Кононенко. В сб.: "Лазеры и оптическая нелинейность", Вильнюс (1987) 136—143
- [12] V.K.Kononenko. Phys. Status Solidi (b), **150** (1988) 695—698
- [13] В.К.Кононенко, И.С.Манак, Э.Р.Фурунжиев. Журн. прикл. спект., **64** (1997) 797—800
- [14] В.К.Кононенко, Д.В.Ушаков. Лазерная физика и спектроскопия: Тез. докл. II Междунар. конф., Гродно (1995) 45—46
- [15] V.K.Kononenko, D.V.Ushakov. Phys. Status Solidi (b), **211** (1999) 743—749
- [16] D.V.Ushakov, I.S.Manak, V.K.Kononenko. Abstr. Int. Conf. on Solid State Crystals — Materials Science and Applications, Zakopane (2000) 155
- [17] Д.В.Ушаков, В.К.Кононенко, И.С.Манак. Квантовая электроника: Материалы III Междунар. науч.-техн. конф., Минск (2000) 14—17
- [18] G.H.Döhler. Proc. SPIE, **1523** (1992) 23—63
- [19] В.Н.Гусятников, И.С.Нефедов. Опт. и спект., **89** (2000) 456—459