

Электроиндуцированная люминесценция в параболических квантовых ямах в магнитном поле

© Э.П. Синявский, С.М. Соковнич

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
2028-MD Кишинев, Молдавия

(Поступила в Редакцию 19 августа 1999 г.)

Исследована межзонная люминесценция в параболической квантовой яме во внешних электрическом и магнитном полях. Показано, что с ростом напряженности магнитного поля максимум люминесценции сдвигается в область больших частот, а с ростом напряженности электрического поля максимум излучения смещается в длинноволновую область и уменьшается по величине. Теоретические результаты сравниваются с экспериментальными данными. Предсказан новый канал излучения электромагнитной волны (электроиндуцированная люминесценция), определяемый непрямыми оптическими переходами. Вычислена частотная зависимость электроиндуцированного излучения с учетом взаимодействия электрона с акустическими и оптическими фононами. Установлено, что с ростом напряженности электрического поля увеличивается полуширина пика люминесценции.

1. Современная технология с применением компьютерного контроля за затворами молекулярных пучков позволяет получать различный профиль потенциала квантовой ямы (КЯ). В работе [1] впервые получена искусственная параболическая квантовая яма в размерно-ограниченной структуре GaAs–Al_xGa_{1-x}As. В [2] отчетливо наблюдалась люминесценция в параболических квантовых ямах с высоких размерно-квантованных уровней. Возникновение размерно-квантовых уровней происходит при достаточно широких квантовых ямах с $d > 1000 \text{ \AA}$ (d — ширина размерно-ограниченной системы). Именно это обстоятельство делает такие системы перспективными для применения в оптоэлектронных приборах. Для типичных параметров параболической квантовой ямы GaAs–Al_xGa_{1-x}As шаг пространственного квантования для электронов $\hbar\omega \text{ (eV)} = 14.6/d \text{ (\AA)}$, т.е. при $d = 1000 \text{ \AA}$ $\hbar\omega = 14.6 \text{ meV}$. Следовательно, при $T < 100 \text{ K}$ размерно-квантованные уровни могут заметным образом определять кинетические свойства таких квантовых систем. Поэтому неудивительно, что исследования оптических свойств параболических КЯ (межзонная люминесценция [3,4], резонансное неупругое рассеяние света [5]) проводятся при $d > 1000 \text{ \AA}$.

Если магнитное поле \mathbf{H} направлено параллельно поверхности параболической КЯ, а электрическое поле \mathbf{F} — вдоль оси пространственного квантования, то волновые функции и собственные значения для электрона известны [6]. В частности, энергия электронов в зоне проводимости E_i и в валентной зоне E_f определяются соотношениями

$$E_i = \frac{\hbar^2 K_x^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2}{2m_c} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 (K_y - K_y^0)^2 + \hbar\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) - \Delta_c,$$

$$E_f = -E_g - \frac{\hbar^2 K_x^2}{2m_v} - \frac{\hbar^2}{2m_v} \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^2 \times (K_y + P_y^0)^2 - \hbar\Omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) + \Delta_v. \quad (1)$$

Здесь обозначено

$$\Delta_c = \frac{e^2 F^2}{2m_c \omega^2}; \quad \Delta_v = \frac{e^2 F^2}{2m_v \Omega^2}; \quad K_y^0 = \frac{eF\omega_c}{\hbar\omega^2}; \quad P_y^0 = \frac{eF\Omega_c}{\hbar\Omega^2};$$

$$\omega_0^2 = \omega_c^2 + \omega^2; \quad \Omega_0^2 = \Omega_c^2 + \Omega^2,$$

ω_c, Ω_c — циклотронные частоты для электрона с эффективной массой m_c и дырки с эффективной массой m_v соответственно; E_g — ширина запрещенной зоны, K_x, K_y — проекции волнового вектора заряженной частицы, $\hbar\Omega$ — энергия пространственного квантования в валентной зоне.

Как непосредственно следует из (1), закон дисперсии зонных носителей во внешних полях заметным образом меняется. Если в отсутствие электрического поля ($F = 0$) зависимость энергии от K_y описывается квадратичной зависимостью (штриховые линии на рис. 1), то при $F \neq 0$ экстремумы зон сдвигаются в область запрещенных значений (сплошные линии на рис. 1). Следовательно, наряду с прямыми оптическими переходами I при $F \neq 0$ возникают дополнительные каналы люминесценции, связанные с непрямыми оптическими переходами (переход II на рис. 1). Таким образом, во внешних полях рассматриваемой конфигурации ($\mathbf{H} \perp \mathbf{F}$) возникает возможность создавать непрямозонные квантовые системы. В последние годы разработаны технологии получения непрямозонных квазидвумерных систем. Например, в [7] показано, что в квантовой яме Ga_xIn_{1-x}As–InP наблюдается заметное увеличение излучательной рекомбинации при $x > x_0$ ($x_0 = 0.52$ при толщине КЯ в 60 \AA). Последнее обстоятельство связано с тем, что максимум валентной зоны GaInAs сдвигается в K -пространстве и система становится непрямозонной. Из экспериментальных данных по фотолюминесценции [7] удалось определить энергию оптического фонона. В [8] изучались магнитоиндуцированные оптические переходы в системе Al_{0.23}Ga_{0.77}As–In_{0.11}Ga_{0.89}As–GaAs. В рассма-

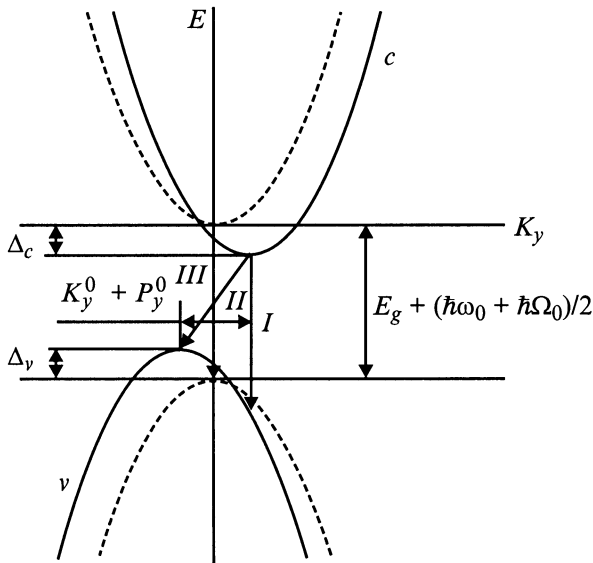


Рис. 1. Зона-зонные излучательные переходы в одиночной параболической квантовой яме в присутствии внешних однородных электрического и магнитного полей.

триваемой сложной системе в присутствии магнитного поля в плоскости КЯ дно зоны проводимости смещается в K_y -пространстве, создавая непрямоzonную квантовую систему.

2. В дальнейшем пренебрегаем экситонными эффектами при исследовании зона-зонных процессов люминесценции. Это приближение вполне оправдано, так как рассматриваются сильные магнитные поля, когда кулоновское взаимодействие электрона с дыркой мало по сравнению с расстоянием между размерно-квантованными состояниями [9]. В присутствии электрического поля перекрывание волновых функций электрона и дырки уменьшается, поэтому экситонные эффекты значительно ослабляются [10]. Спектральная интенсивность излучения, определяемая переходом электрона из начального i -го состояния в конечное состояние f , простым образом связана с вероятностью перехода в единицу времени [11] и определяется соотношением

$$\Phi(\nu) = \frac{4\nu^2 \sqrt{\varepsilon_0} e^2}{V c^3} \left| \frac{\mathbf{P}_{cv} \mathbf{e}_0}{m_0} \right|^2 \sum_{i,f} f_i^{(c)} f_f^{(v)} \times \left| \int \Phi_i^*(\mathbf{r}) \Phi_f(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 \delta\{E_i - E_f - \hbar\nu\}, \quad (2)$$

где обозначено V — объем размерно-ограниченной системы, m_0 — масса свободного электрона заряда e , \mathbf{P}_{cv} — матричный элемент оператора импульса на блоховских амплитудах зонных носителей, ν — частота излучаемой электромагнитной волны поляризации \mathbf{e}_0 , ε_0 — диэлектрическая постоянная квантовой системы, $f_i^{(c)}$ — функция распределения для электронов в зоне

проводимости и для невырожденного полупроводника

$$f_i^{(c)} = \frac{2\pi d \beta \hbar^2 \omega}{m_c \omega_0} \text{sh} \left(\frac{\beta \hbar \omega_0}{2} \right) n_e \exp\{-\beta E_i\} \exp\{\beta \Delta_c\},$$

n_e — концентрация электронов. Аналогично можно записать выражение для функции распределения дырок $f_f^{(v)}$ в валентной зоне.

В дальнейшем рассматриваем процессы люминесценции, связанные с переходом электрона из нижней размерно-квантованной зоны проводимости ($n = 0$) на нулевое размерно-квантованное состояние валентной зоны (переход I на рис. 1). Это вполне оправдано, если учесть, что при $\hbar\omega \gg k_0 T$ все электроны находятся в нижней зоне проводимости. В результате конечное выражение для спектральной интенсивности излучения принимает вид

$$\begin{aligned} \Phi(\nu) &= \frac{8\nu^2 \sqrt{\varepsilon_0} e^2 \pi d \beta^2 \hbar^2}{c^3 m_c m_v} \left(\frac{\omega \Omega}{\Omega_0 \omega_0} \right) \sqrt{\mu \mu^*} \frac{\sqrt{\lambda_c \lambda_v}}{\lambda_c + \lambda_v} \\ &\times \left| \frac{\mathbf{P}_{cv} \mathbf{e}_0}{m_0} \right|^2 n_e n_h \exp(-\beta \Delta) \exp(-\alpha u^2) \exp\left(-\frac{u \beta_0^2}{2}\right) \\ &\times \sum_k I_k \left(\frac{u \beta_0^2}{2} \right) I_{2k}(2\alpha \beta_0 u) (-1)^k. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь обозначено

$$\lambda_c = \frac{m_c \omega_0}{\hbar}, \quad \lambda_v = \frac{m_v \Omega_0}{\hbar}, \quad \mu = \frac{m_c m_v}{m_c + m_v},$$

$$\mu^* = \frac{m_c^* m_v^*}{m_c^* + m_v^*}, \quad m_c^* = m_c \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2,$$

$$m_v^* = \left(\frac{\Omega_0}{\Omega} \right)^2, \quad u = \frac{\lambda_c \lambda_v}{\lambda_c + \lambda_v},$$

$$\alpha = -eF \left\{ \frac{1}{m_c \omega_0^2} + \frac{1}{m_v \Omega_0^2} \right\} + \frac{1}{\lambda M^*} \{m_v^* K_y^0 - m_c^* P_y^0\},$$

$$M^* = m_c^* + m_v^*,$$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_v} \left(\frac{\Omega_c}{\Omega_0} \right) - \frac{1}{\lambda_c} \left(\frac{\omega_c}{\omega_0} \right),$$

$$\beta_0 = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{2\mu^*}{\hbar^2} \left(\Delta - \frac{\hbar^2}{2M^*} (\Delta K)^2 \right) \right]^{1/2},$$

$$\Delta K = K_y^0 + P_y^0, \quad \Delta = \hbar\nu - E_g + \Delta_c + \Delta_v - \frac{1}{2}(\hbar\omega_0 + \hbar\Omega_0) \geq 0$$

$I_p(z)$ — модифицированная функция Бесселя p -го знака, n_h — концентрация дырок.

В отсутствие магнитного поля выражение (3) в точности совпадает с результатами работы [12], в которой исследовалось влияние электрического поля на оптические свойства параболических КЯ. Если электрическое

поле отсутствует ($F = 0$), то из (3) непосредственно следует

$$\Phi(\nu) = \frac{8\nu^2 \sqrt{\epsilon_0} e^2 \pi \beta^2 d \hbar^2}{c^3 m_c m_v} \left(\frac{\omega \Omega}{\Omega_0 \omega_0} \right) n_e n_h \left| \frac{\mathbf{p}_{cv} \mathbf{e}_0}{m_0} \right|^2 \sqrt{\mu \mu^*} \times \frac{\sqrt{\lambda_c \lambda_v}}{\lambda_c + \lambda_v} \exp(-\beta \Delta_0) \exp(-u\tau^2/2) I_0(-u\tau^2/2),$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{2\mu^*}{\hbar^2} \Delta_0 \right]^{1/2},$$

$$\Delta_0 = \hbar\nu - E_g - \frac{1}{2}(\hbar\omega_0 + \hbar\Omega_0) \geq 0. \quad (4)$$

Соотношение (4) описывает частотную зависимость спектральной интенсивности излучения (переход III на рис. 1) в параболических КЯ в присутствии магнитного поля, направленного вдоль поверхности размерно-ограниченной системы.

На рис. 2 представлена частотная зависимость спектральной интенсивности излучения в относительных единицах. Расчеты проводились для типичных КЯ GaAs-AlGaAs с $m_c = 0.06m_0$, $m_v = 0.4m_0$ при $d = 1000 \text{ \AA}$, $\lambda_c^{(0)} = m_c \omega / \hbar = 1.4 \cdot 10^{12} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$. Кривая 1 получена при $\delta = (\omega_c / \omega)^2 = 1$, кривая 2 — при $\delta = 2$. Полуширина пика люминесценции $\delta_0 \approx 0.7 \text{ meV}$ и с уменьшением толщины КЯ увеличивается (при $d = 100 \text{ \AA}$ $\delta_0 \approx 7 \text{ meV}$). Как следует из рис. 2, с ростом напряженности магнитного поля максимум линии люминесценции сдвигается в область больших частот, что связано с увеличением ширины запрещенной зоны из-за квантования в магнитном поле. В работе [12] экспериментально исследовалась фотолюминесценция в узких ($d = 30 \text{ \AA}$) прямоугольных КЯ InGaAs-GaAs и было показано, что максимум люминесценции сдвигается в коротковолновую область, а полуширина пиков $\delta_0 \approx 8 \text{ meV}$. Поскольку форма пиков линий излучения не очень чувствительна к виду

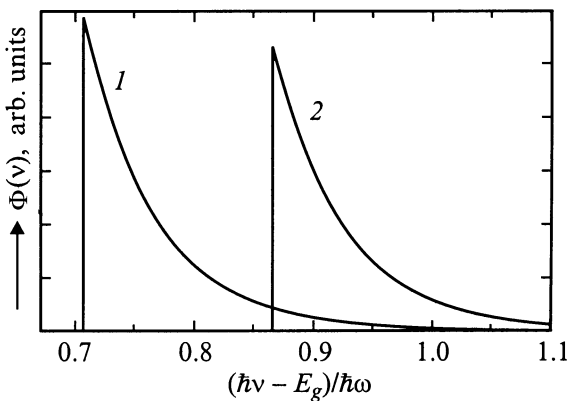


Рис. 2. Частотная зависимость спектральной интенсивности излучения для прямых оптических переходов в относительных единицах в отсутствие электрического поля. Кривая 1 соответствует $\delta = 1$, кривая 2 — $\delta = 2$.

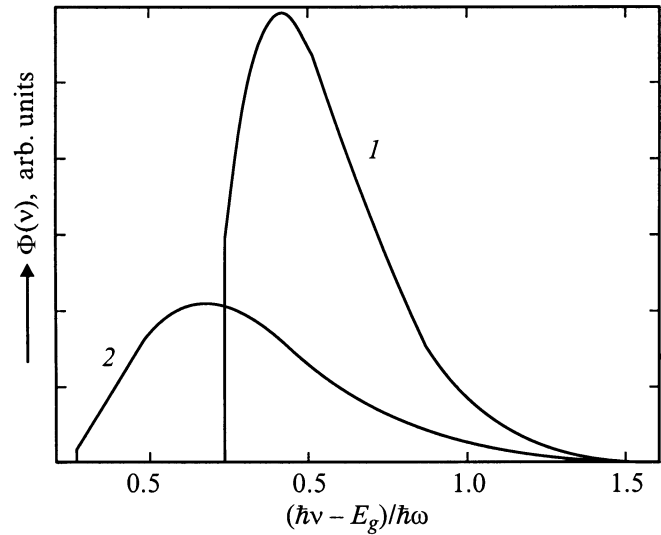


Рис. 3. Частотная зависимость спектральной интенсивности излучения для прямых оптических переходов в относительных единицах. Магнитное поле постоянно ($\delta = 1$). Кривая 1 соответствует $F_0 = 0.5$, кривая 2 — $F_0 = 1$.

потенциальной ямы (для ям примерно одинаковой ширины), то полученные теоретические результаты находятся в качественном согласии с экспериментом.

На рис. 3 представлена зависимость спектральной интенсивности излучения в относительных единицах при $\delta = 1$, рассчитанная по соотношению (3). Первый пик вычислен при $F_0 = \frac{e^2 F^2}{m_c \omega^2} \frac{1}{\hbar \omega} = 0.5$, второй — при $F_0 = 1$. Следовательно, при фиксированном значении магнитного поля пик люминесценции сдвигается в длинноволновую область и уменьшается по интенсивности. Это связано с тем, что ширина запрещенной зоны уменьшается на величину $\Delta_c + \Delta_v$ и перекрытие волновых функций зонных носителей уменьшается. Такое поведение интенсивности люминесценции является характерным для размерно-ограниченных систем и экспериментально наблюдается (в отсутствие магнитного поля) как для прямоугольных [13–15], так и для параболических КЯ [16] и инверсионных параболических КЯ [17].

Особенностью рассматриваемой системы является зависимость полуширины пика люминесценции от величины электрического поля. С ростом напряженности электрического поля полуширина увеличивается.

3. Исследуем электроиндуцированную люминесценцию (переход II на рис. 1), определяемую взаимодействием электронов с фононами. Дальнейшие расчеты для непрямых оптических переходов проводятся обычным способом [18]. Если рассматривать рассеяние электронов на акустических колебаниях в приближении упругого рассеяния и при $N_q \approx \frac{k_0 T}{\hbar \omega_q} > 1$ (N_q — равновесное распределение фононов с энергией $\hbar \omega_q$, волновым вектором \mathbf{q}), то спектральная интенсивность излучения на

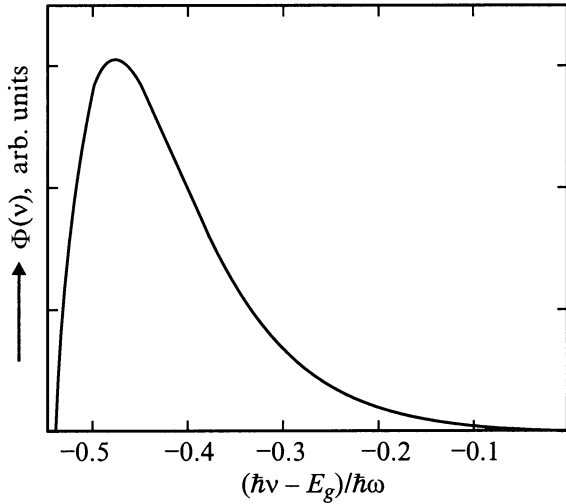


Рис. 4. Частотная зависимость (в относительных единицах) спектральной интенсивности излучения с учетом взаимодействия электрона с акустическими колебаниями ($F_0 = 0.5$, $\delta = 1$).

краю излучения определяется соотношением

$$\Phi_{ac}(\nu) = \frac{B_a \exp(-u\alpha^2)\Delta \exp(-\beta\hbar\omega\Delta)}{\left[\Delta - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{(\Delta K)^2}{2\lambda_c}\right)\right]^2}. \quad (5)$$

Здесь обозначено

$$B_a = \frac{\nu^2 \sqrt{\varepsilon_0} e^2}{\pi c^3} \left| \frac{\mathbf{p}_{cv} \mathbf{e}_0}{m_0} \right|^2 \frac{d\beta n_e n_h E_1^2 \lambda_c}{\lambda_c + \lambda_v} \frac{1}{\rho w^2} \frac{1}{\hbar\omega} \sqrt{2\pi\lambda_v},$$

E_1 — константа деформационного потенциала для электронов, ρ — плотность вещества размерно-ограниченных систем, w — скорость звука в среде.

Аналогично можно вычислить спектральную интенсивность излучения с учетом оптического фонона с энергией $\hbar\omega_{op}$

$$\Phi_{op} = \frac{B_0 \exp(-u\alpha^2)\tilde{\Delta} \exp(-\beta\hbar\omega\tilde{\Delta})^2}{\left[\tilde{\Delta} - \frac{\hbar(\Delta K)^2}{2m_e^* \omega}\right]}, \quad (6)$$

где

$$B_0 = \frac{4\nu^2 \sqrt{2\pi\lambda_v} \lambda_c \sqrt{\varepsilon_0} e^2}{c^3 \omega (\Delta K)^2 (\lambda_v + \lambda_c)} \left| \frac{\mathbf{p}_{cv} \mathbf{e}_0}{m_0} \right|^2 d\beta^2 n_e n_h e^2 \omega_{op} c_0,$$

$$\hbar\omega\tilde{\Delta} = \Delta + \hbar\omega_{op}, \quad c_0 = \frac{1}{n} - \frac{1}{\varepsilon_0}$$

n — показатель преломления, ε_0 — диэлектрическая проницаемость.

На рис. 4 представлена частотная зависимость спектральной интенсивности излучения с учетом взаимодействия электрона с акустическими колебаниями (в относительных единицах). Форма кривой излучения описывается кривой, максимум которой сдвинут по отношению

края прямого оптического перехода (переход I на рис. 1) в область меньших частот на величину $\Delta\nu = \frac{\hbar(\Delta K)^2}{2m_c}$ и с ростом электрического поля сдвигается в длинноволновую область. Если полуширина кривой люминесценции $\delta_1 > \hbar \cdot \Delta\nu$, то в длинноволновой области должна наблюдаться электроиндуцированная люминесценция. Наиболее ярко она проявляется в случае взаимодействия электрона с оптическими колебаниями. Это связано с тем, что, во-первых, в типичных параболических КЯ GaAs–AlGaAs взаимодействия электрона с оптическими фононами сильнее, чем с акустическими фононами, во-вторых, максимум электроиндуцированной люминесценции сдвинут в длинноволновую область еще на дополнительную величину $\hbar\omega_{op}/\hbar\omega$. При расчетах (5), (6) учитывалось, что при непрямом оптическом переходе сначала происходит рассеяние электрона на фононах с последующим излучением фотона. Этот процесс более вероятен, чем процесс излучения фотона с последующим рассеянием носителей на фононах.

Список литературы

- [1] A.S. Gossard. II Inst. Phys. Conf. Ser. N 69 / Ed. by E.H. Roderick. Institute of Physics, Bristol (1983). P. 1.
- [2] S.H. Wang, G. Treideris, W.Q. Chen, T.G. Andersson. Appl. Phys. Lett. **62**, 61 (1993).
- [3] J.H. Burnett, H.M. Cheong, W. Paul, P.F. Hopkins, A.S. Gossard. Phys. Rev. **B48**, 7940 (1993).
- [4] M. Fritze, W. Chen, A.V. Nurmikko, I. Io, M. Santos, Sheyegan. Phys. Rev. **B48**, 15 103 (1993).
- [5] J.H. Burnett, H.M. Cheong, R.M. Westerwelt, W. Pene, P.F. Hopkins, M. Sundarem, A.S. Gossard. Phys. Rev. **B43**, 12033 (1991).
- [6] E.P. Sinyavskii, S.M. Sokovnich, F.I. Pasechnik. Phys. Stat. Sol. (b) **209**, 55 (1998).
- [7] P. Michler, A. Hangleiter, A. Moritz et al. Phys. Rev. **B48**, 11 991 (1993).
- [8] D.M. Whittaker, T.A. Fisher, P.E. Simmonds et al. Phys. Rev. Lett. **67**, 887 (1991).
- [9] И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик. ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
- [10] Takayuki Yamanaka, Koichi Wakita, Kiyoyuki Yakoyama. Appl. Phys. Lett. **65**, 1540 (1994).
- [11] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. УФН **133**, 427 (1981).
- [12] H.Q. Hou, W. Staguhn, N. Miura, Y. Segawa, S. Takeyama, Y. Aoyagi. Solid State Commun. **74**, 687 (1990).
- [13] M. Yamanishi, Y. Usami, Y. Kan, I. Suemune. Jap. J. Appl. Phys. **24**, 8, L 585 (1985).
- [14] Y. Kan, M. Yamanishi, I. Suemune, H. Yamamoto, T. Yao. Jap. J. Appl. Phys. **24**, 8, L 589 (1985).
- [15] E.E. Mendez, G. Bastard, L.L. Chang, L. Esaki, H. Morkos, R. Fischer. Phys. Rev. **B26**, 7101 (1982).
- [16] Takiya Ishikowa, Shinji Nashimura, Kunio Tada. Jap. J. Appl. Phys. **29**, 1466 (1990).
- [17] W. Chen, T.G. Andersson, S. Wang. Jap. J. Appl. Phys. **33**, 896 (1994).
- [18] А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Наука, М. (1977).