

©1995

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПАРАБОЛИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ЯМ

Э.П.Синяевский, Е.Ю.Канаровский

Институт прикладной физики академии наук Молдавии,
277028, Кишинев, Молдавия
(Поступила в Редакцию 13 февраля 1995 г.)

Исследуется влияние однородного электрического поля на оптические свойства (коэффициент поглощения света, интенсивность межзонной люминесценции) параболических квантовых ям. Показано, что частотная зависимость коэффициента поглощения света описывается характерной для размерно-ограниченных систем ступенчатой структурой, которая с ростом напряженности электрического поля F заметным образом видоизменяется. В постоянном электрическом поле максимумы излучения с увеличением F смещаются в длинноволновую область спектра и уменьшаются по величине. Установлено, что время жизни зонных носителей увеличивается в присутствии продольного электрического поля. Результаты теоретических расчетов сравниваются с экспериментальными данными для одиночных квантовых ям.

В последние годы появились экспериментальные данные по оптическим свойствам одиночных квантовых ям (КЯ). При этом наблюдались высокая эффективность излучательной межзонной рекомбинации (интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) образцов с КЯ превышает ФЛ в объемном образце [^{1,2}]) и исключительно малая полуширина линии ФЛ. Для одиночных КЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As полуширина линии ФЛ в области низких температур ($T \sim 4$ К) достигает величины порядка 7 meV [³⁻⁵], и 2.7, 3.6 meV для КЯ шириной соответственно 50 Å и 70 Å [⁶].

Однородное электрическое поле, напряженность которого направлена вдоль оси размерного квантования, может заметным образом влиять на оптические свойства размерно-ограниченных систем. Как показывают экспериментальные исследования [⁷⁻¹¹], интенсивность ФЛ с ростом F уменьшается и пик ФЛ сдвигается в длинноволновую область спектра. Такое поведение ФЛ наблюдается как для прямоугольных КЯ [^{7,9,10}], так и для параболических КЯ [¹¹] и инверсионных параболических КЯ [⁸], т.е. является общим для размерно-ограниченных систем с различным профилем потенциальной энергии КЯ. Экспериментальные работы [^{12,13}] показывают, что влияние продольного электрического поля в прямоугольных КЯ на межзонное поглощение света также приводит к смещению в длинноволновую область спектра и уменьшению коэффициента поглощения света. Теоретические исследования межзонного поглощения в электрическом поле [^{14,16}], выполненные для прямоугольных КЯ, хорошо согласуются с результатами экспериментов.

В настоящей работе (без учета экситонных эффектов) детально исследуются коэффициент межзонного поглощения света в широкой области частот (по сравнению с работой [17]), люминесценция, скорость оптической рекомбинации в параболических КЯ в постоянном однородном электрическом поле. Полученные теоретические результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Потенциальная энергия электрона зоны проводимости в параболической КЯ, если \mathbf{F} направлен перпендикулярно поверхности КЯ (вдоль оси OZ), определяется соотношением

$$U(z) = a_c z^2 - eFz. \quad (1)$$

При $F \neq 0$ минимум параболы находится в точке $d_c = \frac{eF}{2a_c}$ и смещен в сторону меньших энергий на величину $\Delta_c = -\frac{e^2 F^2}{4a_c}$. Если E_c — высота КЯ в зоне проводимости, то $a_c = \frac{4E_c}{a^2}$ (a — толщина размерно-ограниченной системы). Собственные функции и собственные значения уравнения Шредингера для электрона с потенциальной энергией (1) имеют вид

$$\begin{aligned} \Psi_{n\mathbf{k}_\perp}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \left(\frac{\lambda_c}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{(2^n n!)^{1/2}} e^{i(\mathbf{k}_\perp \rho)} e^{-\frac{\lambda_c}{2}(z-d_c)^2} H_n\left(\sqrt{\lambda_c}(z-d_c)\right), \\ E_{n\mathbf{k}_\perp} &= \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_c} + \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right) + \Delta_c, \\ \lambda_c &= \left(\frac{2a_c m_c}{\hbar^2}\right)^{1/2}, \quad \hbar\omega_c = \frac{\hbar^2 \lambda_c}{m_c}, \\ (\mathbf{k}_\perp \rho) &= k_x x + k_y y. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\hbar\mathbf{k}_\perp$ — вектор квазиимпульса в плоскости XOY для электрона с эффективной массой m_c ; $H_n(z)$ — полиномы Эрмита-Чебышева; L_x, L_y — длина образца в направлениях OX, OY . При записи (2) предполагалось выполнение неравенства $\left(\frac{2E_c}{\hbar\omega_c}\right)^{1/2} \gg 1$. Для КЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As $E_c = 0.255$ eV, $m_c = 0.06m_0$ (m_0 — масса свободно-го электрона). Последнее неравенство выполняется при $a \geq 1000$ Å. Для электрона в валентной зоне с эффективной массой $-m_v$ волновые функции и собственные значения записываются аналогично (2)

$$\begin{aligned} \Psi_{m\mathbf{k}'_\perp}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \left(\frac{\lambda_v}{\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{(2^m m!)^{1/2}} e^{i(\mathbf{k}'_\perp \rho)} e^{-\frac{\lambda_v}{2}(z-d_v)} H_m\left(\sqrt{\lambda_v}(z-d_v)\right), \\ E_{m\mathbf{k}'_\perp} &= -E_g - \frac{\hbar^2 k'_\perp{}^2}{2m_v} - \hbar\omega_v \left(m + \frac{1}{2}\right) - \Delta_v, \\ \Delta_v &= -\frac{e^2 F^2}{4a_v}, \quad a_v = \frac{4E_v}{a^2}, \quad d_v = -\frac{eF}{2a_v}, \end{aligned}$$

$$\lambda_v = \left(\frac{2a_v m_v}{\hbar^2} \right)^{1/2}, \quad \hbar\omega_v = \frac{\hbar^2 \lambda_v}{m_v}, \quad (3)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны исследуемой размерно-ограниченной системы, E_v — высота КЯ в валентной зоне.

С учетом (2), (3) выражение для коэффициента поглощения света, связанного с переходами электрона из валентной зоны (v) в зону проводимости (c), принимает вид

$$K(\Omega) = K_0 \frac{\hbar\omega_v}{\hbar\Omega} e^{-\frac{\lambda_c \lambda_v}{\lambda_c + \lambda_v} \xi^2} \sum_{n,m} \frac{|F_{nm}|^2}{2^n n! 2^m m!} \Theta(\hbar\Omega - \tilde{E}_g - \Delta_c - \Delta_v - \hbar\omega_c n - \hbar\omega_v m),$$

$$K_0 = \frac{2\mu\epsilon^2 |e\mathbf{P}_{cv}|^2}{\hbar^2 m_0^2 c \sqrt{\epsilon_0}} \frac{\sqrt{\lambda_c \lambda_v}}{\lambda_c + \lambda_v} \sqrt{\frac{2m_v}{E_v}},$$

$$\tilde{E}_g = E_g + \frac{\hbar\omega_c}{2} + \frac{\hbar\omega_v}{2}. \quad (4)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$F_{nm} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\tau^2} H_n \left(\sqrt{\frac{2\lambda_c}{\lambda_c + \lambda_v}} \left(\tau - \xi \frac{\lambda_v}{2} \sqrt{\frac{2}{\lambda_c + \lambda_v}} \right) \right) \times$$

$$\times H_m \left(\sqrt{\frac{2\lambda_v}{\lambda_c + \lambda_v}} \left(\tau + \xi \frac{\lambda_c}{2} \sqrt{\frac{2}{\lambda_c + \lambda_v}} \right) \right) d\tau,$$

$$\xi = \frac{eFa^2}{8E_c E_v} (E_c + E_v),$$

$\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда, \mathbf{P}_{cv} — матричный элемент оператора импульса на волновых функциях Блоха соответственно в зоне проводимости и в валентной зоне, $\mu = \frac{m_c m_v}{m_c + m_v}$, \mathbf{e} — вектор поляризации электромагнитной волны, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость образца. F_{nm} выражается через конечную сумму от произведений полиномов Эрмита-Чебышева [18].

Как непосредственно следует из (4), частотная зависимость $K(\Omega)$ определяется характерной для размерно-ограниченных систем ступенчатой структурой [15,16] (рис. 1). При $F = 0$ переходы под действием внешней электромагнитной волны разрешены между уровнями размерного квантования валентной зоны и зоны проводимости одинаковой четности (из состояния $2m$ валентной зоны возможны переходы в состояние $2n$ зоны проводимости; из состояния $2m + 1$ валентной зоны оптические переходы разрешены только в состояние $2n + 1$ зоны проводимости). Частотная зависимость $K(\Omega)$ при $F = 0$ (в относительных единицах) приведена на рис. 1 (кривая a). Нижняя горизонтальная линия определяет значение коэффициента поглощения света, связанное с переходами $0 \rightarrow 0$, т.е. с нулевого уровня валентной зоны ($m = 0$) в нижнее размерно-квантованное состояние зоны проводимости ($n = 0$). Вклад остальных переходов ($2 \rightarrow 0$ и др.) не превышает 5%. Верхняя ступенька определяет значение $K(\Omega)$, связанное с переходами $1 \rightarrow 1$.

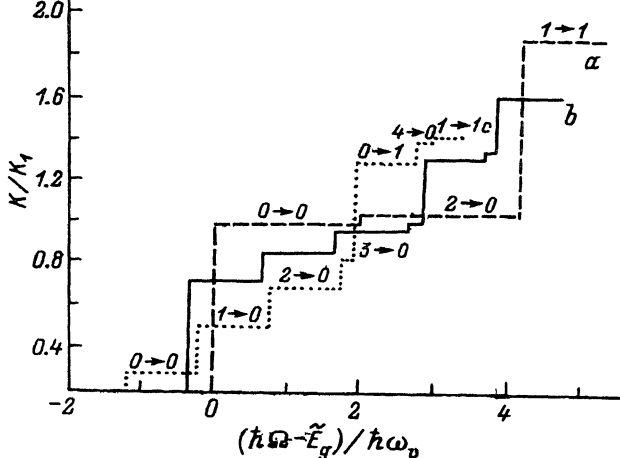


Рис. 1. Частотная зависимость коэффициента межзонного поглощения света (в относительных единицах) в параболической КЯ.

$K_1 = K_0 \hbar \omega_v \tilde{E}_g^{-1}$. Значения поля F (В/см): $a - 0$, $b - 5 \cdot 10^3$, $c - 10^4$.

В присутствии однородного электрического поля разрешаются оптические переходы с произвольных размерно-квантованных уровней валентной зоны на произвольные размерно-квантованные уровни зоны проводимости. Это обстоятельство приводит к более сложной частотной зависимости коэффициента поглощения света (см. кривые b, c на рис. 1). Кривая b получена при $F = 5 \cdot 10^3$ В/см, кривая c — при $F = 10^4$ В/см. Как видно из рис. 1, при больших значениях напряженности электрического поля возникает заметное поглощение света в длинноволновой области спектра ($\hbar\Omega - \tilde{E}_g < 0$), поскольку с увеличением F ширина запрещенной зоны уменьшается на величину $\Delta = -\Delta_c - \Delta_v = \frac{e^2 F^2 a^2 (E_c + E_v)}{16 E_c E_v}$. При $E_c = 0.255$ эВ, $E_v = 0.17$ эВ и $F = 10^4$ В/см, $a = 1000$ Å получаем $\Delta = 1.2 \hbar \omega_v$, т.е. $K(\Omega)$ сдвинут в длинноволновую область спектра на величину 6 теВ (см. кривую c на рис. 1). Величина коэффициента поглощения электромагнитной волны с ростом F уменьшается. Это связано с наличием множителя $\exp \left\{ -\frac{\lambda_c \lambda_v}{\lambda_c + \lambda_v} \xi^2 \right\}$. С ростом F из-за возгорания запрещенных при $F = 0$ оптических переходов число ступенек возрастает. Для рассмотренных выше параметров размерно-ограниченной системы при $E_g \approx 1.5$ эВ получаем $K_0 \approx 2 \cdot 10^5$ см $^{-1}$.

Спектральная интенсивность излучения может быть представлена в виде [19]

$$\Phi(\Omega) = \frac{4\Omega^4 \sqrt{\epsilon_0} e^2}{V c^3} \sum_{\substack{n\mathbf{k}_\perp \\ m\mathbf{k}'_\perp}} f_{n\mathbf{k}_\perp} f_{m\mathbf{k}'_\perp} \left| \text{er} \right|_{\substack{n\mathbf{k}_\perp \\ m\mathbf{k}'_\perp}}^2 \delta(E_{n\mathbf{k}_\perp} - E_{m\mathbf{k}'_\perp} - \hbar\Omega), \quad (5)$$

где $n\mathbf{k}_\perp, m\mathbf{k}'_\perp$ — квантовые числа электрона соответственно в начальном и конечном состояниях, $f_{n\mathbf{k}_\perp}$ — функция распределения электронов

в зоне проводимости, $f_{mk'_1}$ — функция распределения дырок в валентной зоне. Поскольку \mathbf{F} направлен вдоль оси размерного квантования, то энергия электрона (см. (2)) в присутствии постоянного электрического поля только уменьшается на постоянную величину Δ . Таким образом, эффекты разогрева носителей в рассматриваемой задаче не возникают, и функции распределения носителей для невырожденного случая имеют обычный вид

$$f_{nk_{\perp}} = \frac{2\pi n_e \hbar^2 a \beta}{m_c} \operatorname{sh} \left(\beta \frac{\hbar \omega_c}{2} \right) \exp \left\{ -\beta \left(\hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\perp}^2}{2m_c} \right) \right\},$$

$$f_{mk'_1} = \frac{2\pi n_p \hbar^2 a \beta}{m_v} \operatorname{sh} \left(\beta \frac{\hbar \omega_v}{2} \right) \exp \left\{ -\beta \left(\hbar \omega_v \left(m + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}'_{\perp}{}^2}{2m_v} \right) \right\}, \quad (6)$$

где n_e — концентрация электронов в зоне проводимости, n_p — концентрация дырок в валентной зоне, $\beta = \frac{1}{kT}$.

Спектральная интенсивность излучения при переходе электрона из низшего $n = 0$ электронного состояния ($\hbar \omega_c \gg kT$) в размерно-квантованную валентную зону описывается соотношением

$$\Phi(\Omega) = \Phi_0 e^{-\frac{\lambda_c \lambda_v}{\lambda_c + \lambda_v} \xi^2} \operatorname{sh} \left(\beta \frac{\hbar \omega_v}{2} \right) e^{-\beta \frac{\hbar \omega_v}{2}} e^{-\beta(\hbar \Omega - \tilde{E}_g + \Delta)} \times$$

$$\times \sum_m \left(\frac{\lambda_c - \lambda_v}{\lambda_c + \lambda_v} \right)^m \frac{1}{2^m m!} \left[H_m \left(\xi \lambda_c \sqrt{\frac{\lambda_v}{\lambda_c^2 - \lambda_v^2}} \right) \right]^2 \left(\frac{\hbar \Omega}{\hbar \omega_v} \right)^2 \times$$

$$\times \Theta(\hbar \Omega - \tilde{E}_g + \Delta - \hbar \omega_v m),$$

$$\Phi_0 = \frac{2^4 \pi \mu e^2 |\mathbf{eP}_{cv}|^2 \hbar^2 \omega_v^2 \sqrt{\epsilon_0} a n_e n_p \sqrt{\lambda_c \lambda_v}}{c^3 m_0^2 m_c m_v \lambda_c + \lambda_v}. \quad (7)$$

В отсутствие электрического поля ($\xi = 0$) люминесценция определяется переходами электрона с низшего уровня размерного квантования зоны проводимости только на четные уровни размерного квантования валентной зоны (кривая a на рис. 2). Если $F \neq 0$, то разрешены оптические переходы электрона и на нечетные уровни размерного квантования валентной зоны, что заметным образом усложняет частотную

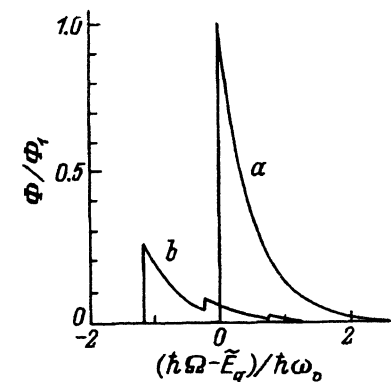


Рис. 2. Частотная зависимость интенсивности межзонной люминесценции (в относительных единицах) в параболической КЯ.

$\beta \hbar \omega_v = 2$, $\Phi_1 = \Phi_0 (\tilde{E}_g / \hbar \omega_v)^2$. Значения F (В/см):
 $a - 0$, $b - 10^4$.

зависимость $\Phi(\Omega)$ (кривая b на рис. 2). Смещение в длинноволновую область спектра максимумов излучения с ростом напряженности постоянного электрического поля связано с уменьшением ширины запрещенной зоны на величину Δ . Частотная зависимость $\Phi(\Omega)$ описывается асимметричной кривой, что характерно для зона-зонных переходов в размерно-ограниченных системах [7,20].

Величина максимума люминесценции для перехода $0 \rightarrow 0$ может быть представлена в виде

$$\Phi_M = \Phi_M^{(0)} \left[\frac{a^2 \lambda_c \lambda_v (m_c + m_v)}{\beta \hbar^2 (\lambda_c + \lambda_v)^2} \right]^{1/2} (1 - e^{-\beta \hbar \omega_v}) \exp \left\{ \frac{1}{2} - \frac{\lambda_c \lambda_v}{\lambda_c + \lambda_v} \xi^2 \right\},$$

$$\Phi_M^{(0)} = \frac{8\pi e^2 |\mathbf{eP}_{cv}|^2 E_g^2 \sqrt{\varepsilon_0} n_e n_p \hbar \beta}{m_0^2 c^3} \left(\frac{\beta}{m_c + m_v} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{1}{2} \right). \quad (8)$$

Здесь $\Phi_M^{(0)}$ — максимум межзонной люминесценции в объемном полупроводниковом материале [19]. При разумных значениях параметров ($E_c = 0.255$ eV, $E_v = 0.17$ eV, $m_c = 0.06m_0$, $m_v = 0.4m_0$) $a \sim 10^3$ Å, $T \sim 4$ K и $\xi = 0$ получаем, что $\Phi_M/\Phi_M^{(0)} \sim 5$. Таким образом, интенсивность ФЛ образцов с КЯ намного больше интенсивности ФЛ в объемном материале. На это обстоятельство неоднократно указывалось в экспериментальных исследованиях [1,2]. С ростом напряженности электрического поля перекрывание волновых функций валентной зоны и зоны проводимости уменьшается, поэтому интенсивность ФЛ и КЯ в электрическом поле убывает. Уменьшение интенсивности межзонной люминесценции и смещение максимумов излучения в область низких энергий с ростом F экспериментально наблюдались в прямоугольных, параболических и инверсионных параболических КЯ [7-11,20].

Скорость излучательного захвата простым образом связана со спектральной интенсивностью излучения [19]

$$R_r = \int \frac{\Phi(\Omega)}{\Omega} d\Omega. \quad (9)$$

С учетом (7) получаем

$$R_r = R_0 \left[\frac{2\lambda_c \lambda_v a^2 (m_c + m_v) \operatorname{th} \frac{x}{2}}{\pi \beta \hbar^2 (\lambda_c^2 + \lambda_v^2 + 2\lambda_c \lambda_v \operatorname{cth} x)} \right]^{1/2} \exp \left\{ -\frac{\lambda_c \lambda_v}{\lambda_c \operatorname{cth} \frac{x}{2} + \lambda_v} \xi^2 \right\}, \quad x = \beta \hbar \omega_v$$

$$R_0 = \frac{4\pi \sqrt{2\pi} \sqrt{\varepsilon_0} e^2 |\mathbf{eP}_{cv}|^2 \hbar n_e n_p E_g}{m_0^2 c^3} \left(\frac{\beta}{m_c + m_v} \right)^{3/2}, \quad (10)$$

где R_0 — скорость излучательного захвата для объемного полупроводника. В отсутствие электрического поля ($\xi = 0$) при $\frac{x}{2} \gg 1$

$$R_r = R_0 \left[\frac{2\lambda_c \lambda_v a^2 (m_c + m_v)}{\pi \beta \hbar^2 (\lambda_c + \lambda_v)^2} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Для рассмотренных выше параметров исследуемой системы, как непосредственно следует из (11), $R_T > R_0$. При других значениях x расчет по формуле (10) приводит к такому же неравенству. Следовательно, в размерно-ограниченных системах происходит заметное увеличение скорости излучательной рекомбинации по сравнению с объемным полупроводником. Уменьшение времени излучательной рекомбинации в прямоугольных КЯ по сравнению с объемным материалом экспериментально наблюдалось в [3,21].

С ростом напряженности постоянного электрического поля, согласно (10), должен наблюдаться эффект затягивания времени жизни зонного носителя, что для прямоугольных КЯ подтверждается экспериментальными исследованиями [7,20].

Список литературы

- [1] Алешкин В.Я., Аншон А.В., Бабушкина Т.С., Батукова Л.Н., Демидов Е.Б., Звонков Б.Н., Малкина И.Г. ФТП **24**, 5, 892 (1990).
- [2] Игнатъев А.С., Карчевцева М.В., Мокеров В.Г., Страхов В.А., Яременко Н.Г. ФТП **28**, 1, 125 (1994).
- [3] Вардаян Б.Р., Резванов Р.Р., Чукичев М.К., Юнович А.Э. ФТП **28**, 2, 259 (1994).
- [4] Halfner H., Lehmann L., Mitdank R., Oelgart G., Schulze E. Phys. Stat. Sol. (a) **122**, 683 (1990).
- [5] Jiang D.S., Jung H., Ploog K. J. Appl. Phys., **64**, 3, 1371 (1988).
- [6] Gurioli M., Vinattieri A., Colocci M. Appl. Phys. Lett. **59**, 17, 2150 (1991).
- [7] Yamanishi M., Usami Y., Kan Y., Suemune I. Jpn. J. Appl. Phys. **24**, 8, L585. (1985).
- [8] Chen W., Andersson T.G., Wang S. Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 1, 896 (1994).
- [9] Kan Y., Yamanishi M., Suemune I., Yamamoto H., Yao T. Jpn. J. Appl. Phys. **24**, 8, L589 (1985).
- [10] Mendez E.E., Bastard G., Chang L.L., Esaki L., Morkoc H., Fischer R. Phys. Rev. **B 26**, 12, 7101 (1982).
- [11] Takiya Ishikowa, Shinji Nishimura, Kunio Tada. Jpn. J. Appl. Phys. **29**, 8, 1466 (1990).
- [12] Miller D.A., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegman W., Wood T.H., Burrus C.A. Phys. Rev. Lett. **53**, 22, 2173 (1984).
- [13] Miller D.A., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegman W., Wood T.H., Burrus C.A. Phys. Rev. **B 32**, 2, 1043 (1985).
- [14] Sanders G.D., Bajaj K.K. Phys. Rev. **B 35**, 5, 2308 (1987).
- [15] Miller D.A., Chemla D.S., Schmitt-Rink S. Phys. Rev. **B 33**, 10, 6976 (1986).
- [16] Miller D.A., Weiner J.S., Chemla D.S. IEEE J. Quant. Electr. **22**, 9, 1816 (1986).
- [17] Chuang S.L., Ahn D. J. Appl. Phys. **65**, 7, 2822 (1989).
- [18] Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции. М. (1983). 752 с.
- [19] Леванюк А.П., Осипов В.В. УФН **133**, 3, 427 (1981).
- [20] Pollard H.J., Schutheis L., Kuhl J., Gobel E.O., Tu S.W. Phys. Rev. Lett. **55**, 23, 2610 (1985).
- [21] Gobel E.O., Jung H., Kuhl J., Ploog K. Phys. Rev. Lett. **51**, 7, 1588 (1983).