

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ТИПА КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ

Размерное квантование приводит к характерным особенностям зависимости вероятности оптических переходов от поляризации излучения [1]. На поляризационных свойствах квантоворазмерных гетероструктур отражается их ориентация, геометрическая форма и размеры активных областей [2 - 4].

В данной работе в дипольном приближении исследуется степень поляризации излучения, испускаемого гетероструктурами типа "квантовая проволока", в зависимости от направления распространения и частоты света. Для структур с прямоугольным сечением разного размера получены численные значения возможной степени поляризации и оценивается влияние переходов с участием тяжелых и легких дырок на поляризационные характеристики спонтанного рекомбинационного излучения.

Одним из следствий двумерного ограничения движения носителей в квантовых проволоках является изменение функции плотности состояний в зонах по сравнению с распределением в квантоворазмерных слоях. В результате наблюдается определенная зависимость степени поляризации от угла выхода излучения из структуры, а также от энергии испускаемых квантов.

В качестве типичного соединения, из которого обычно изготавливается активная область квантоворазмерных структур, будем рассматривать GaAs (A^{III}B^V). Пусть y и z - оси квантования, расположенные в сечении квантовой проволоки, x - ось квантовой проволоки. Полярные углы волнового вектора носителей \vec{k} обозначим θ и φ , полярные углы вектора напряженности электрического поля излучения \vec{E} - α и β (рис. 1).

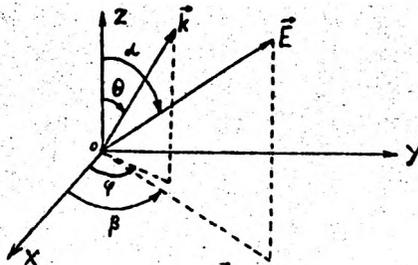


Рис. 1. Ориентация волнового вектора \vec{k} носителей заряда и вектора напряженности электрического поля \vec{E} излучения относительно осей размерного квантования

Для квантовой проволоки волновые функции в зонах имеют вид [1]

$$\Psi_{jnl}(x, y, z) = \varphi_{jn}(z) \varphi_{jl}(y) e^{ik_x x} u_j(\vec{r}) \quad (1)$$

где $u_j(\vec{r})$ - базисные функции, \vec{r} - радиус-вектор, $\varphi_{jn}(z)$ и $\varphi_{jl}(y)$ - огибающие функции, индекс $j=c, v$ определяет зону, n, l - квантовые числа подзон. Зная вид базисных функций, определим квадрат матричного элемента оптического перехода между уровнями подзон E' и E'' :

$$|\bar{\mu}(E', E'')|^2 = \left| \bar{M} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{c'n'}^*(z) \varphi_{v'l''}(z) dz \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{c'l'}^*(y) \varphi_{v'l''}(y) dy \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_x x} e^{ik_x' x} dx \right|^2 \quad (2)$$

где первый и второй интегралы приводят к правилу отбора по квантовым числам n и l ($\Delta n=0$, $\Delta l=0$), третий интеграл дает правило отбора по k_x . Далее, рассчитываем

$$\bar{M} = \int u_c^*(\vec{r}) \hat{p}_x u_v(\vec{r}) d\vec{r} \quad (3)$$

где \vec{e} - единичный вектор поляризации вдоль направления \vec{E} поля волны, \hat{p} - оператор импульса. Выражение (3) определяет зависимость квадрата матричного элемента дипольного перехода от плоскости поляризации излучения.

Для матричного элемента перехода с участием тяжелых дырок имеем [3,5]

$$|\bar{\mu}_{cv}^2| = \frac{1}{2} |\bar{p}_{cv}|^2 \left\{ \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \beta (\cos^2 \Theta \cdot \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \beta \times \right. \quad (4) \\ \left. \times (\cos^2 \Theta \cdot \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) + \cos^2 \alpha \cdot \sin^2 \Theta \right\}$$

где квадрат матричного элемента оператора импульса составляет

$$|\bar{p}_{cv}|^2 = \langle S | \hat{p}_x | X \rangle^2 = \langle S | \hat{p}_y | Y \rangle^2 = \langle S | \hat{p}_z | Z \rangle^2 \quad (5)$$

Здесь S - волновая функция s -орбитали, X , Y и Z - волновые функции p -орбиталей, \hat{p}_x , \hat{p}_y и \hat{p}_z - операторы проекций импульса. Для переходов с участием легких дырок аналогично имеем

$$|\mu_i|^2 = \frac{1}{6} |\bar{P}_{cv}|^2 \left[\sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \beta (1 + 3 \cos^2 \varphi \cdot \sin^2 \Theta) + \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \beta \times \right. \\ \left. \times (1 + 3 \sin^2 \varphi \cdot \sin^2 \Theta) + \cos^2 \alpha (1 + 3 \cos^2 \Theta) \right] \quad (6)$$

Из (4) и (6) очевидно, что

$$|\mu_h|^2 + |\mu_i|^2 = \frac{2}{3} |\bar{P}_{cv}|^2. \quad (7)$$

Энергетическая диаграмма для квантовой проволоки имеет вид, изображенный на рис. 2. Связь энергетических уровней подзон с проекциями волнового вектора в случае бесконечно большой высоты потенциальных барьеров описывается формулой

$$E_{jnl} = \frac{\hbar^2}{2m_j} (k_y^2 + k_z^2) = \frac{\hbar^2}{2m_j} \left(\frac{\pi^2 l^2}{w^2} + \frac{\pi^2 n^2}{d^2} \right). \quad (8)$$

Здесь m_j - эффективная масса соответствующих носителей, d и w - размеры сечения квантовой проволоки.

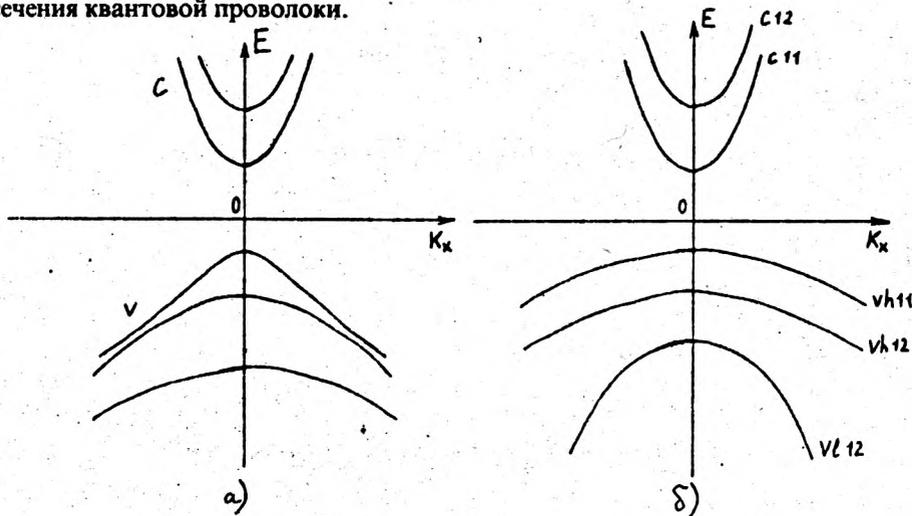


Рис. 2. Схематическое изображение энергетической диаграммы для квантовой проволоки на основе соединения типа GaAs (а) и приближение параболических зон (б), используемое в данной работе

Для определения углов Θ и φ , входящих в (4) и (6), выразим

$$\operatorname{tg}^2 \Theta = \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_z^2}, \quad \operatorname{tg}^2 \varphi = \frac{k_y^2}{k_x^2}. \quad (9)$$

Тогда, используя (8), на основании правил отбора по волновому вектору \vec{k} и квантовым числам n и l находим закон изменения углов Θ и φ с частотой света ν :

$$\operatorname{tg}^2 \Theta_i = \frac{2m_n(h\nu - h\nu_{nl}) + \frac{\pi^2 \hbar^2 l^2}{w^2}}{\frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{d^2}}, \quad (10)$$

$$\operatorname{tg}^2 \varphi_i = \frac{\pi^2 \hbar^2 l^2}{2m_n w^2 (h\nu - h\nu_{nl})} \quad (11)$$

где m_n - приведенная масса с учетом соответствующих тяжелых или легких дырок ($i=h,l$). В общем случае углы Θ_h и Θ_l , а также углы φ_h и φ_l не совпадают при заданных $h\nu$. Энергии начальных переходов составляют

$$h\nu_{nl} = E_g + \frac{\hbar^2}{2m_n} \left(\frac{\pi^2 l^2}{w^2} + \frac{\pi^2 n^2}{d^2} \right), \quad (12)$$

где E_g - ширина запрещенной зоны полупроводника.

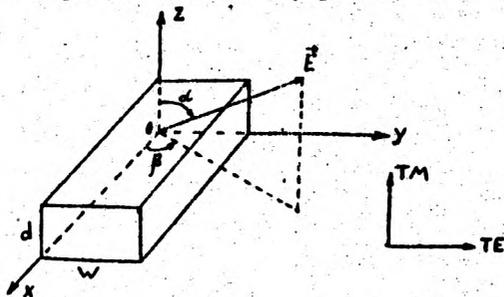


Рис. 3. Схематическое изображение квантовой проволоки

В наших обозначениях для ТМ-моды электрический вектор колеблется вдоль оси z ($\alpha = 0$), а для ТЕ-моды - вдоль оси y ($\alpha = \pi/2$) (рис. 3). Из (4) и (6) для квадратов матричных элементов переходов для ТЕ- и ТМ-мод получаем следующие выражения: для тяжелых дырок

$$|\bar{\mu}_{hTE}^{-1}|^2 = \frac{1}{2} |\bar{P}_{cv}|^2 \left[\cos^2 \beta (\cos^2 \Theta \cdot \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \sin^2 \beta (\cos^2 \Theta \cdot \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) \right] , \quad (13)$$

$$|\bar{\mu}_{hTM}^{-1}|^2 = \frac{1}{2} |\bar{P}_{cv}|^2 \cdot \sin^2 \Theta , \quad (14)$$

для легких дырок

$$|\bar{\mu}_{lTE}^{-1}|^2 = |\bar{P}_{cv}|^2 \left[\frac{2}{3} - \frac{1}{2} \cos^2 \beta (\cos^2 \Theta \cdot \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) + \sin^2 \beta (\cos^2 \Theta \cdot \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) \right] , \quad (15)$$

$$|\bar{\mu}_{lTM}^{-1}|^2 = |\bar{P}_{cv}|^2 \left[\frac{2}{3} - \frac{1}{2} \sin^2 \Theta \right] \quad (16)$$

Степень поляризации излучения задается стандартным образом:

$$P = \frac{I_{TE} - I_{TM}}{I_{TE} + I_{TM}} , \quad (17)$$

где I_{TE} и I_{TM} - интенсивности TE- и TM- мод, прямо связанные с квадратами матричных элементов. Определяя из (13) - (16) матричные элементы, находим

$$P = \frac{\left(|\bar{\mu}_{hTE}^{-1}|^2 - |\bar{\mu}_{hTM}^{-1}|^2 \right) \cdot \rho_h f_e f_h + \left(|\bar{\mu}_{lTE}^{-1}|^2 - |\bar{\mu}_{lTM}^{-1}|^2 \right) \cdot \rho_l f_e' f_h'}{\left(|\bar{\mu}_{hTE}^{-1}|^2 + |\bar{\mu}_{hTM}^{-1}|^2 \right) \cdot \rho_h f_e f_h + \left(|\bar{\mu}_{lTE}^{-1}|^2 + |\bar{\mu}_{lTM}^{-1}|^2 \right) \cdot \rho_l f_e' f_h'} \quad (18)$$

Здесь ρ_h и ρ_l - приведенные плотности состояний с учетом тяжелых и легких дырок, f_e и f_e' - вероятности заполнения электронами состояний в зоне проводимости для переходов с участием тяжелых и легких дырок, f_h и f_h' - функции распределения Ферми-Дирака тяжелых и легких дырок соответственно. Приведенная плотность состояний имеет вид [6]

$$\rho_i(h\nu) = \frac{\sqrt{2m_n}}{\pi h d w} \sum_{n,1} (h\nu - h\nu_{n1})^{-1/2} , \quad i=h, l . \quad (19)$$

Для условий однородного слабого возбуждения, когда распределение носителей в зонах подчиняется бoльшмановскому закону, выражение (18) упрощается. Тогда имеем

$$P = \frac{(|\bar{\mu}|_{\text{HTE}}^2 - |\bar{\mu}|_{\text{HTM}}^2) \cdot \rho_{\text{H}} + (|\bar{\mu}|_{\text{ITE}}^2 - |\bar{\mu}|_{\text{ITM}}^2) \cdot \rho_{\text{I}}}{(|\bar{\mu}|_{\text{HTE}}^2 + |\bar{\mu}|_{\text{HTM}}^2) \cdot \rho_{\text{H}} + (|\bar{\mu}|_{\text{ITE}}^2 + |\bar{\mu}|_{\text{ITM}}^2) \cdot \rho_{\text{I}}} \quad (20)$$

При рассмотрении излучения, для которого $h\nu < h\nu_{\text{ГГ}}$, т.е. когда еще не происходят переходы в первую подзону легких дырок, (20) преобразуется к виду

$$P = \frac{|\bar{\mu}|_{\text{HTE}}^2 - |\bar{\mu}|_{\text{HTM}}^2}{|\bar{\mu}|_{\text{HTE}}^2 + |\bar{\mu}|_{\text{HTM}}^2} \quad (21)$$

В работе исследовалась степень поляризации излучения в случае квадратного и прямоугольного сечений квантовой проволоки (рис. 4).

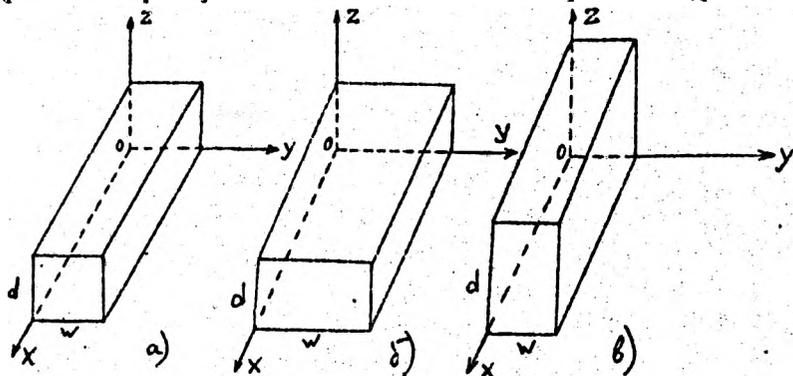


Рис. 4. Виды сечений квантовых проволок, для которых производился расчет степени поляризации излучения: а) $d=w=50 \text{ \AA}$, б) $d=50 \text{ \AA}$, $w=100 \text{ \AA}$, в) $d=100 \text{ \AA}$, $w=50 \text{ \AA}$

Диапазон рассматриваемых энергий составлял $h\nu - E_g < 0,9 \text{ эВ}$. При этом учитывались уровни, для которых $h\nu_{\text{н}} - E_g < 0,7 \text{ эВ}$. Такому ограничению соответствуют переходы с энергией $h\nu_{\text{н}}$ и $h\nu_{\text{ГГ}}$ на уровни первых подзон тяжелых и легких дырок. В изотропном приближении использовались следующие значения эффективных масс носителей [5]: $m_c = 0,067m_e$, $m_{\text{н}} = 0,34m_e$, $m_{\text{л}} = 0,094m_e$.

Рис. 5, 6 и 7 иллюстрируют зависимость степени поляризации P от $h\nu$ для трех углов наблюдения излучения $\beta = 90, 135$ и 180° . Отметим резкое

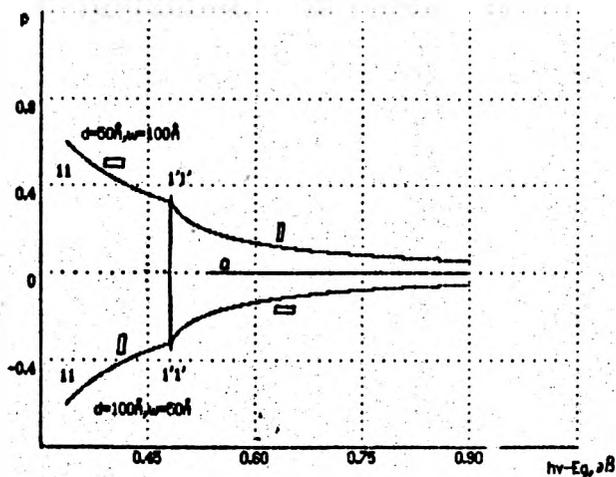


Рис.5. Зависимости степени поляризации в квантовых проволоках различных сечений от энергии квантов испускаемого излучения для $\beta = 90^\circ$

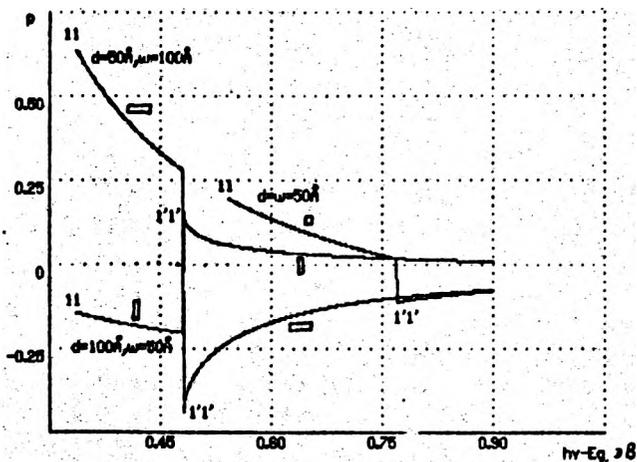


Рис.6. Зависимости степени поляризации в квантовых проволоках различных сечений от энергии квантов испускаемого излучения для $\beta = 135^\circ$

изменение степени поляризации при увеличении $h\nu$ до энергии переходов в подзону легких дырок $h\nu_{\Gamma_1}$. Следует учесть, что дипольный момент оптического перехода с участием легких дырок представляется в виде плоского ротатора, ориентированного перпендикулярно волновому вектору дырок и имеющего линейный компонент вдоль него [1]. Поэтому для начальных переходов, когда $h\nu$ достигает $h\nu_{\Gamma_1}$, значителен отклик на ТМ-моду, ведущий к резкому изменению P . В большинстве случаев влияние ТМ-моды на переходах $h\nu_{\Gamma_1}$ оказывается сильнее влияния ТЕ-моды, и знак степени поляризации изменяется.

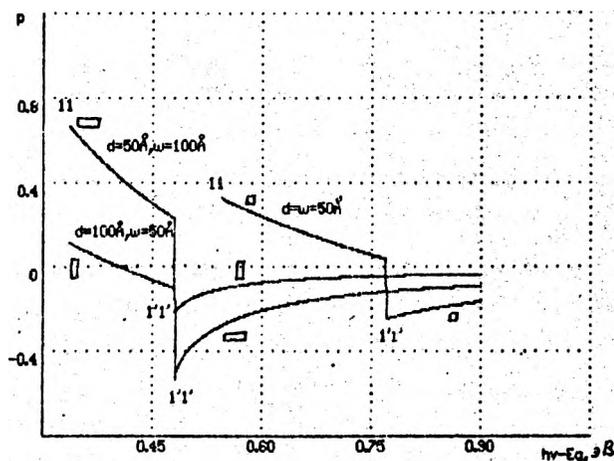


Рис.7. Зависимости степени поляризации в квантовых проволоках различных сечений от энергии квантов испускаемого излучения для $\beta = 180^\circ$

Как видно из рис. 5, соответствующего $\beta = 90^\circ$, для квантовой проволоки с квадратным сечением излучение неполяризовано при любых $h\nu$. Степень поляризации в структурах прямоугольного сечения претерпевает резкий скачок при $h\nu = h\nu_{\Gamma_1}$, причем зависимости P от $h\nu$ для обоих сечений являются симметричными относительно оси энергий. В квантовой

проволоке с сечением $d = 50 \text{ \AA}$, $w = 100 \text{ \AA}$ вклад ТЕ-моды в поляризацию превышает вклад ТМ-моды. Лишь при $h\nu = h\nu_{1,r}$ влияние ТМ-моды становится заметным, и степень поляризации меняет знак. Аналогичное поведение характерно и для структуры $d = 100 \text{ \AA}$, $w = 50 \text{ \AA}$, только в данном случае ТМ-мода является преобладающей.

Рис. 6, соответствующий $\beta = 135^\circ$, демонстрирует более резкие зависимости P от $h\nu$. Излучение, испущенное квантовой проволокой с квадратным сечением, обладает уже значительной степенью поляризации при начальных переходах $h\nu = h\nu_{1,1}$, которая затем монотонно уменьшается почти до нуля. При $h\nu = h\nu_{1,r}$ значение P испытывает скачок и становится отрицательным, а затем продолжает монотонно убывать (по модулю) из-за уменьшения влияния ТМ-моды.

В структурах с сечением $d = 100 \text{ \AA}$, $w = 50 \text{ \AA}$ вклад ТМ-моды продолжает увеличиваться и при $h\nu < h\nu_{1,r}$. Дальнейшее увеличение $h\nu$ ведет к скачкообразному изменению P . Для квантовой проволоки с сечением $d = 50 \text{ \AA}$, $w = 100 \text{ \AA}$ имеет место сильное влияние ТМ-моды на степень поляризации излучения при достижении энергии переходов в подзону легких дырок.

Для излучения, испускаемого квантовой проволокой в направлении $\beta = 180^\circ$ (перпендикулярно оси проволоки), обнаруживаются наиболее резкие зависимости P от $h\nu$ (рис.7). В структурах с прямоугольным сечением $d = 100 \text{ \AA}$, $w = 50 \text{ \AA}$ при начальных переходах $h\nu = h\nu_{1,1}$ доминирует ТЕ-мода и степень поляризации имеет положительный знак. Для данных структур при $h\nu \approx 0,4 \text{ эВ}$ излучение становится неполяризованным. Дальнейший рост $h\nu$ ведет к увеличению (по модулю) степени поляризации излучения, вызванному нарастанием интенсивности ТМ-моды. При достижении энергий $h\nu \approx h\nu_{1,r}$ вклад ТМ-моды становится еще большим, и P претерпевает малый скачок до значения $P \approx -0,21$, после чего степень поляризации начинает медленно убывать (по модулю).

Для квантовых проволок с сечениями $d = 50 \text{ \AA}$, $w = 100 \text{ \AA}$ и $d = 50 \text{ \AA}$, $w = 50 \text{ \AA}$ поляризационные зависимости при $h\nu < h\nu_{1,r}$ указывают на заметный вклад ТЕ-моды в излучение. При энергиях переходов, превышающих $h\nu_{1,r}$, возрастает роль ТМ-моды, и значение P монотонно убывает по модулю с частотой оптического перехода.

Рассчитанные зависимости степени поляризации от энергии оптических переходов объясняют экспериментальные результаты, полученные для

структур из пористого кремния [7,8]. Указанные зависимости P от $h\nu$ соответствуют экспериментальным данным, если учесть, что реальные излучатели представляют собой систему квантовых проволок разных сечений, разориентированных друг относительно друга. Учет реальной формы линии излучения, обусловленной спектральным уширением, позволил бы получить более адекватное описание реальных полупроводниковых низкоразмерных систем со структурой типа квантовой проволоки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика полупроводниковых лазеров / Под ред. Х.Такумы. - М.: Мир, 1989. - 310 с.
2. Asada M., Kameyama A., Suematsu Y. Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers // IEEE J. Quantum Electron. - 1984. - V. QE-20, no. 7. - P. 745 - 753.
3. Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур. / Д.В.Карасев, В.К.Кононенко, И.С.Манак, Д.Л.Харевич // Лазерная техника и оптоэлектроника. - 1992. - N 3-4. - С. 52-55.
4. Cross sectional shape dependence of quantum wire band structures and optical matrix elements / T.Tanaka, T.Yamauchi, J.N.Shulman, Y.Arakawa // Jpn. J. Appl. Phys. - 1993. - V. 32, pt. 2, no. 11A. - P. L1592 - L1595.
5. Kononenko V.K., Zakharova I.S. Laser Parameters of Quantum-Well Heterostructures. / Preprint no. IC/91/63/ ICTP. - Trieste, 1991. - 12 p.
6. Кононенко В.К. Оптические свойства гетероструктур с квантоворазмерными слоями. / Препринт N 492 / Ин-т физики АН БССР. - Минск, 1987. - 51 с.
7. Виталисов А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. Степень поляризации излучения в структурах типа квантовых проволок. // Тез. докл. 2-ой Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии. - Гродно, 1995. - С. 113.
8. Polarization of porous silicon luminescence / S.V.Gaponenko, V.K.Kononenko, E.P.Petrov et al. // Appl. Phys. Lett. - 1995. - V. 67, no. 20. - P. 3019 - 3021.