

PACS: 621.315.592

## ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ С УЧАСТИЕМ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В СВЕРХРЕШЕТКАХ ИЗ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Г.Б.ИБРАГИМОВ, Р.З.ИБАЕВА

*Институт физики НАН Азербайджана  
AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131  
guseyn@physics.ab.az; r.ibayeva@physics.science.az*

Получена: 16.07.2021  
Принята к печати: 17.09.2021

### РЕФЕРАТ

Исследовано поглощение электромагнитного излучения свободным электронным газом, взаимодействующим с колебаниями решетки в сверхрешетке квантовых точек. Предполагается, что электронный газ в сверхрешетке квантовых точек ограничен анизотропным параболическим потенциалом. Поглощение света свободными носителями при участии фононов рассчитывается во втором порядке теории возмущения. При вычислении коэффициента поглощения используются матричные элементы электрон-фононного и электрон-фононного взаимодействия (с полярными и неполярными оптическими фононами).

Ключевые слова: квантовая точка, сверхрешетка, мизонда, интрузионное поглощение.

Благодаря достижениям в области методов выращивания кристаллов с размерами близкими к межатомному расстоянию, таким как молекулярно-лучевая эпитаксия и металл-органическое осаждение из паровой фазы стало возможным получение таких низкоразмерных систем, как квантовые ямы, сверхрешетки, квантовые точки и т.д. С начала пионерской работе Есаки и Цу [1], полупроводниковым сверхрешеткам было посвящено большое количество исследований из-за их транспортных свойств и применения в устройствах электроники, таких как генераторы, туннельные диоды, транзисторы горячих электронов и оптико-электронные приборы [2,3].

Современная нанотехнология позволяет изготавливать квантовые точки различной формы, которые с успехом применяются в различных устройствах, квантовых каскадных лазерах на основе сверхрешеток квантовых точек [1-3], которые имеют значительно большую производительность по сравнению с существующими квантовыми каскадными лазерами на основе сверхрешеток из квантовых ям [4]. Сверхрешетки из квантовых точек привлекают внимание исследователей также благодаря своим необычным оптическим и оптоэлектронным свойствам, которые могут быть использованы для разработки новых оптоэлектронных приборов [5-13].

Хорошо известно, что электрон-фононное взаимодействие является важным фактором, влияющим на физические свойства полярных кристаллов, таких как энергия связи примесей, перенос заряда, линейные и нелинейные оптические свойства, особенно в низкоразмерных квантовых системах [14,15].

В настоящей работе развита теория поглощения света свободными носителями в сверхрешетке квантовых точек с анизотропным параболическим потенциалом при рассеянии носителей на полярных и неполярных оптических фононах.

В объемных полупроводниках квантово-механическая теория поглощения света свободными носителями с использованием теории возмущения второго порядка дана Думке [16]. Позднее она была подробно изучена для акустических фононов (через деформационный потенциал и пьезоэлектрическую связь), неполярных и полярных оптических фононов и примесей в объемных по-

полупроводниках [17]. Эти исследования показали различную степенную зависимость коэффициента поглощения от длины волны  $k$  излучения для различных механизмов рассеяния. Кроме того, эти степенные законы отличаются от классической зависимости  $k^2$  коэффициента поглощения. Поглощение света свободными носителями при рассеянии электронов на фононах теоретически исследовано в полупроводниковых квантовых ямах и проволоках [18-28] и в квантовых точках [29,30].

Известно, что движение электрона в сверхрешетке является ограниченным, и энергетический спектр его квантуется. Предполагается, что квантование имеет место в  $z$ -направлении. Рассматривается электрон-фононное взаимодействие в сверхрешетке квантовых точек с периодическим потенциалом  $U(z)$  периода  $d$  вдоль  $z$ -направления вида [31]

$$V(x, y) = \frac{m^*}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2), \quad (1)$$

где  $m^*$  - эффективная масса и  $\omega_x$  и  $\omega_y$  - частоты конфайнмента в  $x$ - и  $y$ -направлениях, соответственно.

В приближении сильной связи Гамильтониан для носителей тока в сверхрешетке квантовых точек может быть записан как [8,9]

$$H = \frac{(p_x^2 + p_y^2)}{2m^*} + \frac{m^*}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2) + \frac{\Delta}{2} (1 - \cos \frac{p_z d}{\hbar}), \quad (2)$$

где  $\Delta$  - ширина минимума.

Нормализованные собственные волновые функции электрона  $\Psi_{n,l,k_z}(r)$  и собственные значения энергии  $E_{n,l}(k_z)$  в зоне проводимости задаются, соответственно, в виде [10]

$$\Psi_{n,l,k_z}(r) = \frac{1}{\sqrt{L_z}} \Psi_n(x) \Psi_l(y) \xi_{k_z}(z), \quad (3)$$

$$E_{n,l}(k_z) = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_x + (l + \frac{1}{2})\hbar\omega_y + \frac{\Delta}{2} (1 - \cos k_z d) = \varepsilon_{n,l} + \varepsilon(k_z), \quad (4)$$

где  $n(=0,1,2,\dots)$  и  $l(=0,1,2,\dots)$  - индексы уровней электронных подзон,  $k_z$  - компонента волнового вектора в  $z$ -направлении,

$\Psi_n(x) = \sqrt{l/\sqrt{\pi} x} 2^n n! \exp[-x^2/2l^2] H_n(x/l)$  и  $\Psi_l(y) = \sqrt{l/\sqrt{\pi} y} 2^l l! \exp[-y^2/(2l^2)] H_l(y/l)$  - собственные волновые функции гармонического осциллятора,  $H_n(x)$  - полином Эрмита,  $l_x = \sqrt{\hbar/(m^* \omega_x)}$ ,  $l_y = \sqrt{\hbar/(m^* \omega_y)}$ ,  $\xi_{k_z}(z)$  - бловховская функция в приближении сильной связи в  $z$ -направлении, и  $L_z$  - нормализованная длина в  $z$ -направлении.

Поглощение света свободными носителями при участии фононов рассчитывается во втором порядке теории возмущения. Коэффициент поглощения определяется при этом известной формулой [20]

$$\alpha = \frac{\varepsilon^{1/2}}{n_0 c} \sum_i W_i f_i, \quad (5)$$

где  $\varepsilon$  - диэлектрическая постоянная,  $n_0$  - число фотонов в поле излучения,  $f_i$  - функция распределения свободных носителей тока,  $W_i$  - вероятность перехода, определяемая следующим выражением

$$W_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha} \left[ \langle f | M_{+} | i \rangle^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega - \hbar\omega_q) + \langle f | M_{-} | i \rangle^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega + \hbar\omega_q) \right], \quad (6)$$

где  $E_i$  и  $E_f$  - энергия начального и конечного состояния электронов, соответственно,  $\hbar\Omega$  - энергия фотона,  $\hbar\omega_q$  - энергия фонона, и  $\langle f | M_{\pm} | i \rangle$  - элементы матрицы перехода от начального состояния к конечному для взаимодействия между электронами, фононами и фотонами. Элементы матрицы перехода могут быть представлены в виде

$$\langle f | M_{\pm} | i \rangle = \sum_{\alpha} \left( \frac{\langle f | H_{\alpha} | \alpha \rangle \langle \alpha | V_{\pm} | i \rangle}{E_i - E_{\alpha} \mp \hbar\omega_q} + \frac{\langle f | V_{\pm} | \alpha \rangle \langle \alpha | H_{\alpha} | i \rangle}{E_i - E_{\alpha} - \hbar\Omega} \right), \quad (7)$$

где индексы  $i, \alpha, f$  обозначают начальное, промежуточное и конечное состояния электрона с квантовыми числами  $k, n, l$ ,  $H_{\alpha}$  - оператор электрон-фотонного взаимодействия,  $V_{\pm}$  - оператор электрон-фононного взаимодействия.

Подставляя выражения для волновых функций (3) в выражения (7) для матричных элементов электрон-фотонного взаимодействия получим

$$\langle n'l'k'_z | H_{\alpha} | nk_z \rangle = \frac{e\Delta d \sin(k_z d)}{2\hbar} \left( \frac{2\pi n_0}{V\Omega \varepsilon} \right)^{1/2} \delta_{n'n} \delta_{l'l'} \delta_{k'_z k_z}, \quad (8)$$

где  $V$  - объем кристалла, поле излучения поляризовано вдоль  $z$ -направления,  $\varepsilon$  - вектор поляризации.

Функция распределения электронов для невырожденного электронного газа имеет вид

$$f_0(E_{n,l,k_z}) = \frac{2n_{1,d} d e^{-\frac{E_{n,l,k_z}}{k_B T}} \sinh\left(\frac{\hbar\omega_x}{2k_B T}\right) \sinh\left(\frac{\hbar\omega_y}{2k_B T}\right)}{M\left(\frac{1}{2}, 1, \frac{\Delta}{k_B T}\right)} \exp\left(-\frac{E_{n,l,k_z}}{k_B T}\right), \quad (9)$$

где  $n_{1,d}$  - число электронов на единицу длины и  $M(a; c; x)$  - конфлюэнтная гипергеометрическая функция [18].

$$M(a, c; x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(a)_n x^n}{(c)_n n!}.$$

Матричный элемент электрон-фононного взаимодействия имеет следующий вид

$$\langle k'_z n' l' | V_s | k_z n l \rangle^2 = C_j^2 J_{n'l'}(x) J_{l'n'}(y) I(q_z), \quad (10)$$

где  $V_s$  - оператор энергии взаимодействия электрона с фононом,  $C_j$  - функция, характеризующая взаимодействие между электронами и фононами,

$$J_{nr}(q_x) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iq_x x} dx \Psi_n(x) \Psi_n(x) \quad J_{nr}(q_y) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iq_y y} dy \Psi_n(y) \Psi_n(y)$$

$$I(q_z) = \int_0^d \xi_{k_z}(z) \xi_{k_z}^*(z) e^{iq_z z} dz. \quad (11)$$

Для взаимодействия электрона с полярными оптическими фононами

$$C_{POL}^2 = 2\pi e^2 \hbar \omega_0 \left\{ \frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right\}, \quad F_{POL} = \frac{N_0^+}{q^2},$$

$$N_0 = \left[ \exp\left(\frac{\hbar \omega_0}{K_B T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad N_0^- = N_0, \quad N_0^+ = N_0 + 1, \quad (12)$$

здесь  $\epsilon_{\infty}$  и  $\epsilon_0$  - высокочастотная и статическая диэлектрические постоянные полупроводника, соответственно. Энергия фонона взята  $\hbar \omega_q = \hbar \omega_0 \approx \text{const}$

$$N_0 = \left[ \exp\left(\frac{\hbar \omega_0}{K_B T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad N_0^- = N_0, \quad N_0^+ = N_0 + 1,$$

где  $N_0^- (N_0^+)$  описывает уничтожение и рождение фонона.

Для взаимодействия электрона с неполярными оптическими фононами

$$C_{np}^2 = \frac{\hbar D}{2\rho \omega_0 V}, \quad F_{np}(q) = N_0^+, \quad (13)$$

где  $D$  - постоянная неполярного оптического деформационного потенциала.

Учитывая формулы (6) и (10) в (5) и производя суммирование по  $k_z^*$  для коэффициента поглощения имеем

$$\alpha = \left( \frac{\pi e \Delta d}{\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{CV \Omega^3} \sum_{n \neq n'} \sum_{n k_z} \sum_q f_{nk_z} C_j^2 |I_{nn}(q_x, \lambda)|^2 |I_{nr}(q_y, \lambda)|^2 (\sin(k_z + q_z)d - \sin k_z d)^2 \times$$

$$\times \left\{ N_0 \delta \left( (n'-n)\hbar \omega_x + (e'-e)\hbar \omega_y + \frac{\Delta}{2} (\cos k_z d - \cos(k_z + q_z)d - \hbar \Omega + \hbar \omega_q) \right) + \right.$$

$$\left. + (N_0 + 1) \delta \left( (n'-n)\hbar \omega_x + (l'-l)\hbar \omega_y + \frac{\Delta}{2} (\cos k_z d - \cos(k_z + q_z)d) - \hbar \Omega - \hbar \omega_q \right) \right\}. \quad (14)$$

В формуле (14), переходя от суммирования по  $k_x$  и  $q_x$  к интегрированию по  $k_x$  и  $q_x$  с помощью следующих выражений

$$\sum_q \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\pi/d}^{\pi/d} dq_x dq_y dq_z$$

$$\sum_{q_x} (...) = \left( \frac{L_x}{2\pi} \right) \int_{-\pi/d}^{\pi/d} (...) dx,$$

и, используя свойства  $\delta$ -функции Дирака

$$\delta[f(x)] = \sum_i \frac{\delta(x-x_i)}{|f'(x_i)|}$$

$$\int_{-\pi/d}^{\pi/d} dq_x f(q_x) \delta(q_x - a) = f(a),$$

для коэффициента поглощения при рассеянии на полярных и неполярных оптических фононах получим

$$\alpha_{pol} = \frac{4\pi e^4 \Delta d \omega_0 L_x}{c \Omega^3 \epsilon^2 \hbar^3} \left( \frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \sum_{n \neq n'} \sum_{n e} \sum_{\pm} \int_{-\pi/d}^{\pi/d} dk_z f_{n e k_z} \left( N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \frac{\sqrt{1 - \frac{4}{\Delta^2} \Theta_{\pm}^2 - \sin k_z d}}{\sqrt{1 - \frac{4}{\Delta^2} \Theta_{\pm}^2}} \times$$

$$\times \int_0^{\pi} \int_0^{\pi} \frac{|I_{nn}(q_x, \lambda)|^2 |I_{nr}(q_y, \lambda)|^2}{(q_x^2 + q_y^2) + a_{\pm}^2} dq_x dq_y, \quad (15)$$

$$\alpha_{n, pol} = \frac{D^2 e^2 \Delta d}{\pi \rho \omega_0 \Omega^3 L_x L_y} \sum_{n \neq n'} \sum_{n e} \sum_{\pm} \int_{-\pi/d}^{\pi/d} dk_z f_{n e k_z} \left( N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \frac{\sqrt{1 - \frac{4}{\Delta^2} \Theta_{\pm}^2 - \sin k_z d}}{\sqrt{1 - \frac{4}{\Delta^2} \Theta_{\pm}^2}} \times$$

$$\times \frac{1}{n'^2 - n} \cdot \frac{1}{l' - l}, \quad (16)$$

где

$$\Theta_{\pm}(k_z d) = (n' - n)\hbar \omega_x + (l' - l)\hbar \omega_y \pm \hbar \omega_0 + \hbar \Omega + \frac{\Delta}{2} \cos k_z d$$

$$a_{\pm}^2 = \frac{1}{d^2} \left( k_z d - \cos^{-1} \left( \frac{2}{\Delta} \Theta_{\pm}(k_z d) \right) \right)^2$$

$$\text{При выводе формулы (16) учтено, что } \int_0^{\pi} \frac{|I_{nn}(u)|^2 du}{u} = \frac{1}{n'^2 - n}.$$

Из выражения (16) видно, что коэффициент поглощения расходуется всякий раз, когда выполняется условие  $1 - 4\Theta_{\pm}^2/\Delta^2 = 0$ . Кроме того, из того факта, что значения  $1 - 4\Theta_{\pm}^2/\Delta^2$  действительны и положительны, мы можем найти интервал энергий для допустимых значений коэффициента поглощения.

Как следует из уравнений (15)-(16), пики наблюдаются при определенных частотах падающего фотона. Резонансное поведение коэффициента поглощения для электрон-фононного рассеяния проявляется для частот, удовлетворяющих соотношению

$$\hbar \omega_x + \hbar \omega_y \pm \hbar \omega_0 = \hbar \Omega, \quad (17)$$

здесь  $N = n' - n = 1, 2, 3, \dots$ , и  $P = l' - l = 1, 2, 3, \dots$

Из уравнения (17) следует, что в результате рассеяния электроны с подуровней, определенных индексом  $n(l)$ , могут переходить на один из подуровней с индексом  $n'(l')$ , поглощая и/или испуская фотон с энергией  $\hbar\Omega$  при поглощении LO-фонона с энергией  $\hbar\omega_p$ .

Уравнение (17) является основным уравнением для определения формы спектральной линии поглощения, которое позволяет анализировать резонансные эффекты в полупроводниках.

На Рис.1 приведена зависимость  $\alpha$  от  $\hbar\Omega$  при  $\hbar\omega_p=0.03\text{eV}$  и  $\hbar\omega_p=0.02\text{eV}$ ,  $0.06\text{eV}$ ,  $0.08\text{eV}$ . Зависимость  $\alpha_{\text{max}}$  от  $\omega_p$  дана для  $\Delta=0.0024\text{eV}$  на Рис.2. Как видно, с увеличением  $\omega_p$  максимальное значение  $\alpha$  растет. Значения  $\omega_p$ , влияя на изменение величины  $\alpha_{\text{max}}$ , а также частоты, при которой она достигается ( $\hbar\Omega$ ), сдвигаются в сторону малых частот.

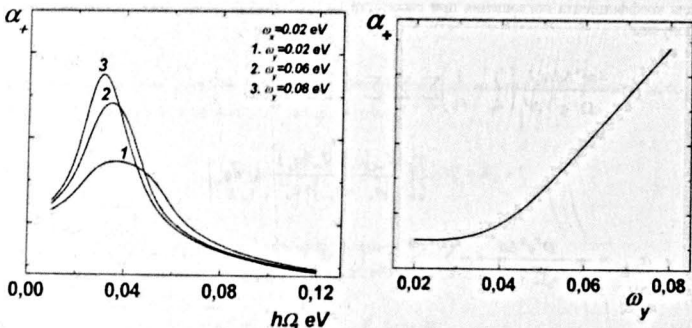


Рис.1

Зависимость  $\alpha$  от  $\hbar\Omega$  при  $\hbar\omega_p=0.03\text{eV}$  и  $\hbar\omega_p=0.02\text{eV}$ ,  $0.06\text{eV}$ ,  $0.08\text{eV}$ .

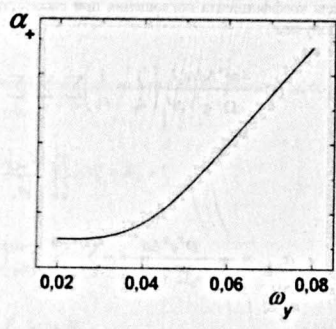


Рис.2

Зависимость  $\alpha_{\text{max}}$  от  $\omega_p$  при  $\Delta=0.0024\text{eV}$ .

Отметим, что суммирование в уравнении (15) по размерным подуровням содержит вклады трех типов: (i)  $n' \neq n, l' = l$ , (ii)  $n' = n, l' \neq l$  и (iii)  $n' \neq n, l' \neq l$ .

Таким образом, исходя из правила отбора, возможны три следующих перехода при рассеянии электронов на полярных оптических фононах:

- (1) переход между размерными подуровнями только в  $x$ -направлении,
- (2) переход между размерными подуровнями только в  $y$ -направлении,
- (3) переход между размерными подуровнями как в  $x$ -направлении, так и  $y$ -направлении.

Из уравнения (16) следует, что для рассеяния электрона на неполярных оптических фононах возможен только один переход - переход, обусловленный размерными подуровнями как для  $x$ , так и для  $y$ -направления.

1. L.Esaki, R.Tsu. *Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors*, *IBM J. Res. Dev.*, **14** (1970) 61-65.

2. L.Eaves, F.W.Sheard, G.A.T.Toombs. *Band Structure Engineering in Semiconductor Micro-structures* edited by R.A. Abram and M. Jaros, Plenum, New York, **189** (1989) 149.
3. E.E.Mendez, Interfaces. *Quantum Wells, and Superlattices* edited by C.Leavens and R.Taylor, Plenum, New York, **179** (1988) 227.
4. I.A.Dmitriev, R.A.Suris. *Bloch oscillations in quantum dot superlattices*, *Phys. Status Solidi A*, **202** (2005) 987-993.
5. A.Imran, J.Jiang, D.Eric, M.N.Zahid, M.Yousaf, Z.Shah. *Optical properties of InAs/GaAs quantum dot superlattice structures*, *Results in Physics*, **9** (2018) 297-302.
6. S.Hiura, K.Itabashi, K.Takeishi, J.Takayama, T.Kiba, A.Murayama. *Quantum spin transport to semiconductor quantum dots through superlattice*, *Applied Physics Letters*, **114** (2019) 072406-072412.
7. Y.Harada, N.Iwata, D.Watanabe, S.Asahi, T.Kita. *IEEE 46th Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, (2019).
8. W.M. Shu, X.L.Lei. *Miniband transport in semiconductor superlattices in a quantized magnetic field*, *Phys. Rev. B*, **50** (1994) 17378-17382.
9. S.C.Lee, D.S.Kang, J.D.Ko, Y.H.Yu, J.Y.Ryu, S.W.Kim. *Magnetophonon Resonances in the Miniband Transport in Semiconductor Superlattices*, *J. Korean Phys. Soc.*, **39** (2001) 643-649.
10. S.C.Lee. *Optically Detected Spin-Magnetophonon*, *J. Korean Phys. Soc.*, **51** (2007) 1973-1978.
11. S.C.Lee. *Electrophonon Resonance in Quantum-Dot Superlattices*, *J. of Korean Phys. Soc.*, **52** (2008) 1081-1085.
12. D.S.Kang, S.C.Lee, S.W.Kim. *Magnetophonon Resonance by Quantum Size Effects in n-Ge-based and n-GaAs-based Quantum-dot Superlattices*, *Journal of the Korean Physical Society*, **57** (2010) 760-767.
13. V.A.Ermakov, J.M.Clemente da Silva Filho, L.G.Bonato, N.V. Vardhan Mogli, F.E.Montoro, F.Ikawa, A.F.Nogueira, C.L.Cesar, E.Jiménez-Villar, F.Chagas Marques. *Quantum Dots in Flakes*, *ACS Omega*, **3** (2018) 2027-2032.
14. N.Quang Bau. *Do Tuan Long Journal of Science: Impact of confined LO-phonons on the Hall effect in doped semiconductor superlattices*, *Advanced Materials and Devices*, **1** (2016) 209-213.
15. Hong-Jing Xie, Chuan-Yu Chen, Ben-Kun Ma. *The bound polaron in a cylindrical quantum well wire with a finite confining potential*, *J. Phys.: Condens. Matter*, **12** (2000) 8623-8627.
16. Hong-Jing Xie, Chuan-Yu Chen, Ben-Kun Ma. *Bound polaron in a cylindrical quantum wire of a polar crystal*, *Phys. Rev. B*, **61** (2000) 4827-4831.
17. W.P.Dumke. *Quantum theory of free carrier absorption*, *Phys. Rev.*, **124** (1961) 1813-1817.
18. K.Seeger. *Semiconductor Physics: An Introduction*, *Springer Series in Solid State Sciences*, 9th ed., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, (2004).
19. H.N.Spector. *Free-carrier absorption in quasi-two-dimensional semiconducting structures*, *Phys. Rev. B*, **28** (1983) 971-976.
20. S.S.Kubakaddi, B.G.Mulimani. *Free-carrier absorption in semiconducting quantum well wires*, *J. Phys. C: Solid State. Phys.*, **18** (1985) 6647-6652.
21. H.Adamska, H.N.Spector. *Free-carrier absorption from electrons in confined systems*, *J. Appl. Phys.*, **59** (1986) 619-623.
22. C.-C.Wu, C.-J.Lin. *Free-carrier absorption in n-type piezoelectric semiconductor films*, *J. Phys.: Condens. Matter*, **6** (1994) 10147-10158.
23. H.Adamska, H.N.Spector. *Free carrier absorption in quantum well structures for polar optical phonon scattering*, *J. Appl. Phys.*, **56** (1984) 1123-1127.
24. C.-C.Wu, C.-J.Lin. *Free-carrier absorption in n-type gallium arsenide films for polar optical phonon scattering*, *J. Appl. Phys.*, **79** (1996) 781-785.
25. S.S.Kubakaddi, B.G.Mulimani. *Free-carrier absorption in semiconducting quantum well wires for nonpolar optical phonon scattering*, *J. Appl. Phys.*, **63** (1988) 1799-1804.
26. G.B.Ibragimov. *Free-carrier magnetoabsorption in quantum well wires*, *J. Phys.: Condens. Matter*, **15** (2003) 8949.
27. G.B.Ibragimov. *Free-carrier magnetoabsorption in quantum well structures*, *Ukr. J. Phys.*, **48** (2003) 527-532.

28. G.B.Ibragimov, D.Huseyin, Y.Halil. *Confined LO phonon limited free carrier absorption in quantum well wires*, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, **9** (2006) 12-16.
29. V.V.Karpunin, V.A.Margulis. *Absorption of the electromagnetic radiation in quantum wire with an anisotropic parabolic potential placed in the transverse magnetic field*, *FTP*, **50** (2016) 785-790.
30. A.V.Shorokhov, V.A.Margulis. *Intraband resonance scattering of electromagnetic radiation in anisotropic quantum dots*, *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*, **1** (2010) 178-187.
31. D.Q.Khoa, N.N.Hieu, T.N.Bich, Le T.T.Phuong, B.D.Hoi, Tran P.T.Linh, Q.K.Quang, C.V.Nguyen, H.V.Phuc. *Magneto-optical absorption in quantum dot via two-photon absorption process*, *Optik*, **173** (2018) 263-270.
32. H.Noguchi, J.P.Leburton, H.Sakaki. *Transient and steady-state analysis of electron transport in one-dimensional coupled quantum-box structures* *Phys. Rev. B*, **47** (1993) 15593-15600.
33. M.George, B.Arftken, H.J.Weber. *Mathematical Methods for Physicists.*, *Academic Press, New York*, (2001) 832-837.

### KVANT NÖQTƏLİ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ OPTİK FONONLARIN İŞTİRAKI İLƏ SƏRBƏST YÜKDAŞIYICILARLA İŞİĞİN UDULMASI

H.B. İBRAHİMOV, R.Z. İBAYEVA

Kvant nöqtəli ifratqəfəslərdə elektromaqnit şüalanmasının sərbəst elektron qazı ilə udulması tədqiq olunmuşdur. Farz olunur ki, kvant nöqtəli ifratqəfəslərdə elektron qazı anizotrop parabolik potensialla məhdudlanmışdır. Fononların iştirakı ilə işığın sərbəst yükdaşıyıcılarla udulması ikinci tərtib həyəcanlaşma nəzəriyyəsi ilə hesablanmışdır. Udulma əmsalını hesablanmasında elektron-foton və elektron-fonon (polyar və qeyri-polyar optik fononlarla) qarşılıqlı təsirinə matris elementlərindən istifadə olunmuşdur.

### LIGHT ABSORPTION BY FREE CARRIERS WITH OPTICAL PHONON PARTICIPATION IN QUANTUM DOT SUPERLATTICES

G.B.İBRAGIMOV, R.Z.İBAYEVA

The absorption of electromagnetic radiation by a free electron gas interacting with lattice vibrations in a quantum dot superlattice has been investigated. It was assumed that the electron gas in the quantum dot superlattice was limited by the anisotropic parabolic potential. The absorption of light by free carriers with the participation of phonons was calculated in the second order of the perturbation theory. When calculating the absorption coefficient, the matrix elements of the electron-photon and electron-phonon interactions of the electron (with polar and nonpolar optical phonons) have been used.