BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ

№4 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2014

УДК 74.78FK; 73.63Kv

ВНУТРИЗОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В СВЕРХРЕШЕТКАХ ИЗ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Г.Б.ИБРАГИМОВ*, Р.З.ИБАЕВА**

Бакинский Государственный Университет*

Институт Физики НАНА Азербайджана**

guseyn@physics.ab.at

Развита теория поглощения света свободными носителями в сверхрешетках из квантовых точек с анизотропной параболической потенциальной ямой при рассеянии носителей на полярных и неполярных оптических и ограниченных фононах.

Ключевые слова: квантовая точка, сверхрешетка, минизона, свободные носители, внутризонное поглощение

Благодаря достижениям в области методов выращивания кристаллов с размерным контролем, близким к межатомному расстоянию, таким как молекулярно-лучевая эпитаксия и металлорганическое осаждение из паровой фазы, стало возможным разработать ряд низкоразмерных систем, таких как квантовые ямы, сверхрешетки, квантовые точки и т.д. С реализацией первых квантовых точек около двух десятилетий назад, много усилий было посвящено их изучению. Квантовые точки, которые принципиально ограничены электронными пучками, представляют собой основные компоненты наноэлектроники. Интерес к ним вызван тем, что эти так называемые, «искусственные атомы» могут быть изготовлены и настроены таким образом, чтобы они имели конкретные характеристики. Это важное свойство как с точки зрения возможных применений, так и для изучения основных квантовых явлений.

Как было показано, они обладают многими атомоподобными свойствами, такими как особые оболочки структуры, определяемые свойствами внешнего конфайнмента. Синтезированная неоднородная квантовая точка с центральным ядром и многими слоями оболочек, называемая квантовой ямой квантовых точек [1-2], получаемая с помощью влажного химического метода синтеза является областью большого интереса для многих авторов [3,4]. С начала пионерской работы Есаки и Цу [5], полупроводниковым сверхрешеткам (СР) было посвящено большое количество исследований из-за их транспортных свойств и их технологических приложений в устройствах электроники, таких как новые генераторы, туннельные диоды, транзисторы горячих электронов и оптико-электронные приборы [6,7].

Современная нанотехнология позволяет изготавливать квантовые точки различных форм. Полупроводниковые сверхрешетки квантовых точек привлекает все большее внимание в связи с их возможными применениями в различных устройствах. Например, у них есть потенциал для увеличения эффективности солнечного преобразования энергии [8]; совсем недавно были получены солнечные элементы с промежуточной зоной [9]. Ожидается также, [5,6,7], что квантовые каскадные лазеры на основе сверхрешеток из квантовых точек должны иметь превосходящую производительность по сравнению с существующими квантовыми каскадными лазерами на основе сверхрешеток из квантовых ям [10]. Таким образом, существует значительный интерес к исследованию переноса заряда в сверхрешетках из квантовых точек, который очень важен для понимания эффективности работы большинства упомянутых устройств.

Хорошо известно, что электронфононное взаимодействие является важным фактором, влияющим на физические свойства полярных кристаллов, таких как энергия связи примесей, перенос заряда и линейные и нелинейные оптические свойства, особенно в низкоразмерных квантовых системах [11,12].

В настоящей работе проведено исследование поглощения электромагнитного излучения свободным электронным газом, взаимодействующим с колебаниями решетки, в сверхрешетках из квантовых точек.

Известно, что движение электрона в сверхрешетках является ограниченным и, что энергетический спектр квантуется на дискретных уровнях. Мы предполагаем, что квантование имеет место в z –направлении. Мы рассматриваем электронфононное взаимодействие в сверхрешетках из квантовых точек с периодическим потенциалом $U(z)$ периода d вдоль z-направления [13]. Предполагается, что электронный газ в сверхрешетках из квантовых точек ограничен анизотропным параболическим потенциалом следующим образом:

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

где m^*-эффективная масса и ω_x $и$ ω_y частоты конфайнмента в x и y направлениях, соответственно. В приближении сильной связи Гамильтониан для носителя в сверхрешетках из квантовых точек может быть записан в виде [14,15]

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

где Δ - ширина минизоны. Нормированные собственные функции электрона $\Psi_{n,e,k_z}(r)$ и собственные значения $E_{n,l}(k_z)$ в зоне проводимости задаются, соответственно, в виде [16]

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

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

где через $n(=0,1,2,...)$ и $l(=0,1,2,...)$ обозначены индексы уровней электронных подзон, k_z-компонента волнового вектора в z-направлении, $\Psi_n(x)$ и $\Psi_n(y)$ - собственные функции простого гармонического осциллятора, $\xi_{k_z}(z)$ - блоховская функция сильной связи в z-направлении и L_z - нормированная длина в z - направлении.

Рассматриваемый процесс поглощения света свободными носителями при участии фононов рассчитывается во втором порядке теории возмущения. Коэффициент поглощения определяется при этом известной формулой [17]

$$\alpha=\frac{\in^{1/2}}{n_0c}\sum_i W_i f_i \qquad (5)$$

где $\in$ -диэлектрическая постоянная, n_0 -число фотонов в поле излучения, f_i функция распределения свободных носителей, W_i - вероятность перехода определяемая следующей формулой

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

где E_i и E_f обозначают начальное и конечное состояние энергии электронов, соответственно, $\hbar\Omega$ - энергия фотона, $\hbar\omega_q$ - энергия фонона и $\langle f|M_\pm|i\rangle$ -являются элементами матрицы перехода от начального состояния в конечное состояние для взаимодействия между электронами, фононами и фотонами. Эти элементы матрицы перехода могут быть представлены в виде

$$\left\langle f\left|M_{\pm}\right|i\right\rangle=\sum_{\alpha}\Big(\ \frac{\left\langle f\left|H_{R}\right|\alpha\right\rangle\left\langle \alpha\left|V_{s}\right|i\right\rangle}{E_{i}-E_{\alpha}\mp\hbar\omega_{q}}+\frac{\left\langle f\left|V_{s}\right|\alpha\right\rangle\left\langle \alpha\left|H_{R}\right|i\right\rangle}{E_{i}-E_{\alpha}-\hbar\Omega}\ \Big),\qquad(7)$$

где индексы *i, α, f* обозначают начальное, промежуточное и конечное состояния электрона и включают квантовые числа *k, n, l*. H_R -оператор электронфотонного взаимодействия, V_s -оператор электронфононного взаимодействия.

Используя волновые функции, заданные выражением (3), матричные элементы электронфотонного взаимодействия могут быть записаны как

$$\left\langle n'l'k_z'\left|H_R\right|nlk_z\right\rangle=\frac{e\Delta d\sin(k_z d)}{2\hbar}\left(\frac{2\pi\hbar n_0}{V\Omega\in}\right)^{1/2}(\varepsilon k_z)\delta_{nn'}\delta_{ll'}\delta_{k\,k_z'},\qquad(8)$$

где V –объем кристалла. Здесь поле излучения поляризовано вдоль z -направления , ε -вектор поляризации поля излучения.

Функция распределения электронов для невырожденного электронного газа может быть записана как

$$f_0\left(E_{nlk_z}\right)=\frac{2n_{1d}de^{\frac{\Delta}{k_BT}}\sinh\left(\frac{h\omega_x}{2k_BT}\right)\sinh\left(\frac{\hbar\omega_y}{2k_BT}\right)}{M\left(\frac{1}{2},1,\frac{\Delta}{k_BT}\right)}\exp\left(-\frac{E_{nlk_z}}{k_BT}\right),(9)$$

где n_{1D} - 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 электронфононного взаимодействия имеет следующий вид

$$\left|\left\langle k_z'n'l'\left|V_s\right|k_z nl\right\rangle\right|=C_j'\ J_{nn'}(x)J_{ll'}(y)I(q_z)\ ,\qquad(10)$$

V_s- оператор энергии взаимодействия электрона с фононом. C_j -функции, характеризующая взаимодействие между электронами и фононами.

$$J_{nn'}(q_x)=\int_{-\infty}^{\infty}e^{iq_x x}dx\Psi_n(x)\Psi_{n'}(x),\qquad J_{ll'}(q_y)=\int_{-\infty}^{\infty}e^{iq_y y}dy\Psi_l(y)\Psi_{l'}(y)\ ,$$

$$I(q_z)=\int_0^d\xi_{k_z}(z)\xi_{k_k'}(z)e^{iq_z z}dz\ ,\qquad C_j'^2=C_j^{\,2}F_1(q).$$

Для взаимодействия электрона с полярно-оптическими фононами

$$C_{POL}^2 = 2\pi e^2 \hbar\omega_0 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right\}, \quad F_{POL} = \frac{N_0^{\pm}}{q^2},$$

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

Здесь ε_∞ и ε_0 - высокочастотная и статическая диэлектрические постоянные полупроводника, соответственно. Как обычно, энергия фонона взята $\hbar\omega_q = \hbar\omega_0 \approx \text{const}$,

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

где $N_0^-\left(N_0^+\right)$ описывает уничтожение (рождение) фонона.

Для взаимодействия электрона с неполярно-оптическими фононами

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

где D –постоянная неполярного оптического деформационного потенциала.

Для взаимодействия электрона с ограниченными фононами

$$C_{OP}^2 = 2\pi e^2 \hbar\omega_0 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right\}, \qquad F_{OP} = \frac{N_0^{\pm}}{q_\perp^2 + \left(\frac{mp}{L} \right)^2},$$

Используя матричные элементы электронфотонного и электрон-фононного взаимодействия, вышеупомянутого процесса получим коэффициент поглощение света свободными носителями:

$$\alpha_{pol} = \frac{4\pi^4 n_{1D} e^4 d^3 e^{\frac{\Delta}{k_B T}}}{\hbar^3},$$

$$\alpha_{pol} = \alpha_1 \cdot C_{pol}^2 \sum_{fiq} \frac{\left|\mathrm{I}(q_z)\right|^2 \left|J_{nn'}(q_x)\right|^2 \left|J_{ee'}(q_y)\right|^2}{q^2} \times \Delta\left(E, E'\right),$$

$$\alpha_{n\cdot pol} = \alpha_1 \cdot C_{np}^2 \sum_{fiq} \left|\mathrm{I}(q_z)\right|^2 \left|\mathrm{I}_{nn'}(q_x)\right|^2 \left|\mathrm{I}_{ee'}(q_y)\right|^2 \cdot \Delta\left(E, E'\right),$$

$$\alpha_{op} = \alpha_1 \cdot C_{op}^2 \sum_{fiq} \frac{\left|\mathrm{I}(q_z)\right|^2 \left|J_{nn'}(q_x)\right|^2 \left|J_{ee'}(q_y)\right|^2}{q_\perp^2 + \left(\frac{mp}{L}\right)^2} \Delta\left(E, E'\right),$$

где

$$\alpha_1 = \frac{2\pi^3 n_{1D} e^2 d^3 e^{\frac{\Delta}{k_B T}} \sinh\left(\frac{\hbar\omega_x}{2k_B T}\right) \sinh\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right)}{\hbar^4 \Omega^3 V},$$

$$\Delta\left(E, E'\right) = \exp\left\{-\frac{1}{k_B T}\left[\left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_x + \left(l + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_y + \frac{\Delta}{2}\left(1 - \cos k_z d\right)\right]\right\} \cdot$$

$$\cdot \{N_0 \delta\left(\left(n_f - n_i\right)\hbar\omega_x + \left(l_f - l_i\right)\hbar\omega_y + \frac{\Delta}{2}\left(\cos k_z d - \cos k_z' d\right) - \hbar\Omega + \hbar\omega_0\right) + \left(N_0 + 1\right) \cdot$$

$$\cdot \delta\left(\left(n_f - n_i\right)\hbar\omega_x + \left(l_f - l_i\right)\hbar\omega_y + \frac{\Delta}{2}\left(\cos k_z d - \cos k_z' d\right) - \hbar\Omega - \hbar\omega_0\right)\}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Mews, A. Eychmuller, M. Giersig, D. Schooss, and H. Weller, J. Phys. Chem. 98, 934, (1994).
2. A. Eychmuller, A. Mews, and H. Weller, Chem. Phys. Lett. 208, 59, (1993).
3. Joseph W. Haus, H.S. Zhou, I. Honma, and H. Komiyama, Phys. Rev. B 47, 1359, (1993).
4. L.Zhang, H.J. Xie, and C.Y. Chen, Commun. Theor. Phys. 37, 755, (2002).
5. L.Esaki and R Tsu, *IBM. J. Res. Dev.* 14, 61 (1970)
6. L.Eaves, F.W.Sheard and G A T Toombs, *Band Structure Engineering in Semiconductor Microstructures* edited by R.A.Abram and M.Jaros (Plenum, New York, 1989)vol. 189, p. 149
7. E.E.Mendez, *Interfaces, Quantum Wells, and Superlattices* edited by C.Leavens and RTaylor (Plenum, New York, 1988) vol. 179, p. 227
8. A.J.Nozik, Physica E 14, 115 (2002).
9. A.Marti, E.Antolin, C.R.Stanley, C.D.Farmer, N.Lopez, P.Diaz, E.Canovas, P.G.Linares, and A.Luque, Phys. Rev. Lett. 97, 247701 (2006).
10. I.A.Dmitriev and R.A.Suris, Phys. Status Solidi A 202, 987 (2005).
11. Hong-Jing Xie, Chuan-Yu Chen, and Ben-Kun Ma, J. Phys.: Condens. Matter 12, 8623, (2000).
12. Hong-Jing Xie, Chuan-Yu Chen, and Ben-Kun Ma, Phys. Rev. B 61, 4827, (2000)
13. H.Noguchi, J.P.Leburton and H.Sakaki, Phys. Rev. B 47, 15593 (1993).
14. W.M.Shu and X.L.Lei, Phys. Rev. B 50, 17378 (1994).
15. S. C. Lee, D. S. Kang, J. D. Ko, Y. H. Yu, J. Y. Ryu and
S. W. Kim, J. Korean Phys. Soc. 39, 643 (2001); Sang Chil Lee, J. Korean Phys. Soc. 51, 1973 (2007).
16. S. C. Lee_J. of Korean Phys. Soc, 52, 1081, (2008).
17. Adamska H. and. Spector N., J.Appl. Phys.,1986,v.59 p.619-626.
18. George B. Arfken and Hans J. Weber, Mathematical Methods for Physicists (Academic Press, New York, (2001), p. 832.

KVANT NÖQTƏ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ ZONADAXİLİ OPTİK UDULMA

H.B.İBRAHİMOV, R.Z.İBAYEVA

XÜLASƏ

Anizotrop parabolik potensial çuxurlu kvant nöqtə ifratqəfəslərdə elektronlar polyar, qeyri-polyar və məhdud ölçülü fononlardan səpildikdə sərbəst yükdaşıyıcılardan işığın udulması tədqiq edilmişdir.

Açar sözlər: kvant nöqtəsi, ifratqəfəs, minizona, sərbəst yükdaşıyıcılar, zonadaxili udulma

INTRABAND OPTICAL ABSORPTION IN QUANTUM-DOT SUPERLATTICES

G. B.IBRAHIMOV, R.Z.IBAYEVA

SUMMARY

A theory of free-carrier absorption is given for quantum-dot superlattices with an anisotropic parabolic potential well, when the carriers are scattered by polar, nonpolar and confined optical phonon.

Key words: quantum dot, superlattice, miniband, free-carrier, intraband absorption

Поступила в редакцию: 02.12.2014 г.
Подписано к печати: 13.02.2015 г.