Роль интерфейсных фононов при формировании поляронных состояний в квантовых ямах

© А.Ю. Маслов¶, О.В. Прошина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 11 июня 2009 г. Принята к печати 22 июня 2009 г.)

Построена теория полярона большого радиуса в квантовой яме с учетом взаимодействия заряженных частиц с различными ветвями фононного спектра. Показано, что в узких квантовых ямах основной вклад в энергию связи полярона вносит вазимодействие с симметричными интерфейсными фононами. В результате такого взаимодействия энергия связи полярона определяется эффективной массой носителей в квантовой яме и поляризационными свойствами барьеров. Исследованы возможности возникновения поляронного экситона в квантовой яме при наличии сильного взаимодействия заряженных частиц с оптическими фононами. Найдены условия, при которых не происходит значительной компенсации поляризационных полей, созданных электроном и дыркой.

1. Введение

В полупроводниках с высокой степенью ионности взаимодействие заряженных частиц с полярными оптическими фононами оказывается сильным. Это может приводить к образованию поляронов большого радиуса [1]. В наноструктурах на основе ионных материалов ожидается усиление эффективного электрон-фононного взаимодействия [2]. В квантовых ямах это обусловлено тем, что энергия связи двумерного полярона почти в 4 раза превышает энергию связи объемного полярона [3]. Обычно при построении теории поляронов в квантовых ямах принимается во внимание взаимодействие заряженных частиц только с объемными оптическими фононами [2–6]. В общем случае такой подход не является последовательным. В полупроводниковых гетероструктурах происходят изменения не только электронного, но и фононного спектров. Наиболее существенным оказывается возникновение новых ветвей в колебательном спектре, а именно интерфейсных оптических фононов. Кроме того, при исследовании условий возникновения поляронных состояний важную роль может играть локализация фононов в квантовой яме.

В настоящей работе построена теория полярона в квантовых ямах с учетом взаимодействия заряженных частиц со всеми ветвями спектра оптических фононов. Показано, что в узких ямах определяющую роль играет взаимодействие заряженных частиц именно с интерфейсными оптическими фононами. Найдены величины энергии связи электронного, дырочного и экситонного полярона в квантовой яме. Исследованы условия, при которых электрон-фононное взаимодействие приводит к существенной модификации экситонных состояний.

В случае образования экситонных состояний происходит частичная компенсация поляризации среды, созданной электроном и дыркой. К тому же, в узких квантовых ямах энергия связи экситона определяется преимущественно диэлектрическими свойствами барьеров [7,8]. Это необходимо учитывать при построении теории поляронного экситона. Показано, что возможна ситуация, когда экситон-фононное взаимодействие в квантовых ямах оказывается сильным.

¶ E-mail: maslov.ton@mail.ioffe.ru

2. Электронный полярон

Рассмотрим симметричную квантовую яму ширины L, окруженную одинаковыми по составу барьерами. Для того чтобы выделить влияние именно диэлектрических неоднородностей, будем считать, что потенциальная яма для электронов и дырок достаточно глубокая, так что проникновение волновых функций носителей под барьер можно не учитывать. При этом взаимодействие заряженных частиц с фононами барьеров оказывается малым. Запишем гамильтониан рассматриваемой системы в следующем виде:

$$\hat{H} = \hat{H}_{\mathrm{e}} + \hat{H}_{\mathrm{ph}} + \hat{H}_{\mathrm{e-ph}}, \tag{1}$$

где $\hat{H}_{\mathrm{e}}$ — гамильтониан электрона без учета его взаимодействия с фононами, который имеет вид

$$\hat{H}_{\mathrm{e}} = -\frac{\hbar^2}{2m_{\mathrm{e}}}\nabla^2 + V(z). \tag{2}$$

Здесь $V(z)$ — потенциал квантовой ямы, m_{e} — эффективная масса электрона. Оператор Гамильтона для оптических фононов $\hat{H}_{\mathrm{ph}}$ удобно записать через операторы рождения и уничтожения фононов $a^{+}_{\mathbf{q}}$ и $a_{\mathbf{q}}$. При этом следует учесть фононы, локализованные в квантовой яме, и интерфейсные фононы:

$$\hat{H}_{\mathrm{ph}} = \sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_0 a^{+}_{\mathbf{q}} a_{\mathbf{q}} + \sum_{\mathbf{q}}\sum_{s} \hbar\omega_s(\mathbf{q}) a^{+}_{s\mathbf{q}} a_{s\mathbf{q}}. \tag{3}$$

В выражении (3) учтены только симметричные моды интерфейсных фононов $\omega_s(\mathbf{q})$. Их частоты можно найти из решения следующего уравнения [9]:

$$\varepsilon_{\mathrm{w}}(\omega)\,\mathrm{th}\left(\frac{qL}{2}\right) + \varepsilon_{\mathrm{b}}(\omega) = 0, \tag{4}$$

где $\varepsilon_{\mathrm{w}}(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость материала квантовой ямы, $\varepsilon_{\mathrm{b}}(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость материала барьера. В дальнейшем мы будем обозначать величины, определяемые параметрами квантовой ямы, индексом „w“, а аналогичные параметры, относящиеся к материалу барьера, — индексом „b“. Частотная дисперсия диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ в области фононных частот определяется стандартным выражением:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \frac{\omega^2 - \omega_{\mathrm{LO}}^2}{\omega^2 - \omega_{\mathrm{TO}}^2}. \tag{5}$$

Здесь ω_{LO}, ω_{TO} — частоты продольных и поперечных фононов, ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Антисимметричные моды интерфейсных фононов, как будет показано далее, не дают вклада в энергию связи полярона. Поэтому в уравнении (3) мы их в явном виде не приводим.

Гамильтониан электрон-фононного взаимодействия для симметричной квантовой ямы найден в работе [9]. Его можно представить в следующем виде:

$$\hat{H}_{\mathrm{e-ph}} = \sum_{\mathbf{q}} \alpha_s(\mathbf{q}, z)\big[a_{s\pm}(\mathbf{q}) + a_{s\pm}^{+}(\mathbf{q})\big] + \sum_{\mathbf{q},m} \alpha_m(\mathbf{q}, z)\big[a_m(\mathbf{q}) + a_m^{+}(\mathbf{q})\big], \tag{6}$$

где $\alpha_s(\mathbf{q}, z)$, $\alpha_m(\mathbf{q}, z)$ — коэффициенты взаимодействия, приведенные в работе [9]. Первая сумма в выражении (6) представляет собой взаимодействие с симметричными модами интерфейсных фононов ($s\pm$), вторая — с локализованными фононами квантовой ямы (m). В дальнейшем нам потребуется явный вид этих коэффициентов для симметричной интерфейсной моды и четная по z часть взаимодействия с локализованными фононами квантовой ямы. Последняя, согласно [9], имеет вид

$$\alpha_m(\mathbf{q}, z) = -\sum_m \sum_q \left(\frac{2\pi e^2 \hbar \omega_{\mathrm{LO}}^{\mathrm{w}}}{S}\right)^{1/2} \frac{1}{(\varepsilon_{\mathrm{opt}}^{\mathrm{w}})^{1/2}} \sqrt{\frac{2}{L}} \times \frac{\exp[i\mathbf{q}r_\parallel]}{\left(q^2 + \frac{(2m+1)^2\pi^2}{L^2}\right)^{1/2}} \cos\frac{(2m+1)\pi z}{L}; \quad |z| \le \frac{L}{2}, \tag{7}$$

где $\mathbf{r}_\parallel$ — двумерный вектор в плоскости квантовой ямы, S — нормировочная площадь границы ямы; $\frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{opt}}} = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0}$ — оптическая диэлектрическая проницаемость. Аналогичное выражение для $\alpha_s(\mathbf{q}, z)$ может быть записано в виде

$$\alpha_s(\mathbf{q}, z) = \left(\frac{2\pi\hbar\omega_{s\pm}e^2}{S}\right)^{1/2} f(\omega_{s\pm}, q) \frac{\exp[i\mathbf{q}\mathbf{r}_\parallel]}{\sqrt{2q}} \frac{\mathrm{ch}(qz)}{\mathrm{ch}\left(\frac{qL}{2}\right)}, \tag{8}$$

где

$$f(\omega_{s\pm}, q) = \left[\frac{\mathrm{th}(qL/2)}{\beta_{\mathrm{w}}(\omega_{s\pm})} + \frac{1}{\beta_{\mathrm{b}}(\omega_{s\pm})}\right]^{-1/2},$$

$$\beta(\omega) = \frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{opt}}} \frac{\omega_{\mathrm{LO}}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega^2 - \omega_{\mathrm{TO}}^2}{\omega_{\mathrm{LO}}^2 - \omega_{\mathrm{TO}}^2}\right)^2.$$

Усиление электрон-фононного взаимодействия происходит в достаточно узких квантовых ямах [2], когда ширина ямы L меньше радиуса полярона a_0, т. е.

$$L < a_0. \tag{9}$$

Точное определение величины a_0 в случае квантовой ямы будет дано далее.

Начнем рассмотрение с электронного полярона. Для него при нахождении энергии системы можно использовать адиабатическое приближение. При выполнении условия (9) состояние системы зависит от квантового числа n, которое соответствует номеру уровня размерного квантования поперечного движения электрона в квантовой яме. При этом волновую функцию можно представить в виде

$$\Psi_n^{(e)}(\mathbf{r}) = \varphi_n(z)\chi_n(\mathbf{r}_\parallel), \tag{10}$$

где $\varphi_n(z)$ — волновая функция n-го состояния поперечного движения электрона в квантовой яме, которая определяется только потенциалом ямы $V(z)$, а $\chi_n(\mathbf{r}_\parallel)$ — неизвестная пока двумерная волновая функция электрона, локализованного в поляронной потенциальной яме. Усредним полный гамильтониан системы $\hat{H}$ из уравнения (1) по неизвестной пока волновой функции электрона $\Psi_n^{(e)}(\mathbf{r})$ из формулы (10). Среднее значение гамильтониана $\hat{H}_e$ дает

$$\langle \hat{H}_e \rangle = E_n^{(0)} + \frac{\hbar^2}{2m_e} \int d^2 r_\parallel \chi_n^*(\mathbf{r}_\parallel) \nabla^2 \chi_n(\mathbf{r}_\parallel), \tag{11}$$

где $E_n^{(0)}$ — энергия электронного уровня в квантовой яме, полученная без учета электрон-фононного взаимодействия. После процедуры усреднения получим гамильтониан $\tilde{H}_{\mathrm{av}}$, необходимый для учета изменений в фононном спектре и энергии электрон-фононного взаимодействия:

$$\tilde{H}_{\mathrm{av}} = \hat{H}_{\mathrm{ph}} + \sum_{\mathbf{q}} \tilde{\alpha}_s(\mathbf{q})[a_{s\pm}(\mathbf{q}) + a_{s\pm}^{+}(\mathbf{q})] + \sum_{\mathbf{q},m} \tilde{\alpha}_m(\mathbf{q})[a_m(\mathbf{q}) + a_m^{+}(\mathbf{q})], \tag{12}$$

где $\tilde{\alpha}_s(\mathbf{q})$, $\tilde{\alpha}_m(\mathbf{q})$ — коэффициенты $\alpha_s(\mathbf{q}, z)$ и $\alpha_m(\mathbf{q}, z)$, усредненные по электронной волновой функции $\Psi_n^{(e)}(\mathbf{r})$ из формулы (10). Именно при таком усреднении вклад в гамильтониан от антисимметричной моды интерфейсных фононов и от нечетной по z части локализованных фононов обращается в нуль.

Уравнение (12) с помощью унитарного преобразования вида $e^{-\hat{U}}\hat{H}_{\mathrm{av}}e^{\hat{U}}$, где

$$\hat{U} = \sum_{\mathbf{q}} \tilde{\alpha}_s(\mathbf{q})\big[a_{s\pm}(\mathbf{q}) - a_{s\pm}^{+}(\mathbf{q})\big] + \sum_{\mathbf{q},m} \tilde{\alpha}_m(\mathbf{q})\big[a_m(\mathbf{q}) - a_m^{+}(\mathbf{q})\big], \tag{13}$$

может быть приведено к диагональному по фононным переменным виду:

$$e^{-\hat{U}}\hat{H}_{\text{av}}e^{\hat{U}} = \hat{H}_{\text{ph}} + \Delta E_e. \tag{14}$$

Из уравнения (14) видно, что в использованном нами адиабатическом приближении спектр объемных и интерфейсных фононов остается неизменным. Последнее слагаемое в выражении (14) представляет собой энергию полярона большого радиуса. В общем случае входящая в (14) энергия ΔE_e зависит от диэлектрических свойств как материала квантовой ямы, так и материала барьера:

$$\Delta E = -\frac{\pi e^2}{S}\sum_{\mathbf{q}}\frac{|\rho_n(\mathbf{q})|^2}{q}f^2(\omega_{s\pm},\mathbf{q})I_1^2(\mathbf{q})$$

$$-\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_{\text{opt}}^{(\text{w})}LS}\sum_{m,\mathbf{q}}\frac{|\rho_n(\mathbf{q})|^2}{q^2+\frac{(2m+1)^2\pi^2}{L^2}}I_2^2(m), \tag{15}$$

где

$$I_1(\mathbf{q}) = \frac{\int dz\,|\varphi_n(z)|^2\,\text{ch}(qz)}{\text{ch}\left(\frac{qL}{2}\right)}, \tag{16}$$

$$I_2(m) = \int dz\,|\varphi_n(z)|^2\cos\frac{(2m+1)\pi z}{L}. \tag{17}$$

Величина $\rho_n(\mathbf{q})$ в формуле (15) представляет собой двумерную фурье-компоненту электронной плотности:

$$\rho_n(\mathbf{q}) = \int d^2r_{\|}\chi_n(\mathbf{r}_{\|})\exp[-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\|}]. \tag{18}$$

Учитывая два наибольших по параметру (9) слагаемых, получим

$$\Delta E_e = -\frac{\pi e^2}{S\varepsilon_{\text{opt}}^{(\text{b})}}\sum_{\mathbf{q}}\frac{|\rho_n(\mathbf{q})|^2}{q} - \frac{\pi e^2 LD}{S}\sum_{\mathbf{q}}|\rho_n(\mathbf{q})|^2. \tag{19}$$

Здесь безразмерный коэффициент D содержит вклады от взаимодействия электрона с фононами, локализованными в квантовой яме D_V, и с интерфейсными фононами D_S,

$$D = D_V + D_S. \tag{20}$$

При этом величина D_V зависит только от диэлектрических свойств материала квантовой ямы, а величина D_S определяется как свойствами ямы, так и барьера. Явные выражения для величин D_V и D_S зависисят от волновой функции поперечного движения электрона в квантовой яме $\varphi_n(z)$. Они могут быть найдены аналитически в приближении бесконечно глубокой прямоугольной потенциальной ямы, для которой известен явный вид этих функций. В нашей геометрии волновые функции $\varphi_n(z)$ для ямы с бесконечными барьерами удобно представить в следующем виде:

$$\varphi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L}}\sin\frac{n\pi}{L}\left(z+\frac{L}{2}\right), \quad |z| \le \frac{L}{2}. \tag{21}$$

Подставив $\varphi_n(z)$ из выражения (21) в формулы (16) и (17) и выполнив затем суммирование в формуле (15), получим коффициенты D_V и D_S в виде

$$D_V = \left(\frac{\pi^2}{6}+\frac{5}{4n^2}\right)\frac{1}{\varepsilon_{\text{opt}}^{(\text{w})}}, \tag{22}$$

$$D_S = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_\infty^{(\text{w})}}{\varepsilon_\infty^{(\text{b})}}\left\{\frac{1}{\varepsilon_{\text{opt}}^{(\text{w})}}\frac{\omega_{\text{LO}}^{(w)2}}{\omega_{\text{LO}}^{(b)2}}\frac{\varepsilon_\infty^{(\text{w})}}{\varepsilon_\infty^{(\text{b})}}\frac{\left(\omega_{\text{TO}}^{(\text{w})2}-\omega_{\text{TO}}^{(\text{b})2}\right)^2}{\left(\omega_{\text{TO}}^{(\text{w})2}-\omega_{\text{LO}}^{(\text{b})2}\right)^2}\right.$$

$$\left.-\frac{1}{\varepsilon_{\text{opt}}^{(\text{b})}}\left[\frac{\omega_{\text{LO}}^{(\text{b})2}}{\omega_{\text{LO}}^{(\text{w})2}}\frac{\varepsilon_{\text{opt}}^{(\text{w})}}{\varepsilon_{\text{opt}}^{(\text{b})}}\frac{\omega_{\text{LO}}^{(\text{b})2}+\omega_{\text{TO}}^{(\text{b})2}}{\omega_{\text{LO}}^{(\text{b})2}}\frac{\omega_{\text{LO}}^{(\text{b})2}-\omega_{\text{LO}}^{(\text{w})2}}{\omega_{\text{LO}}^{(\text{b})2}-\omega_{\text{TO}}^{(\text{w})2}}\right]\right\}. \tag{23}$$

Полученные безразмерные множители по-разному зависят от параметров системы. Коэффициент D_V, связанный с локализованными фононами квантовой ямы, не содержит в явном виде зависимости от фононных частот. При этом он зависит от номера уровня размерного квантования электронного состояния. Напротив, коэффициент D_S от квантового числа электронного состояния n не зависит. Но его величина существенным образом определяется соотношением фононных частот материалов квантовой ямы и барьера. Следует отметить, что коэффициент при старшем по параметру (9) слагаемом содержит только оптическую диэлектрическую проницаемость барьера $\frac{1}{\varepsilon_{\text{opt}}^{(\text{b})}} = \frac{1}{\varepsilon_\infty^{(\text{b})}} - \frac{1}{\varepsilon_0^{(\text{b})}}$. Это слагаемое возникает при учете взаимодействия электрона с симметричной модой интерфейсных фононов. Таким образом, именно интерфейсные фононы вносят определяющий вклад в величину электронно-фононного взаимодействия. Энергия электронного состояния с учетом электрон-фононного взаимодействия может быть представлена в виде функционала от двумерной электронной волновой функции $\chi_n^{(e)}(\mathbf{r}_{\|})$. Полная энергия электрона, локализованного в самосогласованной потенциальной яме, определится из условия минимума функционала, которое следует искать с учетом нормировки волновой функции $\chi_n^{(e)}(\mathbf{r}_{\|})$. Если ограничиться только первым слагаемым для энергии ΔE_e из уравнения (19), то минимуму функционала соответствует решение следующего уравнения:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta_\rho\chi_n(\mathbf{r}_{\|}) - \frac{e^2}{\varepsilon_{\text{opt}}^{(\text{b})}}\int d^2\mathbf{r}_{\|}\frac{|\chi_n(\mathbf{r}_{\|})|^2}{|\mathbf{r}_{\|}-\mathbf{r}'_{\|}|}\chi_n(\mathbf{r}_{\|})$$

$$= (E_n^{(0)} - E_{\text{pol}}^{(e)})\chi_n(\mathbf{r}_{\|}), \tag{24}$$

где $E_{\text{pol}}^{(e)}$ — энергия связи полярона. Уравнение (24) формально совпадает с уравнением для двумерного полярона [2–6]. Однако следует отметить, что в него входят масса электрона в кавнтовой яме и оптическая диэлектрическая проницаемость барьера. Такая комбинация параметров определяется тем, что основной вклад в энергию связи полярона в квантовой яме дает взаимодействие с поверхностными (интерфейсными) фононами. Энергия связи полярона в соответствии с уравнением (24) имеет вид

$$E_{\mathrm{pol}}^{(e)} = -C_1 \frac{m_e e^4}{\left(\varepsilon_{\mathrm{opt}}^{(\mathrm{b})}\right)^2 \hbar^2}, \tag{25}$$

где $C_1 \cong 0.4$ — численный коэффициент, найденный в работе [3]. При этом радиус поляронного состояния r_0 оказывается равным:

$$r_{0e} = \frac{\hbar^2 \varepsilon_{\mathrm{opt}}^{(\mathrm{b})}}{m_e e^2}. \tag{26}$$

Именно эта величина входит в условие (9), на котором основано использованное в работе адиабатическое приближение.

В следующем порядке по параметру (9) возникают поправки к энергии связи полярона (25). Их можно выразить через безразмерную волновую функцию двумерного полярона $\chi_0(\mathbf{r}_\parallel)$, известную из работы [3]. Расчеты дают следующее выражение:

$$\Delta E_{\mathrm{pol}} = E_{\mathrm{pol}}^{(e)} \frac{L}{r_0} (D_V + D_S) C_2, \tag{27}$$

где $C_2 = 0.07$ — численный множитель, найденный ранее в [2]. Таким образом, поправки к энергии связи полярона обусловлены взаимодействием как с объемными, так и с интерфейсными фононами. Согласно выражениям (22), (23), они могут иметь разные знаки. Полная величина энергии связи существенным образом зависит от диэлектрических свойств как материала квантовой ямы, так и барьеров.

Отметим, что основной вклад в энергию связи полярона (25) совпадает с результатом, полученным нами ранее в работе [10] при помощи приближенного метода расчета фононных полей. Однако корректный учет поправок к $E_{\mathrm{pol}}^{(e)}$ в приближенном подходе оказывается невозможным. Получение величины ΔE_{pol} из формулы (27) требует учета фононного спектра системы.

Аналогичное рассмотрение можно повторить для дырочного полярона. Основной вклад в энергию связи дырочного полярона определяется выражением, аналогичным (25). Он имеет вид

$$E_{\mathrm{pol}}^{(h)} = -C_1 \frac{m_h e^4}{\hbar^2 \left(\varepsilon_{\mathrm{opt}}^{(\mathrm{b})}\right)^2}. \tag{28}$$

Поскольку обычно в полупроводниках масса дырки m_h много больше массы электрона m_e, энергия связи дырочного полярона (28) оказывается значительно больше, чем энергия электронного полярона (25). При этом область локализации дырочного полярона r_{0h} оказывается меньше, чем область локализации электронного полярона r_{0e}, т. е.

$$r_{0h} = \frac{m_e}{m_h} r_{0e} \ll r_{0e}. \tag{29}$$

Условие (29) играет важную роль при рассмотрении поляронного экситона.

3. Поляронный экситон

Взаимодействие экситона с оптическими фононами имеет ряд дополнительных особенностей. Поляризация среды, создаваемая электроном и дыркой, частично компенсирует одна другую. Степень этой компенсации существенно зависит от соотношения радиусов электронного и дырочного поляронов и экситонного радиуса r_{ex}. При этом в узких квантовых ямах необходимо учитывать влияние диэлектрических свойств барьеров на экситонное состояние. Без учета электрон-фононного взаимодействия такое влияние было рассмотрено в [7,8]. В этих работах показано, что энергия связи экситона в узких симметричных квантовых ямах имеет вид

$$E_{\mathrm{ex}} = \frac{2\mu e^4}{[\varepsilon_0^{(b)}]^2 \hbar^2}. \tag{30}$$

В выражение (30) входят приведенная масса электрона и дырки в квантовой яме μ и диэлектрическая проницаемость барьера $\varepsilon_0^{(\mathrm{b})}$. При этом радиус такого квазидвумерного экситона также зависит от величины $\varepsilon_0^{(\mathrm{b})}$, а именно

$$r_{\mathrm{ex}} = \frac{\hbar^2 \varepsilon_0^{(\mathrm{b})}}{\mu e^2}. \tag{31}$$

Формулы (30), (31) справедливы для узких квантовых ям, в которых

$$L < r_{\mathrm{ex}}. \tag{32}$$

Возможность сильной связи экситона с полярными оптическими фононами зависит от соотношения между r_{ex} и r_{0h}. Из (31) и (26) видно, что радиус электронного полярона всегда больше экситонного радиуса, т. е. $r_{0e} > r_{\mathrm{ex}}$. Если и $r_{0h} > r_{\mathrm{ex}}$, то поляризация среды, созданная электроном и дыркой, в значительной степени компенсирует одна другую. При этом для экситона условие сильной связи с фононами, как правило, не реализуется.

При выполнении обратного соотношения, т. е.

$$r_{0h} < r_{\mathrm{ex}}, \tag{33}$$

возможно сильное экситон-фононное взаимодействие. При этом главный вклад в энергию связи поляронного экситона возникает за счет локализации дырки в поляронной яме, размер которой определяется радиусом дырочного полярона r_{0h}. Движение электрона происходит в большей области пространства. Поляризация среды, созданная электроном, лишь частично компенсирует поляризацию, созданную дыркой. Если учитывать только наибольшие по параметрам (9) и (33) вклады, то энергия связи поляронного экситона оказывается равной:

$$E_{\mathrm{ex}} = C_1 \frac{m_h e^4}{\hbar^2 [\varepsilon_{\mathrm{opt}}^{(\mathrm{b})}]^2} + 2 \frac{m_e e^4}{\hbar^2 \left(\varepsilon_\infty^{(\mathrm{b})}\right)^2}. \tag{34}$$

При этом второе слагаемое в (34) мало по сравнению с первым по параметру $m_e/m_h \ll 1$.

Из уравнения (34) видно, что возможность сильной связи экситона с оптическими фононами зависит как от параметров квантовой ямы, так и от параметров барьера. Для возникновения поляронного экситона требуется значительная разница в эффективных массах электрона и дырки в квантовой яме. Кроме того, необходимо наличие барьеров, изготовленных из материалов с высокой степенью ионности. При этом поляризационные свойства материала квантовой ямы существенной роли не играют. Исходя из вышесказанного наиболее подходящим объектом для наблюдения поляронного экситона являются квантовые ямы с гетеропереходами типа $A^{II}B^{VI}/A^{III}B^{V}$. В настоящее время подобные структуры привлекают внимание как перспективный объект для спинтроники [11]. Полученные нами результаты показывают, что эти же структуры могут проявлять и необычные оптические свойства, обусловленные возникновением поляронного экситона. Кроме того, из полученных результатов следует, что возникновения сильных поляронных эффектов нужно ожидать, например, в соединениях типа Si/SiO_2. Хотя в материале такой квантовой ямы полярные оптические фононы отсутствуют, они возникают на гетерогранице. В результате возможно появление сильного взаимодействия заряженных частиц с интерфейсными фононами.

Данная работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, грант 09-02-00902-а; Президентской программы поддержки ведущих научных школ РФ, грант НШ-3415.2008.2; программы президиума РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

Список литературы

[1] С.И. Пекар. *Исследования по электронной теории кристаллов* (М., Л., Гостехиздат, 1951).
[2] I.P. Ipatova, A. Yu. Maslov, O.V. Proshina. Surf. Sci., **507**–**510**, 598 (2002).
[3] Wu Hiaoguang, F.M. Peeters, J.T. Devreese. Phys. Rev. B, **31** (6), 3420 (1985).
[4] E.P. Pokatilov, S.W. Klimin, V.M. Fomin, J.T. Devreese, F.W. Wise. Phys. Rev. B, **65**, 075 316 (2002).
[5] O. Verzelen, R. Ferreira, G. Bastard. Phys. Rev. Lett., **88**, 146 803 (2002).
[6] M.I. Vasilevsky, E.V. Anda, S.S. Makler. Phys. Rev. B, **70**, 035 318 (2004).
[7] Л.В. Келдыш. Письма ЖЭТФ, **29** (11), 716 (1979).
[8] L.V. Keldysh. Phys. Status Solidi, **164**, 553 (1997).
[9] M. Mori, T. Ando. Phys. Rev. B, **40**, 6175 (1989).
[10] A.Yu. Maslov, O.V. Proshina, A.N. Rusina. J. Luminesc., **129**, 1934 (2009).
[11] A.A. Toropov, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, Ya.V. Terent'ev, E.L. Ivchenko, S.V. Ivanov. Phys. Rev. B, **71**, 195 312 (2005).

Редактор Л.В. Беляков

Interafce phonons role during forming of polaron states in quantum wells

A.Yu. Maslov, O.V. Proshina

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Science,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A theory of large radius polaron in the quantum well is developed having regard to the interaction of charge particles with different phonon spectrum branches. In narrow quantum wells the interaction with symmetric optical phonons is shown to polaron binding energy. In response to this interaction the value of polaron binding energy is defined by the effective masses of charge particles into the quantum well and by polarization properties of the barriers. The reasons to the formation of polaron exciton in the quantum well are examined given the strong interaction of charge particles with optical phonons. The conditions for non substantial compensation of electorn and hole polarization fields are determined.