[4] Чигвинадзе Дж. Г., Джапиашвили Г. А. // ЖЭТФ. 1980. Т 78. № 6. С. 2337—2342.
[5] Милошенко В. Е., Воронин Б. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 12. С. 3701—3703.
[6] Duran C., Esquinazi P., Luzuriaga J., Brandt E. H. // Phys. Lett. 1987. V. 123. N 9. P. 485—488.
[7] Голев И. М., Иванов О. Н., Шушлебин И. М. и др. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 220—222.
[8] Милошенко В. Е., Золотухин И. В., Постников В. С. // ПТЭ. 1972. № 1. С. 218—220.
[9] Isikawa Y., Mori K., Kobayashi K., Sato K. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 9. P. 1535—1537.
[10] Wan Jun, Mao Xianlei, Chen Lin et al. // Chin. J. Low Temp. Phys. 1988. V. 10. N 1. P. 12—16.
[11] Drumheller J. E., Rubenacher G. V., Ford W. K. et al. // Sol. St. Comm. 1987. V. 64. N 4. P. 509—511.
[12] Шушлебин И. М., Милошенко В. Е. // Техн. электродинамика. 1988. № 6. С. 18—21.

Воронежский
политехнический институт
Воронеж

Поступило в Редакцию
8 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
11 апреля 1989 г.

УДК 535.34; 535.72; 539.2

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

МЕЛКИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ УРОВЕНЬ В ПОЛЯРНОМ КРИСТАЛЛЕ

Е. Я. Шерман

В полярных кристаллах электрон-фононное взаимодействие характеризуется безразмерной константой [1]

$$\alpha = e^2 (2m\omega_0)^{1/2} (1/\varkappa_\infty - 1/\varkappa_0)/2\omega_0 \tag{1}$$

и фрелиховским импульсом $k_p = (2m^* \varkappa_0)^{1/2}$. Здесь ω_0 — частота оптического фонона (будем считать ее бездисперсной); m^* — эффективная масса электрона; $\varkappa_0$, $\varkappa_\infty$ — низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости; $\hbar = 1$.

В случае $\alpha \ll 1$ в работе [2] исследованы свойства диэлектрических мод: связанных состояний электрона и фонона на примесном центре в резонансном случае $\omega_1 \approx E_S - E_0$; E_S, E_0 — невозмущенные уровни энергии электрона на примесном центре; ω_1 — частота локальной моды, связанной с центром. При сильной связи ($\alpha \gg 10$) образуется связанное состояние полярона и фонона с малой энергией связи [3]. Ниже будет показано, что в случае $\alpha \ll 1$ возможно образование слабосвязанного состояния электрона и фонона на примеси за счет электрон-фононного взаимодействия.

Запишем гамильтониан для электрона, взаимодействующего с фононами, в потенциале $U(r)$

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \sum_{\mathbf{q}} \omega_0 \hat{b}^+_{\mathbf{q}} \hat{b}_{\mathbf{q}} + (4\pi\alpha k_p^{-1}/V\omega_0^{-2})^{1/2} \Big(\sum_{\mathbf{q}} \hat{b}_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{qr}} \Big/ q + \text{э. с.}\Big). \tag{2}$$

Здесь $\hat{H}_e = \mathbf{p}^2/2m^* + U(r)$ — электронная часть гамильтониана; $\hat{b}^+_{\mathbf{q}}$, $\hat{b}_{\mathbf{q}}$ — операторы рождения и уничтожения фононов с импульсом $\mathbf{q}$; V — объем кристалла.

Будем считать, что, хотя в спектре $\hat{H}_e$ нет связанного состояния, оно может появиться при небольшом углублении $U(r)$.

Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (2) в первом порядке по α имеет вид

$$\Psi = \psi_0(r)\,|0\rangle + \sum_{k_{\mathbf{q}}} A_{k_{\mathbf{q}}} \psi_k(r)\,|1_{\mathbf{q}}\rangle, \tag{3}$$

$|0\rangle$ и $|1_{\mathbf{q}}\rangle$ — бесфононное и однофононное состояния; ψ_k — собственные функции гемильтониана $\hat{H}_e$, соответствующие энергии $\varepsilon = k^2/2m^*$; $A_{k_{\mathbf{q}}}$ — неизвестные коэффициенты разложения. Исключив A_{k_q} приравниванием коэффициентов при однофононных состояниях, в $\hat{H}\Psi$ и $E\Psi$ получим уравнение Шредингера для $\psi_0(r)$ при энергии системы E

$$\hat{H}_e \psi_0(r) - \alpha k_p^{-1} \omega_0^2 \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E - \omega_0)\, \psi_0(r')/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\, d\mathbf{r}' = E\psi_0(r), \tag{4}$$

$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E-\omega_0)$ — функции Грина электрона с энергией $E-\omega_0$ в потенциале $U(r)$. Видно, что к потенциалу $U(r)$ добавляется нелокальная часть, обусловленная электрон-фононным взаимодействием. Эта нелокальность может привести к качественному изменению спектра и появлению локализованного состояния электрона.

В качестве модели рассмотрим потенциал нулевого радиуса [4], описываемый граничным условием для логарифмической производной функции $\chi = r\psi_0(r)$, $r \to 0$

$$\chi'/\chi = -1/a_0. \tag{5}$$

При $a_0 < 0$ связанное состояние в таком потенциале отсутствует. При $a_0 > 0$ оно появляется и имеет энергию $-1/2m^* a_0^2$. Покажем, что при учете нелокальной части потенциала возможно изменение знака длины рассеяния и, следовательно, появление связанного состояния. Ограничимся наиболее интересным случаем $k_p|a_0| \gg 1$. Длина рассеяния определяется здесь при $E = -\alpha\omega_0$ (поляронному сдвигу дна зоны проводимости). Подставляя E в правую часть, получим уравнение Шредингера для функции $\chi(r)$

$$-\chi''/2m^* r = \alpha k_p^{-1} \omega_0^2 \int \chi(r')\, G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', -\omega_0)/(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\, r)\, d\mathbf{r}' - \alpha\omega_0 \chi(r)/r. \tag{6}$$

Функция Грина для частицы в потенциале нулевого радиуса имеет вид

$$G(r, r', -\omega_0) = m^*/2\pi \left(e^{-k_p|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| + e^{-k_p(r+r')}/k_p r r'\right). \tag{7}$$

Уравнение (6) решается итерациями по α. При $\alpha = 0$ оно имеет решение $\chi_0(r) \sim r - a_0$. Подставляя в правую часть невозмущенную функцию $\chi_0(r)$ и интегрируя по $\mathbf{r}'$, r, получим асимптотику

$$\chi(r) \sim r\,(1 + \alpha k_p a_0 (2\ln 2 - 1/2)) - a_0 \tag{8}$$

с длиной рассеяния

$$a_1 = a_0/[1 + \alpha k_p a_0 (2\ln 2 - 1/2)]. \tag{9}$$

Следовательно, при $-\alpha k_p a_0 (2\ln 2 - 1/2) = 1$ длина рассеяния меняет знак и в спектре появляется слабосвязанное состояние.

Таким образом, критерием появления связанного состояния в спектре (необязательно для точечного потенциала) является выполнение условия $\alpha k_p |a_0| \geqslant 1$, т. е. близость потенциала к резонансу.

Учет деформационного потенциала фононов приводит в условии появления связанного состояния лишь к поправке $\sim dk_p$, где d — период решетки.

Обусловлено это тем, что электроны наиболее сильно взаимодействуют с деформационным потенциалом коротковолновых фононов и соответствующий вклад в нелокальный потенциал имеет область локализации $\sim d$.

В качестве примера рассмотрим переход электронно-дырочной жидкости в экситонное состояние. Рассеяние электрона на дырке в такой системе может описываться как рассеяние на экранированном кулоновском потенциале. Если $kr_0 \ll 1$, r_0 — радиус экранирования потенциала, $\mathbf{k}$ —

относительный импульс электрона и дырки, то рассеяние описывается формулами для потенциала нулевого радиуса. Вблизи перехода длина рассеяния возрастает и должна существовать область концентраций ширины $\sim a k_p n_0^{2/3}$, в которой сильно электрон-фононное взаимодействие, а связанные состояния трехчастичные: дырка, электрон, фонон; n_0 — концентрация перехода.

Мне приятно поблагодарить В. И. Мельникова за руководство работой и Э. И. Рашбу за обсуждение результатов.

Список литературы

[1] Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967. 491 с.
[2] Рашба Э. И. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. № 9. С. 577.
[3] Мельников В. И., Рашба Э. И. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. № 2. С. 95.
[4] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971. 544 с.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
9 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
13 апреля 1989 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

ЭКСИТОННЫЕ СПЕКТРЫ СТРУКТУР С ЕСТЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ / PbI_2

Р. Балтрамеюнас, Е. Геразимас, Б. Деркач,
Э. Куокштис, А. Савчук

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию сложных полупроводниковых структур с пониженной размерностью. К таковым, помимо создаваемых с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии двумерных структур, можно отнести и слоистые кристаллы, представляющие собой промежуточный между двумерными и трехмерными класс естественных полупроводниковых веществ.

В настоящем сообщении приводятся доводы в пользу предположения о существовании естественных квантовых ям в слоистых кристаллах твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ на основе изучения низкотемпературных спектров экситонного поглощения и фотолюминесценции.

Кристаллы различных составов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ были выращены методом Бриджмена. Состав данных растворов определялся рентгеновским микроанализатором JCXA-733. Дополнительно состав исследуемых образцов контролировался по известному положению экситонной структуры в спектрах отражения и поглощения при 4.2 К [1]. Люминесценция исследуемых кристаллов возбуждалась третьей гармоникой излучения лазера на АИГ : Nd^{3+} модулированной добротности ($h\nu=3.5$ эВ, $\tau=10$ нс) и анализировалась с помощью автоматизированного комплекса с использованием синхронного детектирования и многократного численного накопления. Плотность мощности возбуждения варьировалась в пределах от $\sim$0.3 кВт/см^2 до $\sim$3 МВт/см^2. Объекты исследований представляли собой монокристаллы с типичными линейными размерами порядка миллиметров, а для измерения спектров пропускания в экситонной области приготавливались тонкие образцы толщиной до 0.1 мкм с применением методики, описанной в [1].