

ночный параметр — величина сплавного потенциала  $\Delta U$ , определенная нами в работе [6]. Необходимо отметить, что при  $N_{\text{Fe}} < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  вклад рассеяния на коррелированной системе заряженных доноров превосходит рассеяние на сплавном потенциале, а при  $N_{\text{Fe}} > 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  сплавное рассеяние доминирует. Порог насыщения  $\mu(T)$  определяется совместным действием обоих механизмов рассеяния, а  $T_{\text{min}}$  в соответствии с формулой (4) — температурой замораживания перескоков  $d$ -электронов в системе ионов  $\text{Fe}^{2+} - \text{Fe}^{3+}$ .

Итак, наблюдаемое постоянство подвижности электронов при низких температурах,  $T < 3 - 5 \text{ К}$ , для образцов  $\text{HgSe} : \text{Fe}$  с  $N_{\text{Fe}} \geq 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  полностью объясняется в рамках модели короткодействующих корреляций в системе заряженных доноров  $\text{Fe}^{3+}$  при учете сплавного рассеяния. Перехода к строго периодической решетке ионов примесей  $\text{Fe}^{3+}$  вплоть до температур  $T \approx 0.03 \text{ К}$ , как и можно было ожидать, нет.

Авторы благодарят С. Ю. Паранчича и Ю. С. Паранчича за предоставление кристаллов  $\text{HgSe} : \text{Fe}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] И. М. Цидильковский. ФТП, 24, 593 (1990).
- [2] И. М. Цидильковский. УФН, 162, 63 (1992).
- [3] И. М. Цидильковский, И. Г. Кулеев, И. И. Ляпилин. ЖЭТФ, 101 (в печати) (1992).
- [4] F. S. Pool, R. Reifenberger, M. M. Miller. Phys. Rev. B, 41, 1625 (1990).
- [5] A. Lenard et al. Physica B, 9, 219 (1991).
- [6] И. М. Цидильковский, И. Г. Кулеев, И. И. Ляпилин. ЖЭТФ, 101 (в печати) (1992).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 3, 1993

## ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ФОТОЛУМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ ИСПУСКАНИИ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

М. Е. Портной

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получено 16.09.1992. Принято к печати 18.09.1992)

В спектре горячей фотолуминесценции объемных кристаллов GaAs при температурах ниже 50 К и концентрациях акцепторов  $N_A < 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  были обнаружены осцилляции [1, 2]. Эти осцилляции имеют период около 37 мэВ, совпадающей с энергией длинноволновых LO-фононов в арсениде галлия. Первый максимум в спектре горячей фотолуминесценции обусловлен переходом на акцепторные уровни электронов, не испытавших энергетической релаксации, последующие максимумы соответствуют рекомбинации электронов, испустивших один или несколько оптических фононов. Поляризационные измерения показали, что в ряду максимумов величина линейной поляризации уменьшается на каждом шаге примерно в 1.5 раза. Это уменьшение связано с изотропизацией функции распределения электронов при излучении оптического фонона. Результаты расчета деполаризации горячей фотолуминесценции в фононных осцилляциях для объемного GaAs, приведенные в [1, 2], хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Поляризационные свойства горячий фотолюминесценции структур с квантовыми ямами экспериментально исследовались в [3, 4]. Соответствующая теория для коротковолнового края люминесценции построена в [5, 6], однако особенности деполяризации в этих работах не обсуждаются. Согласно экспериментальным результатам, деполяризация при испускании одного оптического фонона в структуре с квантовыми ямами больше, чем в объемном материале (я благодарен Д. Н. Мирлину и А. А. Сиренко за сообщение этих результатов).

Настоящее сообщение посвящено расчету деполяризации люминесценции фотовозбужденных электронов в квантовой яме при испускании ими объемных оптических фононов. Как и в работах [1, 2], мы ограничимся сферическим приближением, т. е. будем пренебрегать гофрированностью изоэнергетических поверхностей в валентной зоне.

В сферическом приближении функция распределения (в момент рождения) электронов в квантовой яме, возбужденных линейно поляризованным светом имеет вид [5, 6]:

$$f_0(\mathbf{k}) = \mathcal{F}_0(k) (1 + \alpha_0(k) \cos 2\varphi), \quad (1)$$

здесь  $\varphi$  — угол между вектором поляризации возбуждающего света и волновым вектором электрона в плоскости ямы  $\mathbf{k}$ . Параметры  $\mathcal{F}_0$  и  $\alpha_0$  могут быть рассчитаны по формулам работы [5].

Пусть  $w(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  — вероятность перехода в единицу времени электрона из состояния с волновым вектором в плоскости ямы  $\mathbf{k}$  в состояние с волновым вектором  $\mathbf{k}'$ ,  $\theta$  — угол между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ . Тогда функция распределения после перехода

$$f_1(\mathbf{k}') \propto \int_{-\pi}^{\pi} [1 + \alpha_0(k) \cos(2\varphi' - 2\theta)] w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') d\theta,$$

где  $\varphi'$  — угол между  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{k}'$ . Если  $w(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  есть четная функция угла  $\theta$  (что, разумеется, верно для испускания электроном оптического фонона), то функция распределения после перехода сохранит вид (1):

$$f_1(\mathbf{k}') \propto 1 + \alpha_1(k') \cos 2\varphi', \quad (2)$$

причем

$$\alpha_1(k')/\alpha_0(k) = \left( \int_0^{\pi} w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \cos 2\theta d\theta \right) / \left( \int_0^{\pi} w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') d\theta \right). \quad (3)$$

Выражения типа (2), (3) верны и для последующих переходов

$$\alpha_{n+1}(k')/\alpha_n(k) = \alpha_1(k')/\alpha_0(k).$$

Вероятность перехода из состояния с волновым вектором  $\mathbf{k}$  в состояние с волновым вектором  $\mathbf{k}'$  при испускании электроном в квантовой яме<sup>1</sup> объемного LO-фонона дается формулой

$$w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F(q_z)}{q_z^2 + (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2} dq_z, \quad (4)$$

где  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  связаны законом сохранения энергии

<sup>1</sup> Для определенности будем рассматривать переходы электронов внутри одного уровня размерного квантования. Все результаты легко обобщить для переходов с изменением номера уровня.

$$\varepsilon_{\mathbf{k}'} = \varepsilon_{\mathbf{k}} - \hbar\omega_{\text{LO}}, \quad (5)$$

а функция  $F(q_z)$  определяется выражением

$$F(q_z) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} |\Phi(z)|^2 \exp(iq_z z) dz \right|^2. \quad (6)$$

Здесь подразумевается, что огибающая волновой функции электрона в квантовой яме имеет вид

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \propto \Phi(z) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\parallel}),$$

где ось  $z$  нормальна к плоскости квантовой ямы, а  $\mathbf{r}_{\parallel} = (x, y)$ . Для дальнейшего расчета удобно записать знаменатель подынтегрального выражения формулы (4) в виде

$$q_z^2 + (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 = a - b \cos \theta, \quad (7)$$

где

$$a = q_z^2 + 2k^2 - \frac{2m\omega_{\text{LO}}}{\hbar}, \quad b = 2k \left( k^2 - \frac{2m\omega_{\text{LO}}}{\hbar} \right).$$

Здесь использована связь (5) между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ . Для электрона предполагается квадратичный закон дисперсии в плоскости квантовой ямы:  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2 / 2m$ .

Подставляя (4), (7) в (3) и интегрируя по углу  $\theta$ , получаем следующее выражение для отношения параметров анизотропии функции распределения в двух последующих пиках:

$$\frac{\alpha_{n+1}}{\alpha_n} = \left( \int_0^{\infty} \frac{F(q_z) (a - \sqrt{a^2 - b^2})^2}{b^2 \sqrt{a^2 - b^2}} dq_z \right) / \left( \int_0^{\infty} \frac{F(q_z)}{b^2 \sqrt{a^2 - b^2}} dq_z \right). \quad (8)$$

Заметим, что величины  $a$  и  $b$  удобно выразить через граничные значения  $q_{\text{min}}$  и  $q_{\text{max}}$  проекции волнового вектора фонона на плоскость квантовой ямы, допускаемые законами сохранения энергии и импульса:

$$a = q_z^2 + \frac{1}{2} (q_{\text{max}}^2 + q_{\text{min}}^2); \quad b = \frac{1}{2} (q_{\text{max}}^2 - q_{\text{min}}^2),$$

где  $q_{\text{max}}$  и  $q_{\text{min}}$  соответственно больший и меньший корни квадратного уравнения

$$q^2 - 2kq + 2m\omega_{\text{LO}}/\hbar = 0.$$

Для основного уровня размерного квантования бесконечно глубокой квантовой ямы шириной  $L$  функция  $F(q_z)$  имеет вид

$$F(q_z) = \left[ \frac{\sin(q_z L/2)}{(q_z L/2) [1 - (q_z L/2\pi)^2]} \right]^2. \quad (9)$$

На рис. 1 приведена зависимость величины  $(\alpha_1/\alpha_0)$  от начальной кинетической энергии фотовозбужденных электронов  $\varepsilon_0$ . Энергия электрона дана в единицах  $\hbar\omega_{\text{LO}}$ . Расчет выполнен по формулам (8), (9) для различных значений ширины квантовой ямы.

Изотропизация распределения фотовозбужденных электронов по углам проявляется в деполяризации горячей фотолуминесценции. В сферическом

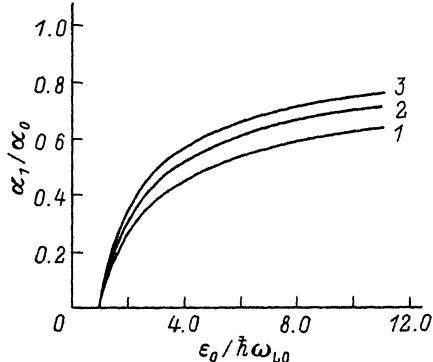


Рис. 1. Зависимость отношения параметров выстраивания в двух последовательных пиках от  $\epsilon_0/\hbar\omega_{LO}$  для различных значений толщины квантовой ямы,  $L$ : 1 — 46, 2 — 92, 3 — 138 Å.

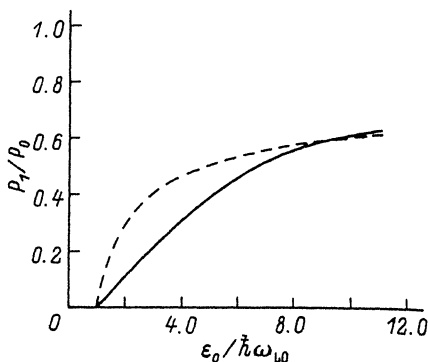


Рис. 2. Зависимость отношения степеней линейной поляризации в двух последовательных пиках от  $\epsilon_0/\hbar\omega_{LO}$ . Сплошная кривая — квантовая яма толщиной  $L = 46$  Å, штриховая линия — объемный GaAs.

приближении вероятность рекомбинации электрона с волновым вектором  $k$  дается формулой, аналогичной (1):

$$W(\epsilon) \sim 1 + \beta(\epsilon) \cos 2\varphi_1, \quad (10)$$

где  $\varphi_1$  — угол между  $k$  и вектором поляризации люминесценции  $e_1$ , а  $\epsilon$  — энергия рекомбинирующего электрона. Используя (2), (10), можно показать, что отношение степеней поляризации в последовательных пиках

$$\frac{P_{n+1}}{P_n} = \frac{\alpha_{n+1}}{\alpha_n} \frac{\beta(\epsilon_n - \hbar\omega_{LO})}{\beta(\epsilon_n)}, \quad (11)$$

где  $\epsilon_n$  — энергия электрона в пике с номером  $n$ , а  $(\epsilon_n - \hbar\omega_{LO})$  — энергия после излучения еще одного фотона, т. е. в  $(n-1)$  пике.

Если электроны рекомбинируют с равновесными дырками в той же подзоне валентной зоны, откуда эти электроны были возбуждены, то  $\beta = \alpha_0$ . На рис. 2 приведена зависимость  $P_1/P_0$  от начальной кинетической энергии электрона для случая, когда  $\beta = \alpha_0$  (сплошная линия). Параметр  $\alpha_0$  рассчитан по формулам работы [5] для перехода  $1hh-1e$ . На этом же рисунке штриховой линией показана зависимость  $P_1/P_0$  от  $\epsilon_0/\hbar\omega_{LO}$  для объемного GaAs, рассчитанная по формулам работы [1]. Для типичных экспериментальных значений  $\epsilon_0/\hbar\omega_{LO} \approx 4$  деполаризация в случае квантовой ямы оказывается сильнее, чем для объемного образца, что качественно согласуется с экспериментальными данными.

Автор благодарен В. И. Перелю за внимание к работе и полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Б. П. Захарченя, Д. Н. Мирлин, В. И. Перель, И. И. Решина. УФН, 136, 459 (1982).
- [2] Optical Orientation (ed. by F. Meier, V. P. Zakharchenya). Amsterdam (1984).
- [3] В. П. Zakharchenya, P. S. Kop'ev, D. N. Mirlin, D. G. Polyakov, I. I. Reshina, V. F. Sapega, A. A. Sirenko. Sol. St. Commun., 69, 203 (1989).
- [4] П. С. Копьев, Д. Н. Мирлин, Д. Г. Поляков, И. И. Решина, В. Ф. Сапега, А. А. Сиренко. ФТП, 24, 1200 (1990).
- [5] И. А. Меркулов, В. И. Перель, М. Е. Портной. ЖЭТФ, 99, 1202 (1991).
- [6] М. Е. Портной. ФТП, 25, 2150 (1991).