

УДК 537.311.33

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

П. В. Ратников¹, А. П. Силин

Исследовано влияние электрического поля, перпендикулярного слоям узкощелевых полупроводниковых гетероструктур, на вероятность и поляризацию оптических межзонных переходов. Вызванная электрическим полем перестройка зонной структуры может способствовать бозе-конденсации экситонов или образованию электронно-дырочной жидкости.

В двузонном приближении энергетический спектр узкощелевых полупроводниковых гетероструктур в слабом электрическом поле F , перпендикулярном слоям структуры, описывается уравнением Дирака, в котором полуширина запрещенной зоны Δ , работа выхода V , матричный элемент скорости u и диэлектрическая проницаемость ϵ изменяются только на границах структуры [1 – 4]

$$\hat{H}_D \Psi \equiv \{u\gamma^0 \vec{\gamma} \vec{p} + \gamma^0 \Delta + V + e\epsilon Fz\} \Psi = E\Psi, \quad (1)$$

где $\vec{p} = -i\vec{\nabla}$ (используется система единиц с $\hbar = 1$), γ^0 и $\vec{\gamma}$ – матрицы Дирака в представлении

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} i\vec{\sigma} & 0 \\ 0 & -i\vec{\sigma} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

В уравнении (1) выделим оператор спиральности, взяв $\Psi = e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}} \Psi(z)$, где $\vec{k}_\perp = (k_x, k_y, 0)$,

¹Московский физико-технический институт (МФТИ).

$$\begin{aligned}\gamma^0(\vec{\gamma} \cdot \vec{k}_\perp) &= -i\gamma^3 k_\perp \frac{i\gamma^0 \gamma^3 (\vec{\gamma} \cdot \vec{k}_\perp)}{k_\perp} = -i\gamma^3 k_\perp \hat{P}, \\ \hat{P} &= \frac{i\gamma^0 \gamma^3 (\vec{\gamma} \cdot \vec{k}_\perp)}{k_\perp} = \gamma^5 (\vec{\gamma} \cdot \vec{l}),\end{aligned}\quad (3)$$

где \vec{l} – единичный вектор в плоскости (x, y) , перпендикулярный волновому вектору \vec{k}_\perp : $\vec{l} = [\vec{n}_z \times \vec{k}_\perp]/k_\perp$ (\vec{n}_z – единичный вектор вдоль оси z , направленной перпендикулярно слоям гетероструктуры). Оператор \hat{P} коммутирует с гамильтонианом \hat{H}_D и имеет собственные значения $\lambda = \pm 1$, соответствующие противоположным направлениям проекции спина на ось z , волновая функция отыскивается среди его собственных функций Ψ_λ . Тогда получим уравнение на волновую функцию, зависящую от переменной z :

$$\{u\gamma^0\gamma^3\hat{p}_z + \gamma^0\Delta - iu\gamma^3\lambda k_\perp + V = e\epsilon Fz\}\Psi_\lambda(z) = E_\lambda\Psi_\lambda(z). \quad (4)$$

В настоящей работе мы рассмотрим квантовую яму шириной d , составленную из трех полупроводников, характеризующихся постоянными $\Delta_i, V_i, u_i, \epsilon_i$ ($i = 1, 2, 3$). Мы будем считать, что $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon$ и $u_1 = u_2 = u_3 = u$, а также, что полупроводники, составляющие квантовые барьеры ($i = 1, 3$), обладают достаточно широкими энергетическими щелями по сравнению с полупроводником, составляющим квантовую яму ($i = 2$) (например, вакуум и диэлектрик или два диэлектрика, окружающие полупроводник), поэтому влияние электрического поля учтем только в квантовой яме. Кроме того, будем считать поле достаточно слабым $|e\epsilon Fd| \ll \Delta_2$ и будем рассматривать его влияние по теории возмущений [5].

Для исследования оптических переходов рассмотрим полупроводниковую гетероструктуру в поле монохроматической плоской волны, определяемой векторным потенциалом

$$\vec{A}_q = \vec{A}_0 e^{i(\vec{q}\cdot\vec{r} - \omega t)}, \quad \vec{A}_0 = A_0 \vec{e}_q, \quad (5)$$

где \vec{e}_q – вектор поляризации, соответствующий волновому вектору \vec{q} . Уравнение Дирака принимает вид

$$\left\{ u\gamma^0\gamma^3\hat{p}_z - \frac{e}{c}u\gamma^0\vec{\gamma}\vec{A}_q + \gamma^0\Delta - iu\gamma^3\lambda k_\perp + V + e\epsilon Fz \right\} \Psi(z) = E\Psi(z). \quad (6)$$

Рассматривая оператор $\hat{U} = -\frac{e}{c}u\gamma^0\vec{\gamma}\vec{A}_q$ как возмущение, получим выражения для матричных элементов перехода по собственным функциям $\Psi_\lambda^{(0)}(z)$ – решениям уравнения (4) в отсутствие электрического поля ($F = 0$)

$$U_{\lambda'\lambda} = \langle \lambda' | \hat{U} | \lambda \rangle = -\frac{e}{c} u A_0 \vec{e}_q \langle \lambda' | \gamma^0 \vec{\gamma} | \lambda \rangle, \quad (7)$$

где $|\lambda\rangle = \Psi_\lambda^{(0)}(z)$, $\langle \lambda' | = \bar{\Psi}_{\lambda'}^{(0)}(z)$.

Из (7) следует, что матричный элемент скорости $v = \vec{e}_q \vec{v}_{ev}$ для межзонного перехода (из валентной зоны в зону проводимости) $E_\lambda \rightarrow E_{\lambda'}$, определяется вектором

$$\vec{v}_{ev} = u \langle \lambda' | \gamma^0 \vec{\gamma} | \lambda \rangle. \quad (8)$$

Находим матричные элементы скорости для поляризаций световой волны вдоль направлений \vec{l} , \vec{k}_\perp и оси z [1]

$$\begin{aligned} v_i &= u(\lambda' - \lambda) I_{1\lambda'\lambda} = -2iu\lambda(1 - \delta_{\lambda\lambda'}) I_{1\lambda'\lambda}, \\ v_{k_\perp} &= -iu(\lambda' + \lambda) I_{1\lambda'\lambda} = -2iu\lambda\delta_{\lambda\lambda'} I_{1\lambda'\lambda}, \\ v_z &= iu(1 + \lambda\lambda') I_{2\lambda'\lambda} = 2iu\delta_{\lambda\lambda'} I_{2\lambda'\lambda}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$I_{1\lambda'\lambda} = \int_{-\infty}^{\infty} dz [\psi_{\lambda'3}^* \psi_{\lambda 1} + \psi_{\lambda'1}^* \psi_{\lambda 3}], \quad I_{2\lambda'\lambda} = \int_{-\infty}^{\infty} dz [\psi_{\lambda'1}^* \psi_{\lambda 1} - \psi_{\lambda'3}^* \psi_{\lambda 3}]. \quad (10)$$

Отсюда видно, что для света, поляризованного вдоль направления \vec{l} , разрешенными являются переходы с изменением четности, а для света, поляризованного в плоскости (\vec{k}_\perp, z) , переходы с сохранением четности.

Используя решение уравнения (4) при $F = 0$, полученное в работе [6], в виде плоских волн внутри квантовой ямы $(-d/2 < z < d/2)$ и экспоненциально убывающее в барьерах $z < -d/2, z > d/2$, легко получить, что скорость межзонных переходов под действием волны с поляризацией вдоль \vec{k}_\perp

$$v_{k_\perp} \equiv 0. \quad (11)$$

Скорости межзонных переходов двух других поляризаций не равны нулю (их явная форма громоздка и не выписывается здесь). Поэтому в дальнейшем мы рассматриваем только эти два типа переходов, считая переход под действием волны с поляризацией $\vec{e}_q \parallel \vec{k}_\perp$ строго запрещенным.

Классифицируем оптические переходы по симметрии гетероструктуры в зависимости от поляризации световой волны.

В симметричных квантовых ямах, когда $V_1 = V_3 = 0$ и $\Delta_1 = \Delta_3$, без электрического поля спиновое расщепление отсутствует, и экстремумы зон электронов и дырок $k_{0e}^0 = k_{0h}^0 = 0$ ($E_{-\lambda} = E_{\lambda}$) [5]. При наложении электрического поля, перпендикулярного слоям гетероструктуры, возникает спиновое расщепление, которое одинаково для электронов и дырок – экстремумы спиновых долин в пространстве импульсов одинаковы $k_{0e} = k_{0h} = k_0$ (рис. 1). Переход с поляризацией $\vec{e} \parallel \vec{l}$ является прямым переходом, т.к. идет с изменением четности, а переход с сохранением четности и поляризацией $\vec{e} \parallel \vec{n}_z$ является непрямым – спиновое расщепление экстремумов зон $2k_0$ существенно превосходит импульс фотона $q = \frac{\omega}{c}$. Вероятность этих не прямых переходов много меньше, чем прямых переходов, поэтому, прикладывая электрическое поле, можно существенно изменять поглощение света, делая его зависящим от поляризации.

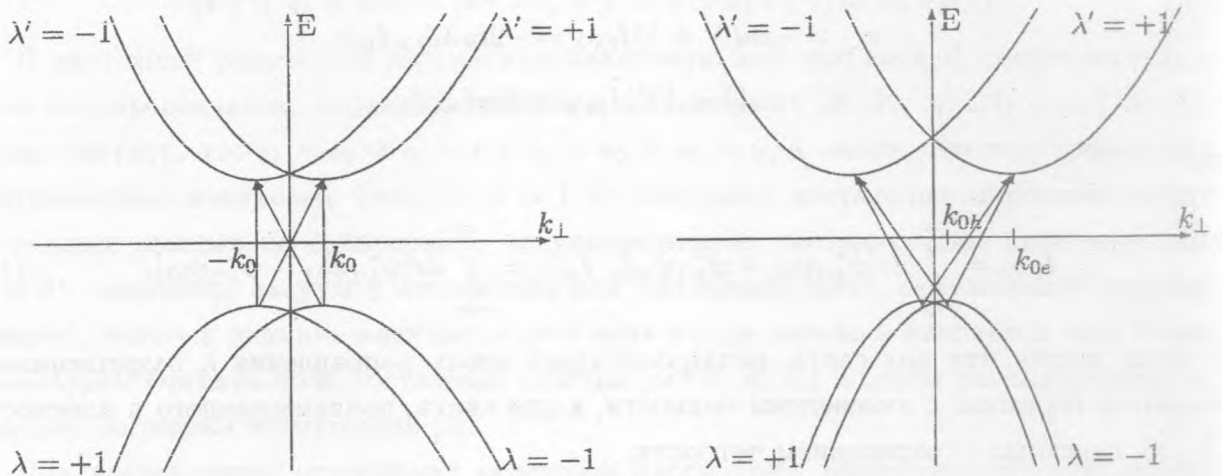


Рис. 1. Прямые переходы с поляризацией $\vec{e} \parallel \vec{l}$ и не прямые переходы с поляризацией $\vec{e} \parallel \vec{n}_z$ для симметричной квантовой ямы в электрическом поле.

Рис. 2. Непрямые переходы с поляризацией $\vec{e} \parallel \vec{l}$ и $\vec{e} \parallel \vec{n}_z$ для несимметричной квантовой ямы в электрическом поле.

В несимметричных гетероструктурах, когда $V_1 = V_3$, спиновое расщепление есть и без электрического поля, но является одинаковым в зоне проводимости и в валентной зоне $k_{0e}^0 = k_{0h}^0 = k_0^0$. Наложение электрического поля перпендикулярно слоям такой структуры приводит к тому, что все переходы, как с сохранением четности, так и с изменением четности, являются непрямыми $k_{0e} \neq k_{0h}$ (рис. 2). Следовательно, наложе-

ние электрического поля “просветляет” несимметричную гетероструктуру, значительно уменьшая поглощение света.

При возбуждении светом симметричных (прямозонных) гетероструктур могут образовываться как параэкситоны с суммарным спином электрона и дырки $s = 0$ при переходах с $\lambda = -\lambda'$, так и ортоэкситоны (переходы с $\lambda = \lambda'$, суммарный спин $s = 1$). Здесь мы пренебрежем орто-парарасщеплением экситонов, которое не оказывает влияния на вероятность перехода, а только изменяет частоту излучаемого света (см., например, [7]).

Если после возбуждения светом мы наложим электрическое поле (достаточно быстро, чтобы экситоны не успели рекомбинировать), тогда переход с $\lambda = -\lambda'$ останется прямым и параэкситоны быстро рекомбинируют, в то время как переход с $\lambda = \lambda'$ станет непрямым в пространстве импульсов (рис. 1) и время жизни ортоэкситонов существенно возрастет. Таким образом можно создать экситонный газ, состоящий в основном из ортоэкситонов, что приведет к излучению поляризованного света.

Если в симметричных гетероструктурах сначала наложить электрическое поле, а затем возбуждать их светом, то прямым останется переход только с $\lambda = -\lambda'$, и будут рождаться в основном параэкситоны, и поляризация света станет другой.

Наличие спин-поляризованного газа экситонов (или орто-, или параэкситонов) благоприятствует их бозе-конденсации [8].

Наложение электрического поля делает несимметричную квантовую яму (рис. 2) аналогом непрямого полупроводника, такого как кремний и германий. В этом случае возможно получение долгоживущих электронно-дырочных пар (экситонов), которые при достаточно низкой температуре и достаточно высоком возбуждении могут конденсироваться в электронно-дырочную жидкость [8, 9].

Подобный переход от прямого в пространстве импульсов к непрямому экситонному состоянию в электрическом поле, перпендикулярном слоям, и в магнитном поле, параллельном слоям, который сопровождается существенным изменением кинетики фотолюминесценции, наблюдался в $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ гетероструктуре [10].

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Идлис Б. Г., Усманов М. Ш. ФТП, **26**, 328 (1992).
- [2] Волков Б. А., Идлис Б. А., Усманов М. Ш. УФН, **165**, 799 (1995).
- [3] Колесников А. В., Силин А. П. Письма в ЖЭТФ, **61**, 733 (1995).
- [4] Силин А. П., Шубенков С. В. ФТТ, **40**, 1345 (1998).

- [5] Р а т н и к о в П. В., С и л и н А. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11, 22 (2005).
- [6] А н д р ю ш и н Е. А., В е р е щ а г и н С. А., С и л и н А. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 6, 21 (1999).
- [7] С и л и н А. П., Ш у б е н к о в С. В. ФТТ, **42**, 25 (2000).
- [8] R a q u e t D., R i c e T. M., and U e d a K. Phys. Rev., B **32**, 5208 (1985).
- [9] Электронно-дырочные капли в полупроводниках. Под. ред. К. Д. Джеффриса и Л. В. Келдыша. М., Наука, 1988.
- [10] B u t o v L. V., M i n t s e v A. V., L o z o v i k Yu. E., et al. Phys. Rev., B **52**, 1548 (2000).

Поступила в редакцию 26 декабря 2005 г.