

УДК 537.311.33

СПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

П. В. Ратников, А. П. Силин

В двузонном (дираковском) приближении метода эффективной массы исследовано влияние постоянного электрического поля на спиновое расщепление энергетических уровней различных квантовых ям, составленных из узкощелевых полупроводников.

Энергетический спектр является одной из фундаментальных физических характеристик полупроводниковых гетероструктур. Зная энергетический спектр, можно рассчитать оптические и транспортные свойства системы, но он интересен и сам по себе. Современные высокотехнологичные методы выращивания гетероструктур позволяют создать практически любую заданную зонную структуру (зонная технология).

В настоящее время существенно повысился интерес к исследованию влияния спин-орбитального взаимодействия на мезоскопические явления переноса [1]. Спиновое расщепление хорошо известно в массивных полупроводниках группы A_3B_5 , обладающих объемной инверсной асимметрией. В гетероструктурах спиновое расщепление также вызвано инверсной асимметрией структуры [2, 3]. В гетероструктурах $GaAs/AlGaAs$ это приводит к спиновому расщеплению энергетического спектра дырок [4]. Спиновое расщепление может найти применение для создания нового поколения полупроводниковых приборов, использующих не только заряд, но также и спин электрона. Это новое направление в физике полупроводников (спинтроника) интенсивно исследуется как теоретически [5 – 8], так и экспериментально [9 – 11].

В настоящей работе мы предлагаем управлять спиновым расщеплением узкощелевых полупроводниковых гетероструктур слабым электрическим полем F , направленным вдоль оси z перпендикулярно слоям гетероструктуры.

В двузонном приближении энергетический спектр узкощелевых полупроводниковых гетероструктур описывается уравнением Дирака, в котором полуширина запрещенной зоны Δ , работа выхода V и матричный элемент скорости u изменяются только на границах структуры [12, 13]

$$\{u\gamma^0\gamma^3\hat{p}_z + \gamma^0\Delta - iu\gamma^3\lambda k_\perp + V + e\epsilon Fz\}\Psi_\lambda(z) = E_\lambda\Psi_\lambda(z), \quad (1)$$

где $\hat{p}_z = -i\frac{\partial}{\partial z}$ – оператор z -компоненты импульса, k_\perp – проекция импульса на плоскость, перпендикулярную оси z , $\lambda = \pm 1$ – собственные значения оператора четности $\hat{P} = \frac{i\gamma^0\gamma^3\vec{\gamma}k_\perp}{k_\perp}$ [12], E_λ и Ψ_λ – собственные значения энергии и собственные функции для данного значения λ , ϵ – диэлектрическая проницаемость, $\hbar = 1$.

Мы используем следующее представление для γ матриц:

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

где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули.

В настоящей работе мы рассмотрим прямоугольную квантовую яму шириной d , составленную из трех полупроводников, характеризующихся постоянными Δ_i , V_i , u_i ($i = 1, 2, 3$). Мы считаем, что полупроводники, составляющие квантовые барьеры ($i = 1, 3$), обладают достаточно большими энергетическими щелями по сравнению с полупроводником, составляющим квантовую яму ($i = 2$) (например, вакуум и диэлектрик, окружающие полупроводник), поэтому влияние электрического поля учтем только в квантовой яме. Кроме того, будем считать поле достаточно слабым $|eFd| \ll \Delta_2$ и будем рассматривать его по теории возмущений. Тогда в низшем порядке по электрическому полю энергетический спектр $E_\lambda^{(0)}$ определяется трансцендентным уравнением [6, 7] (мы ограничимся случаем $u_1 = u_2 = u_3 = u$)

$$\operatorname{tg}kd = \frac{A(C + \tilde{C})}{A^2 + (B + \tilde{C})(B - C)}, \quad (3)$$

где

$$A = \frac{uk}{E_\lambda^{(0)} - V_2 + \lambda uk_\perp}, \quad B = \frac{\Delta_2}{E_\lambda^{(0)} - V_2 + \lambda uk_\perp},$$

$$C = \frac{uk_1 + \Delta_2}{E_\lambda^{(0)} - V_1 + \lambda uk_\perp}, \quad \tilde{C} = \frac{uk_3 - \Delta_3}{E_\lambda^{(0)} - V_3 + \lambda uk_\perp}, \quad (4)$$

$$u^2 k_1^2 = \Delta_1^2 - (E_\lambda^{(0)} - V_1)^2 + u^2 k_\perp^2,$$

$$u^2 k^2 = (E_\lambda^{(0)} - V_2)^2 - \Delta_2^2 - u^2 k_\perp^2,$$

$$u^2 k_3^2 = \Delta_3^2 - (E_\lambda^{(0)} - V_3)^2 + u^2 k_\perp^2.$$

В следующем порядке по электрическому полю получим

$$E_\lambda^{(1)} = e\varepsilon F \langle z_\lambda \rangle, \quad (5)$$

где

$$\langle z_\lambda \rangle = \frac{1}{N} \int_{-d/2}^{d/2} dz \bar{\Psi}_\lambda^{(0)}(z) z \Psi_\lambda^{(0)}(z), \quad N = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \bar{\Psi}_\lambda^{(0)}(z) \Psi_\lambda^{(0)}(z), \quad (6)$$

здесь $\Psi_\lambda^{(0)}(z)$ – собственная функция уравнения (1) для $F = 0$, соответствующая $E_\lambda^{(0)}$, а $\langle z_\lambda \rangle$ выражается через коэффициенты (4) следующим образом:

$$\langle z_\lambda \rangle = \frac{d}{2} \left(1 - \frac{f}{f+1} \right), \quad (7)$$

где $f = \frac{1}{2k_1 d} - \frac{1}{2k_3 d} \frac{\tilde{C}}{C} \left(\cos kd - \frac{B-C}{A} \sin kd \right)^2$.

Рассмотрим две различные геометрии квантовых ям. В первом, симметричном, случае ($V_1 = V_3 = 0$, $V_2 = V \neq 0$, $\Delta_1 = \Delta_3$) расщепление отсутствует без электрического поля [6, 7]. Наложение электрического поля расщепляет энергетический спектр электронов

$$E_\lambda^{(1)} = e\varepsilon F \frac{d}{2} \left(1 + \lambda \frac{k_\perp}{k_1} \frac{V(k_1 u - \Delta_1)}{E^{(0)2} - u^2 k_\perp^2} \right), \quad (8)$$

который в безразмерных единицах

$$a_1 = \frac{\Delta_1 d}{u}, \quad a_2 = \frac{\Delta_2 d}{u}, \quad b = \frac{V d}{u}, \quad c = \frac{e\varepsilon F d^2}{u}, \quad \tilde{E}_\lambda = \frac{E_\lambda d}{u}, \quad q = k_\perp d$$

приведен на рис. 1 для $a_1 = 5$, $a_2 = 1$, $b = 0.75$, $c = 0.5$. На рисунках 1 – 4 ветка, смещенная влево, соответствует $\lambda = -1$, ветка, смещенная вправо, – $\lambda = +1$.

Расщепление спектра дырок получается в (8) заменой $e \rightarrow -e$.

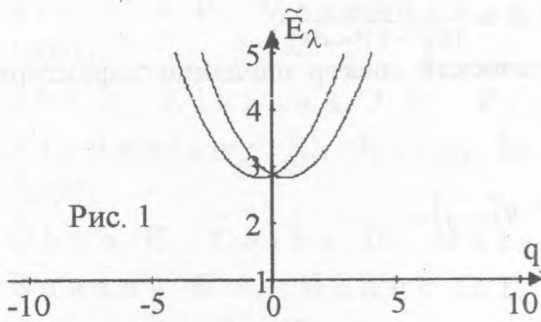


Рис. 1

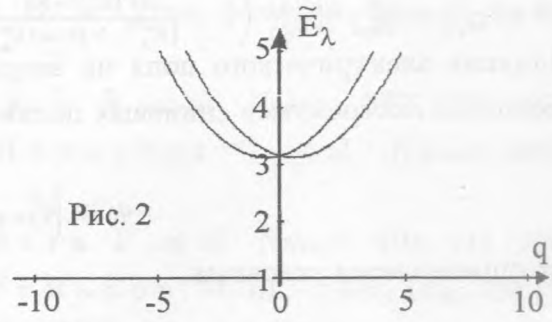


Рис. 2

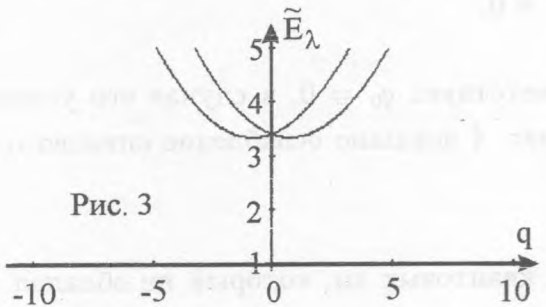


Рис. 3

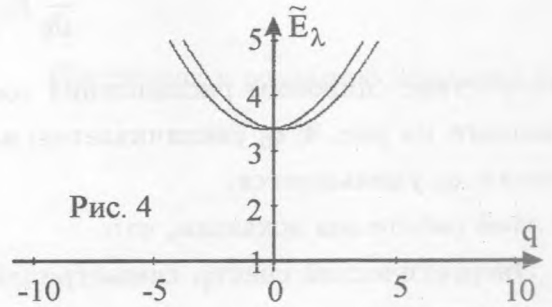


Рис. 4

Рис. 1. Расщепление электрическим полем изначально нерасщепленного спектра.

Рис. 2. Изначально расщепленный спектр несимметричной гетероструктуры.

Рис. 3. Наложение электрического поля $F > 0$ приводит к усилению спинового расщепления для электронов.

Рис. 4. Наложение электрического поля $F < 0$ приводит к ослаблению спинового расщепления для электронов.

Во втором, несимметричном, случае $V_1 = -V$, $V_3 = V$, $V_2 = 0$, $V > 0$ коэффициенты (4) содержат множитель $E_\lambda^{(0)} + \lambda \mu k_\perp$, поэтому $E_\lambda^{(0)}(k_\perp)$ зависит от λ . Изначально расщепленный (без электрического поля) спектр приведен на рис. 2 для тех же значений параметров a_1, a_2, b, c .

Поправка к энергии в этом случае равна

$$E_\lambda^{(1)} = e\epsilon F \frac{d}{2} \frac{1 + D - \lambda G}{(1 + D)^2 - G^2}, \quad (9)$$

где $D = \frac{1}{2k_1d} - \frac{1}{2k_3d} \frac{uk-\Delta_1}{uk+\Delta_1} \left(1 + \frac{2V(E_\lambda^{(0)}-V)}{(E_\lambda^{(0)}-V)^2-u^2k_1^2}\right)$, $G = \frac{2Vuk_1}{(E_\lambda^{(0)}-V)^2-u^2k_1^2}$.

Влияние электрического поля на энергетический спектр наглядно характеризует расщепление экстремумов спиновых долин

$$q_0 = |q_{\lambda=+1}^0 - q_{\lambda=-1}^0|, \quad (10)$$

где q_λ^0 определяется условием

$$\left. \frac{\partial \tilde{E}_\lambda}{\partial q} \right|_{q_\lambda^0} = 0. \quad (11)$$

Отсутствие спинового расщепления соответствует $q_0 = 0$, в случае его усиления, показанного на рис. 3, q_0 увеличивается; на рис. 4 показано ослабление спинового расщепления, q_0 уменьшается.

В этой работе мы показали, что:

1. Энергетический спектр симметричных квантовых ям, который не обладал спиновым расщеплением, расщепляется электрическим полем одинаково для электронов и дырок.

2. Наложение электрического поля воздействует по-разному на расщепленный по спину энергетический спектр электронов и дырок в несимметричных квантовых ямах. Для одних носителей тока спиновое расщепление увеличивается, а для других уменьшается, что определяется направлением электрического поля. В частности, можно добиться спинового расщепления только для одного типа носителей.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Aronov A. G., Lyanda-Geller Y. B. Phys. Rev. Lett., **70**, 343 (1993).
- [2] Bunchkov Yu. A., Rashba E. I. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **17**, 6039 (1984).
- [3] Pikus E. G., Pikus G. E. Phys. Rev., **B51**, 16928 (1995).
- [4] Ekenberg U., Altarely M. Phys. Rev., **B30**, 3369 (1984).
- [5] Kolesnikov A. V., Silin A. P. J. Phys.: Condens. Matter, **9**, 10929 (1987).
- [6] Андрюшин Е. А., Верещагин С. А., Силин А. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 6, 21 (1999).
- [7] Andryushin E. A., Silin A. P., Vereshchagin S. A. Phys. Low.-Dim. Struct., **3/4**, 85 (2000).

- [8] Silin A. P., Vereshchagin S. A. Phys. Low-Dim. Struct., **9/10**, 115 (2001).
- [9] Shi J., Kikkana J. M., Proksch R., et al. Nature, **377**, 707 (1995).
- [10] Fiederling R., Keim M., Reuscher G., et al. Nature, **402**, 787 (1999).
- [11] Ohno H., Chiba D., Matsukara F., et al. Nature, **408**, 944 (2000).
- [12] Волков Б. А., Идлис Б. Г., Усманов М. Ш. УФН, **165**, 799 (1995).
- [13] Силин А. П., Шубенков С. В. ФТТ, **40**, 1345 (1998).

Поступила в редакцию 23 марта 2005 г.