

УДК 538.115

СПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ В НЕСИММЕТРИЧНЫХ УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Е. А. Андрюшин, С. А. Верещагин, А. П. Силян

Рассмотрен энергетический спектр несимметричных узкощелевых полупроводниковых гетероструктур. Исследованы условия возникновения спинового расщепления энергетических уровней. Получены аналитические выражения для энергетических уровней в случае слабой асимметрии.

В настоящее время вырос интерес к исследованию влияния спин-орбитального взаимодействия на оптические и транспортные свойства полупроводниковых гетероструктур. Спин-орбитальное взаимодействие связывает движение электронов со спином электронов, что осуществляется в двумерном электронном газе в асимметричных квантовых ямах [1, 2]. Спиновое расщепление в полупроводниковых гетероструктурах аналогично хорошо известному свойству полупроводников группы A_3B_5 с инверсной асимметрией – микроинверсионной асимметрии [3]. В полупроводниковых гетероструктурах спиновое расщепление может быть вызвано инверсионной асимметрией гетероструктуры [4]. В настоящей работе мы предлагаем простую модель для исследования спинового расщепления энергетических уровней. Это – асимметричная квантовая яма, составленная из узкощелевых полупроводников, описываемых уравнением Дирака, характерным примером которых являются полупроводники группы A_4B_6 [5].

Как известно, в двузонном приближении спектр гетероструктуры, составленной из узкощелевых полупроводников, описывается уравнением Дирака [5]. В настоящей работе будет рассматриваться случай, когда полуширина запрещенной зоны Δ , работа выхода V и межзонный матричный элемент скорости u изменяются только на границах гетероструктуры, перпендикулярно которым направлена ось z . Тогда уравнение становится одномерным:

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

где $\hat{p}_z = -i\frac{d}{dz}$ – оператор проекции импульса на ось z , k_\perp – проекция импульса на плоскость, перпендикулярную оси z , $\lambda = \pm 1$ – собственные значения оператора спиральности (псевдочетности) $\hat{P} = \frac{i\gamma^0\gamma^3\vec{\gamma}k_\perp}{k_\perp}$ [6], E_λ и Ψ_λ – собственные значения энергии и собственные функции для данного значения λ , $\hbar = 1$. Мы используем γ -матрицы в следующем представлении: $\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}$, $\vec{\gamma} = \begin{pmatrix} i\vec{\sigma} & 0 \\ 0 & -i\vec{\sigma} \end{pmatrix}$, где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули.

Уравнение (1) расщепляется на две одинаковые системы уравнений для компонент Ψ_λ : $\Psi_{2\lambda}, \Psi_{3\lambda}$ и $\Psi_{2\lambda}, \Psi_{4\lambda}$. Поэтому ограничимся следующей системой:

$$\begin{aligned} [iu\frac{d}{dz} + i\Delta]\Psi_1 &= [V - E_\lambda - \lambda uk_\perp]\Psi_3 \\ [iu\frac{d}{dz} - i\Delta]\Psi_3 &= [V - E_\lambda + \lambda uk_\perp]\Psi_1. \end{aligned} \quad (2)$$

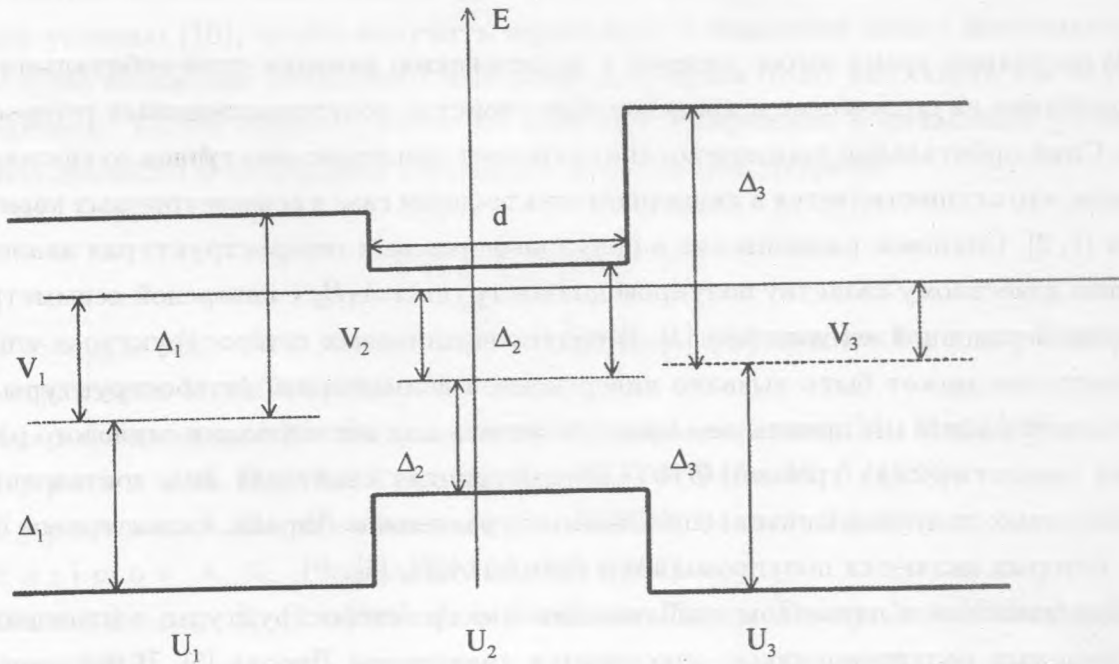


Рис. 1. Прямоугольная квантовая яма, составленная из трех полупроводников.

Рассмотрим прямоугольную квантовую яму шириной d , составленную из трех полупроводников, характеризующихся постоянными Δ_i, V_i, u_i , ($i = 1, 2, 3$) (рис. 1). Решая

уравнения (2) с учетом граничных условий [7], получаем уравнение, определяющее энергетический спектр связанных состояний:

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

где

$$A = \frac{u_2 k}{E - V_2 + \lambda u_2 k_{\perp}}; \quad B = \frac{\Delta_2}{E - V_2 + \lambda u_2 k_{\perp}}; \quad C = \frac{k_1 u_1 + \Delta_1}{E - V_1 + \lambda u_1 k_{\perp}}; \quad \tilde{C} = \frac{k_3 u_3 - \Delta_3}{E - V_3 + \lambda u_3 k_{\perp}}.$$

$$u_1^2 k_1^2 = \Delta_1^2 - (E_{\lambda} - V_1)^2 + u_1^2 k_{\perp}^2;$$

$$u_2^2 k_2^2 = (E_{\lambda} - V_2)^2 - \Delta_2^2 - u_2^2 k_{\perp}^2;$$

$$u_3^2 k_3^2 = \Delta_3^2 - (E_{\lambda} - V_3)^2 + u_3^2 k_{\perp}^2.$$

Отметим, что k, k_1, k_3 зависят от k_{\perp}^2 и не зависят от λ .

Рассмотрим вначале квантовую яму, симметричную относительно замены $z \rightarrow -z$, для которой $\Delta_1 = \Delta_3 > \Delta_2, V_1 = V_3 = 0, V_2 = V, u_1 = u_2 = u_3 = u$. Из (3) получим

$$\operatorname{tg}kd = \frac{kk_1 u^2}{E(E - V) - u^2 k_{\perp}^2 + \Delta_1 \Delta_2}. \quad (4)$$

Если, кроме того, $V = 0$, то E и k_{\perp} входят в уравнение (3) только в комбинации $E^2 - u^2 k_{\perp}^2$, решение можно представить в виде

$$E_{\lambda}^2(k_{\perp}) = E_{\lambda}^2(0) + u^2 k_{\perp}^2. \quad (5)$$

Энергия зависит только от k_{\perp}^2 и не зависит от λ , поэтому расщепления энергетических уровней по спиральности λ нет.

Рассмотрим теперь несимметричную квантовую яму, в которой для простоты вновь положим $V_1 = V_3 = 0, V_2 = V$, но будем считать, что $\Delta_1 - \Delta_3 = \Delta$. В этом случае получим

$$\operatorname{tg}kd = \frac{uk(uk_1 + uk_2 + \Delta)}{[E(E - V) - u^2 k_{\perp}^2](\alpha + 1) - \Delta_2(2\Delta_1 + \Delta + uk_1 + uk_2) - \lambda V uk_{\perp}(\alpha - 1)}, \quad (6)$$

где $\alpha = \frac{uk_3 - \Delta - \Delta_1}{uk_1 - \Delta_1}$. Видно, что $\alpha = 1$ при $\Delta = 0$. Уравнение (6) можно переписать в виде

$$f(k_{\perp}^2, E_{\lambda}) = \lambda uk_{\perp} V \Delta. \quad (7)$$

Функция $f(k_{\perp}^2, E_{\lambda})$ зависит только от k_{\perp}^2 и, следовательно, не зависит от λ . Уравнение (6), определяющее энергетический спектр несимметричной квантовой ямы, при $V \neq 0, \Delta \neq 0$ зависит от λ , поэтому можно ожидать, что определяемый им спектр будет расщеплен по λ . Исходное уравнение (1) и уравнение на собственные значения (6) содержит λ только в комбинации λk_{\perp} , следовательно они инвариантны относительно одновременной замены $\lambda \rightarrow -\lambda$ и $k_{\perp} \rightarrow -k_{\perp}$. Поэтому $E_{\lambda}(k_{\perp}) = E_{-\lambda}(-k_{\perp})$ и энергетические зоны подобны валентной зоне *InSb* [8] (рис. 2). Мы ограничимся рассмотрением только электронного спектра. Спектр дырок аналогичен.

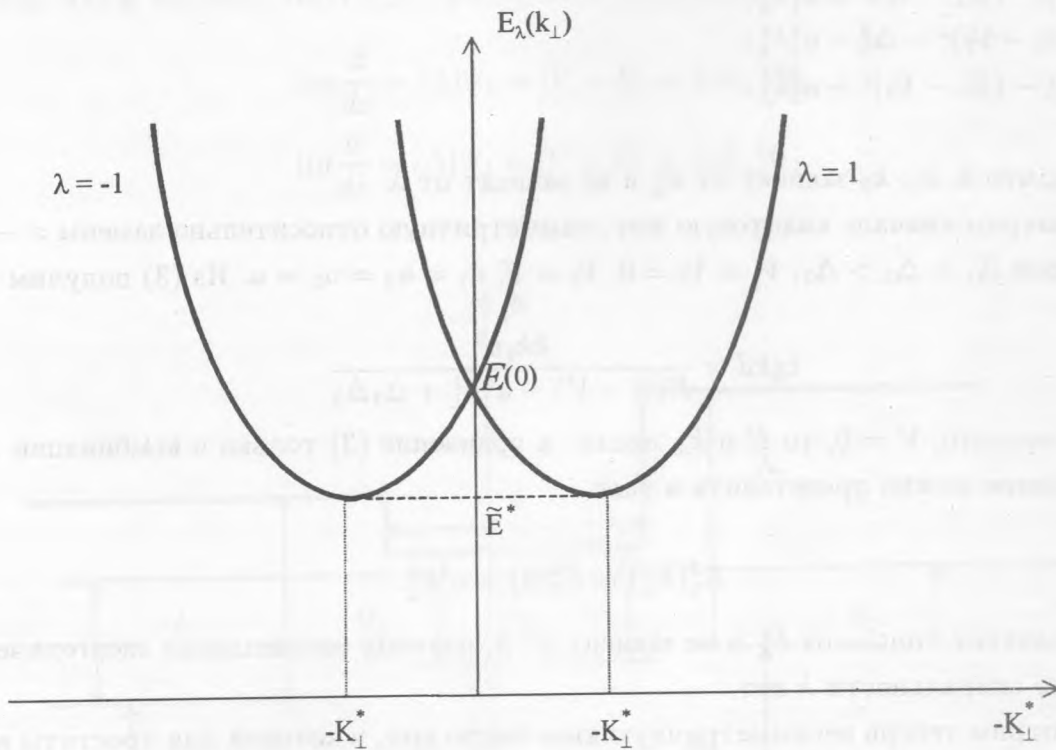


Рис. 2. Схема энергетических зон.

При малых отклонениях k_{\perp} от $k_{\perp\lambda}^*$, которое соответствует экстремуму $E_{\lambda}(k_{\perp})$, будем искать закон дисперсии $E_{\lambda}(k_{\perp})$ в виде

$$E_{\lambda}(k_{\perp}) = \tilde{E}^* + \frac{u^2(k_{\perp} - k_{\perp\lambda}^*)^2}{2\tilde{E}}, \quad (8)$$

где параметры \tilde{E}^* , \tilde{E} , $k_{\perp\lambda}^*$ нужно определить.

Отклонение нашей гетероструктуры от симметричной мы будем считать малым, т.е. $\frac{V}{\Delta_2} \ll 1$ и $\frac{\Delta}{\Delta_1} \ll 1$. В первом порядке малости по указанным параметрам Δ и V мы имеем $\tilde{E} = \tilde{E}^* = E_0$ и легко получить, что

$$k_{\perp\lambda}^* = \lambda V \Delta \frac{(E_0^2 - \Delta_2^2) \sqrt{\Delta_1^2 - E_0^2}}{2u(\Delta_1 - \Delta_2)^2 (E_0^2 \sqrt{\Delta_1^2 - E_0^2} \frac{d}{u} + E_0^2 + \Delta_1 \Delta_2)}, \quad (9)$$

где E_0 – решение уравнения (4) для $k_{\perp} = V = 0$. В случае "мелкой" квантовой ямы, когда $\frac{(\Delta_1 - \Delta_2)d}{u} \ll 1$, из (4) следует

$$E_0 = \Delta_1 \left(1 - \frac{d^2 (\Delta_1 - \Delta_2)^2}{2u^2} \right).$$

Подставляя в (9), получаем

$$k_{\perp\lambda}^* = \frac{\lambda V \Delta d}{u^2} \frac{d}{2}, \quad \epsilon = E(0) - E^* = \frac{V^2 \Delta^2 d^2}{\Delta_1 u^2} \frac{d^2}{8},$$

где $E(0) = E_{\lambda}(k_{\perp} = 0)$, $E^* = E_{\lambda}(k_{\perp\lambda}^*)$. Для узкозонной "глубокой" квантовой ямы ($\Delta_1 \gg \frac{u}{d} \gg \Delta_2$) из (4), (9) получим

$$E_0 = \frac{\pi u}{2 d}, \quad k_{\perp\lambda}^* = \frac{\lambda V \Delta}{2 \Delta_1^2 d}, \quad \epsilon = \frac{V^2 \Delta^2 u}{\Delta_1^4 2 \pi d}.$$

Для широкозонной "глубокой" квантовой ямы ($\Delta_1 \gg \Delta_2 \gg \frac{u}{d}$) из (4), (9) получим

$$E_0 = \Delta_2 \left(1 + \frac{\pi^2 u^2}{2 \Delta_2^2 d^2} \right), \quad k_{\perp\lambda}^* = \frac{\lambda V \Delta \pi^2 u^2}{\Delta_2^2 \Delta_1^2 d^3}, \quad \epsilon = \frac{\pi^2 u^6 V^2 \Delta^2}{2 \Delta_1^4 \Delta_2^5 d^6}.$$

Результаты численного решения уравнения (3), которые представлены на рис. 3, указывают на применимость развитой в данной работе теории возмущений. На графиках представлена зависимость сдвига экстремума энергии $q = \frac{k_{\perp\lambda}^* d}{2}$ для квантовой ямы с параметрами $\delta_1 = \frac{\Delta_1 d}{2u} = 1.0$, $\delta_2 = \frac{\Delta_2 d}{2u} = 0.85$ от $v = \frac{Vd}{2u}$ при $\delta = \frac{\Delta d}{2u} = 0.01$ (рис. 3а) и от δ при $v = 0.01$ (рис. 3б). Сплошной линией показаны прямые, полученные по теории возмущений. При слабой асимметрии величина ϵ , характеризующая изменение спектра, слишком мала для экспериментального наблюдения. Если рассмотреть яму с более сильной асимметрией, то может возникнуть другая трудность – исчезает уровень размерного квантования в яме. Здесь имеет место эффект, аналогичный хорошо известному для уравнения Шредингера, когда в несимметричной потенциальной яме энергетический уровень выталкивается из квантовой ямы [9]. Поэтому, чтобы наблюдались достаточно большие значения ϵ , квантовая яма должна быть

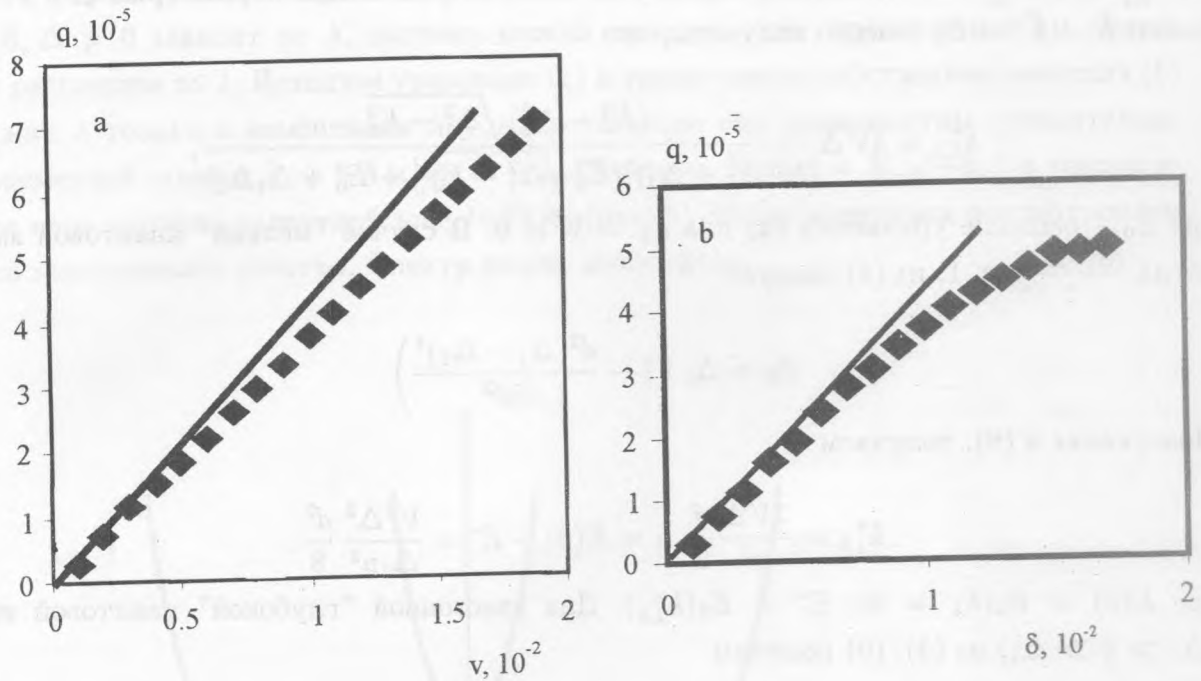


Рис. 3. Зависимость сдвига экстремума энергии для квантовой ямы с параметрами $\delta_1 = 1.0$ и $\delta_2 = 0.85$ от v при $\delta = 0.01$ (рис. 3а) и от δ при $v = 0.01$ (рис. 3б).

достаточно глубокой и сильно асимметричной, т.е. $\Delta_2 \ll \Delta_3 \ll \Delta_1$. Мы произвели расчет ϵ на основе точного уравнения (3) со следующими параметрами квантовой ямы: $\Delta_1 = 1.0$, $\delta_2 = 0.05$, $\delta = 0.17$, $v = 0.37$. Расчеты показали, что параметры энергетического спектра следующие: $\epsilon = 1.21 \cdot 10^{-4} \Delta_1$, $E(0) = 0.816 \Delta_1$, $k_{\perp\lambda}^* = 2.72 \cdot 10^{-2} \frac{1}{d}$. Таким образом, эти эффекты будут заметны при гелиевых температурах для Δ_1 порядка одного электронвольта. Отметим, что значения $k_{\perp\lambda}^*$ и ϵ , полученные по приближенным формулам (8) и (9), отличаются незначительно: $\epsilon = 1.00 \cdot 10^{-4} \Delta_1$, $k_{\perp\lambda}^* = 2.56 \cdot 10^{-2} \frac{1}{d}$.

Таким образом, в использованном нами приближении исходно не вырожденный по спину (по спиральности) электронный спектр расщепляется несимметричной гетероструктурой. При этом величина расщепления пропорциональна асимметрии системы (величинам V, Δ). Отметим, что подобные эффекты могут наблюдаться также и в исходно симметричных двойных гетероструктурах $\tilde{A}_3\tilde{B}_5 - A_3B_5 - \tilde{A}_3\tilde{B}_5$ (или $\tilde{A}_4\tilde{B}_6 - A_4B_6 - \tilde{A}_4\tilde{B}_6$), т.к. величины барьеров различны для контактов $A_3\tilde{B}_5(A_4\tilde{B}_6)$ на одной стенке квантовой ямы и $\tilde{A}_3B_5(\tilde{A}_4B_6)$ на другой стенке [10]. Рассматриваем

мые в настоящей заметке особенности электронных спектров, по-видимому, можно было бы наблюдать в гетероструктурах, составленных из узкощелевых полупроводников (A_3B_5 , A_4B_6) с глубинами ямы порядка 0.1 эВ и разностями в полуширинах запрещенных зон слоев 0.05 эВ , а также на границе с диэлектриком или вакуумом.

Авторы благодарны С. Г. Тиходеву за обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 96-02-16701 и 97-02-16346), Миннауки (проект 97-1087) и INTAS 96-0398.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Pfeffer P. and Zawadzki R. Proc. 23 Int. Conf. Phys. Sem. **3**, p. 1815. World Scientific. Singapore 1996.
- [2] Pikus E. G. and Picus G. E. Phys. Rev., **B 51**, 16928 (1995).
- [3] Кане Е. О. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 249 (1957).
- [4] Вучков Ю. А. and Рашба Е. И. J. Phys., C, **17**, 6039 (1984).
- [5] Волков Б. А., Идлис Б. Г., Усманов М. Ш. УФН, **165**, 799 (1995).
- [6] Идлис Б. Г., Усманов М. Ш. ФТП, **26**, 329 (1992).
- [7] Колесников А. В., Силин А. П. ЖЭТФ, **109**, 2125 (1996).
- [8] Кане Е. О. J. Phys. Chem. Sol. **1**, 249 (1957); **8**, 38 (1959).
- [9] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика, М., Наука, 1989, с. 90.
- [10] Khan-Cheema U. M., Klipstein P. C., Mason N. J. et al. Proc. 23 Int. Conf. Phys. Sem., **3**, p. 2271. World Scientific. Singapore 1996.

Поступила в редакцию 19 марта 1999 г.