

ЭЛЕКТРОННЫЙ g -ФАКТОР В КВАНТОВЫХ ЯМАХ И СВЕРХРЕШЕТКАХ

Ивченко Е. Л., Киселев А. А.

Рассчитан g -фактор электрона в структуре с одиночной квантовой ямой и в сверхрешетке. Расчет проводился как в однозонном приближении, так и в модели Кейна, в которой точно учитывается kr -смешивание состояний $c\Gamma_6$, $v\Gamma_8$, $v\Gamma_7$. Найдена зависимость g -фактора от толщины слоев гетероструктуры. Показано, что за счет эффектов размерного квантования g -фактор электрона в зоне проводимости становится анизотропным. В структуре GaAs/AlGaAs при изменении толщины слоев продольная ($g_{||}$) и поперечная (g_{\perp}) компоненты g -фактора проходят через нуль, так что существует диапазон толщин, в которых $g_{||}$ и g_{\perp} имеют противоположные знаки.

Введение. Эффекты размерного квантования существенно влияют на величину g -фактора электрона в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами. Так, в структуре InAs/GaSb с шириной ямы $a = 100 \text{ \AA}$ $g = -(7.8 \div 8.7)$ [1], тогда как в объемном InAs $g \approx -15$, а в структуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As с уменьшением ширины ямы электронный g -фактор даже меняет знак (при $a = 55 \text{ \AA}$) [2]. При оценке g для электронов в [1, 2] использовалась известная формула Рот [3], связывающая g с шириной запрещенной зоны E_g , спин-орбитальным расщеплением Δ и междузонным матричным элементом оператора импульса $|\langle S|p_z|Z \rangle|$, с заменой в этой формуле E_g на $E_g + \Delta E$, где ΔE — энергия размерного квантования носителей в яме.

В настоящей работе развита последовательная kr -теория, позволяющая рассчитывать g -фактор электрона в структуре с одиночной квантовой ямой или сверхрешетке. Показано, что с учетом расщепления электронных состояний в подзонах тяжелых и легких дырок валентной зоны вследствие размерного квантования g -фактор электрона в зоне проводимости становится анизотропным. Конкретный расчет продольной и поперечной компонент электронного g -фактора на дне нижней подзоны в квантовой яме (или на дне нижней минизоны в сверхрешетке) проведен для системы GaAs/AlGaAs.

1. g -Фактор в однозонном приближении

Рассмотрим периодическую гетероструктуру, составленную из чередующихся слоев A (квантовая яма) и B (барьер) толщиной a и b соответственно. Заметим, что результаты, полученные для такой системы, будут применимы для структуры с одиночной квантовой ямой в пределе $b \rightarrow +\infty$. Если g_A и g_B — g -факторы электрона в материалах A и B , то эффективный g -фактор на дне нижней минизоны $e1$ в периодической структуре получается в результате усреднения

$$g^{(0)} = g_A \langle \theta_A \rangle + g_B \langle \theta_B \rangle, \quad (1)$$

где $\theta_A(z) = 1$ в слое типа A и $\theta_A(z) = 0$ в слое типа B , $\theta_B(z) = 1 - \theta_A(z)$, z — главная ось структуры, угловые скобки означают интеграл:

$$\langle \theta_{A,B} \rangle = \int U^2(z) \theta_{A,B}(z) dz, \quad (2)$$

$U(z)$ — периодическая функция волновой функции электрона,

$$U(z+d) = U(z), \quad d = a + b. \quad (3)$$

Накладывая на интерфейсах граничные условия

$$U_A = U_B, \quad \frac{1}{m_A} \left(\frac{dU}{dz} \right)_A = \frac{1}{m_B} \left(\frac{dU}{dz} \right)_B, \quad (4)$$

получаем

$$\langle \theta_A \rangle = 1 - \langle \theta_B \rangle = \frac{1}{1 + \eta}, \quad (5)$$

где

$$\eta = \frac{b}{a} \frac{1 + \frac{\text{sh } \kappa b}{\kappa b}}{1 + \text{ch } \kappa b} \cdot \frac{1 + \cos ka}{1 + \frac{\sin ka}{ka}},$$

$$k = (2m_A E_{c1}^0 / \hbar^2)^{1/2}, \quad \kappa = [2m_B (V_0 - E_{c1}^0) / \hbar^2]^{1/2},$$

$m_{A, B}$ — эффективная масса электрона в материалах A, B , V_0 — потенциальный барьер на интерфейсе, E_{c1}^0 — энергия размерного квантования электрона, отсчитанная от дна зоны проводимости GaAs и удовлетворяющая уравнению

$$\frac{k}{m_A} \text{tg } \frac{ka}{2} = \frac{\kappa}{m_B} \text{th } \frac{\kappa b}{2}. \quad (6)$$

В объемном GaAs $g = -0.44$. В твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с ростом x g -фактор электрона возрастает, при $x_0 = 0.12$ обращается в нуль, а при $x > x_0$ положителен. В частности, $g(\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}) = 0.5$ [4]. Таким образом, в периодической гетероструктуре GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x \approx 0.35$ константы g_A и g_B различаются знаком, близки по модулю, и их вклады в результирующий g -фактор (1) сильно компенсируют друг друга. В этом случае заметную роль может играть учет зависимости g_A и g_B от энергии электрона. Мы учтем квадратичный по волновому вектору k вклад в g -фактор электрона в объемном полупроводнике. В этом случае оператор зеемановского взаимодействия в кристалле класса T_d имеет вид

$$H_B = \frac{1}{2} \mu_B \left[(g + h_1 k^2) \sigma \mathbf{B} + h_2 (\mathbf{B}k) (\sigma k) + h_3 \sum_{\alpha} k_{\alpha}^2 \sigma_{\alpha} B_{\alpha} \right], \quad (7)$$

где $\alpha = x, y, z$ — главные оси кристалла, \mathbf{B} — магнитное поле, μ_B — магнетон Бора, σ_{α} — матрицы Паули. Выражения для коэффициентов h_i можно получить в кр-теории возмущений. Приведем формулы для g , h_1 и h_2 , получаемые при учете кр-взаимодействия состояний нижней зоны проводимости $c\Gamma_6$ только с верхними валентными зонами $v\Gamma_8$ и $v\Gamma_7$ (трехзонная модель):

$$g = g_0 - \frac{4}{3} \frac{p_{cv}^2}{m_0} \frac{\Delta}{E_g (E_g + \Delta)}, \quad (8)$$

$$h_1 = h_2 + \frac{4}{9} \frac{\hbar^2 p_{cv}^4}{m_0^3} \frac{\Delta}{E_g (E_g + \Delta)} \left[\frac{4}{E_g^2} + \frac{2}{(E_g + \Delta)^2} + \frac{3}{E_g (E_g + \Delta)} \right], \quad (9a)$$

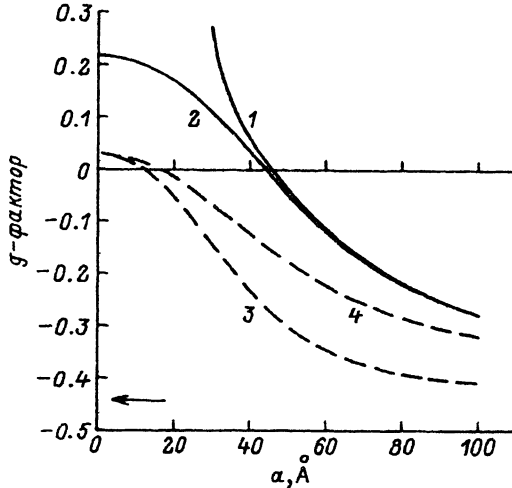


Рис. 1. Зависимость от ширины ямы a электронного g -фактора в гетероструктуре GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As в однозонном приближении.

1 — g -фактор на две подзоны $e1$ в структуре с одиночной квантовой ямой; 2—4 — g -фактор на две минизоны $e1$ в сверхрешетке с $a=b$. 1, 2 — расчет по формуле $g = g^{(0)} + \Delta g$, где $g^{(0)}$ и Δg определены согласно (1) и (10). Для сравнения представлены: 3 — зависимость $g^{(0)}(a)$; 4 — результат расчета g при граничных условиях (4), в которых массы m_A , m_B заменены на зависящие от спина и магнитного поля массы (11). Стрелкой указано значение g в объемном GaAs.

$$h_2 = -\frac{2}{9} g_0 \frac{\hbar^2 p_{cv}^2}{m_0^2} \frac{\Delta^2}{E_g^2 (E_g + \Delta)^2}, \quad (96)$$

где m_0 и g_0 — масса и фактор Ланде свободного электрона ($g_0 \equiv 2$), $p_{cv} = -i \langle S | p_z | Z \rangle$ — междозонный матричный элемент оператора импульса, E_g — ширина запрещенной зоны, Δ — спин-орбитальное расщепление валентной зоны (в GaAs параметр $2p_{cv}^2/m_0 = 28.8$ эВ [4]). В трехзонной модели коэффициент h_3 при анизотропном слагаемом в (7) равен нулю, а h_2 мал по сравнению с h_1 по параметру $m_0 \Delta / p_{cv}^2 \ll 1$. Формула (9a) является обобщением формулы

$$h_1 = \frac{16}{9} \frac{\hbar^2 p_{cv}^4}{m_0^3 E_g^3},$$

выведенной в [5] для определенного случая $\Delta \gg E_g$.

Согласно (1), дополнительный вклад в g -фактор, линейный по коэффициентам h_1^t ($t = A, B$ — индекс слоя), имеет вид

$$\Delta g = h_1^A k^2 \langle \theta_A \rangle - h_1^B \kappa^2 \langle \theta_B \rangle, \quad (10)$$

где учтено, что в слое квантовой ямы $U(z) \propto \cos k(z - \bar{z}_A)$, а в барьерном слое $U(z) \propto \text{ch } \kappa(z - \bar{z}_B)$, \bar{z}_i — координата центра ямы или барьера.

На рис. 1 изображены зависимости суммарного вклада $g = g^{(0)} + \Delta g$ от ширины ямы a для периодической структуры (с $a = b$) и структуры с одиночной квантовой ямой GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As. Для сравнения приведена также кривая $g^{(0)}(a)$, рассчитанная согласно (1). Видно, что учет дополнительного слагаемого Δg кардинально меняет результат, и это слагаемое для данной системы нельзя рассматривать как малую поправку.

Чтобы выяснить, какую роль может играть выбор граничных условий, мы рассчитали g -фактор при граничных условиях (4), в которых учтено

магнитоиндуцированное изменение эффективных масс спин-поляризованного электрона и обратные массы m_t^{-1} заменены на

$$\frac{1}{m_t(B)} = \frac{1}{m_t} + \frac{2}{\hbar^2} \mu_B h'_1 (sB), \quad (11)$$

где s — спин электрона. Результат соответствующего расчета для периодической структуры представлен в виде кривой 4 на рис. 1.

При размерном квантовании в гетероструктуре происходит расщепление состояний тяжелой и легкой дырок в валентной зоне. Это расщепление, которое не учитывалось при расчете поправки Δg , должно приводить к анизотропии g -фактора, так что $g_{\parallel} \equiv g_{zz} \neq g_{\perp} \equiv g_{xx} = g_{yy}$. Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть простейшую структуру с одиночной квантовой ямой, окруженной бесконечно высокими барьерами. Модифицируя кр-метод теории возмущений для электронов в такой структуре, получаем во втором порядке

$$g_{\perp} - g_{\parallel} = \frac{2p_{cv}^2}{m_0} \left(\frac{1}{E_g + E_{e1}^0 + E_{hh1}^0} - \frac{1}{E_g + E_{e1}^0 + E_{lh1}^0} \right), \quad (12)$$

где E_{l1}^0 — энергия размерного квантования электронов ($l=e$), тяжелых дырок ($l=hh$) и легких дырок ($l=lh$) в нижней подзоне 1.

В типичных структурах GaAs/AlGaAs расщепление $E_{lh1}^0 - E_{hh1}^0 > 10$ мэВ и разность $(g_{\perp} - g_{\parallel})$ не имеет малости по сравнению с g (GaAs).

2. g -Фактор в модели Кейна

Для того чтобы последовательно учесть и кр-смешивание состояний в зонах $c\Gamma_6$, $v\Gamma_8$, $v\Gamma_7$ (a) и расщепление состояний тяжелых и легких дырок (b), мы провели расчет g -фактора в модели Кейна. Для задания граничных условий в этой модели [6] удобно разложить волновую функцию электрона Ψ по базисным функциям $\alpha_s S(\mathbf{r})$, $\alpha_s R_{\lambda}(\mathbf{r})$, где α_s ($s = \pm 1/2$) — спиновые столбцы, S и $R_{\lambda} = X, Y, Z$ — блоховские функции симметрий Γ_1 и Γ_{15} . В компактной форме это разложение можно записать как

$$\Psi = uS + (vR), \quad (13)$$

где u и v_{λ} ($\lambda = x, y, z$) — двухкомпонентные огибающие, удовлетворяющие в модели Кейна системе уравнений

$$Eu = -iP(kv), \quad (14a)$$

$$Ev = iPku - \left(E_g + \frac{\Delta}{3} \right) v + i \frac{\Delta}{3} \sigma \times v, \quad (14б)$$

$P = \hbar p_{cv} / m_0$. Мы используем здесь простейшие граничные условия [6]

$$u_A = u_B, \quad P^A(v_z)_A = P^B(v_z)_B, \quad (15)$$

при выполнении которых нормальная компонента потока частиц

$$\mathbf{J} = i(P/\hbar)(v^+u - u^+v) \quad (16)$$

непрерывна на интерфейсе.

Компоненты g -фактора g_{\parallel} и g_{\perp} рассчитывались по формулам второго порядка кр-теории возмущений

$$g_{\parallel} = g_0 f_{\parallel} + m_0^{-1} \sum_n \left(\left| p_{e1, 1/2; n}^+ \right|^2 - \left| p_{e1, 1/2; n}^- \right|^2 \right) (E_{e1}^0 - E_n^0)^{-1}, \quad (17a)$$

$$g_{\perp} = g_0 f_{\perp} - 2m_0^{-1} \sum_n \operatorname{Re} \left(p_{e1, 1/2; n}^+ p_{n; e1, -1/2}^* \right) (E_{e1}^0 - E_n^0)^{-1}, \quad (17b)$$

$$f_{\parallel} = \langle e1, 1/2 | \sigma_z | e1, 1/2 \rangle, \quad f_{\perp} = \langle e1, 1/2 | \sigma_x | e1, -1/2 \rangle. \quad (18)$$

Здесь $p^{\pm} = p^x \pm ip^y$, $|e1, s\rangle$ — состояние электрона на дне минизоны $e1$ со спином $s = \pm 1/2$, суммирование проводится по остальным состояниям электрона в точке экстремума, т. е. при $k_x = k_y = 0$ в структуре с одиночной квантовой ямой и $k_x = k_y = Q = 0$ в сверхрешетке (компонента волнового вектора Q описывает движение электрона вдоль главной оси сверхрешетки). Каждое состояние n характеризуется определенной проекцией углового момента $m = \pm 1/2$ или $m = \pm 3/2$. кр-Взаимодействие смешивает состояния с $m = +1/2$ или $m = -1/2$ в зонах $c\Gamma_6$, $v\Gamma_8$, $v\Gamma_7$, и решение системы уравнений (14) в этом случае удобнее разлагать по блоховским функциям $\psi_{\Gamma_N, m}^0$ симметрии Γ_N ($N = 6, 7, 8$):

$$\begin{aligned} \Psi_m^+ &= C_t^+ \left[a_c \cos k_t (z - \bar{z}_t) \psi_{\Gamma_6, m}^0 + \sin k_t (z - \bar{z}_t) (a_{1h} \psi_{\Gamma_8, m}^0 + a_{s0} \psi_{\Gamma_7, m}^0) \right], \\ \Psi_m^- &= C_t^- \left[a_c \sin k_t (z - \bar{z}_t) \psi_{\Gamma_6, m}^0 - \cos k_t (z - \bar{z}_t) (a_{1h} \psi_{\Gamma_8, m}^0 + a_{s0} \psi_{\Gamma_7, m}^0) \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь $\psi_{\Gamma_6, m}^0 = \alpha_m S$, фазовые множители у $\psi_{\Gamma_8, m}^0$ и $\psi_{\Gamma_7, m}^0$ выбраны так, чтобы коэффициент, связывающий $\psi_{\Gamma_N, -1/2}^0$ и $K\psi_{\Gamma_N, 1/2}^0$ (K — оператор инверсии времени), не зависел от N . Волновой вектор k_t ($t = A, B$) связан с энергией E кейновским законом дисперсии и может принимать как вещественные, так и мнимые значения. Коэффициенты смешивания a_c , a_{1h} , a_{s0} в (16) зависят от k_t : при вещественном k_t они вещественны, при мнимом k_t отношения a_{1h}/a_c и a_{s0}/a_c являются мнимыми. Верхний индекс $\eta = \pm$ в (19) характеризует «четность» Ψ_m^{η} относительно операции пространственной инверсии i в точках $z = \bar{z}_t$, если дополнить действие этой операции правилами $iS = S$, $iR_1 = -R_1$ (при этом $i\alpha_m = \alpha_m$). Состояния $|e1, s\rangle$ являются четными, поэтому вклад в электронный g -фактор могут вносить только нечетные состояния n . Коэффициенты f_{\parallel} , f_{\perp} учитывают, что средняя проекция спина электрона в состоянии $|e1, \pm 1/2\rangle$ соответственно меньше $1/2$ или больше $-1/2$ из-за кр-подмешивания состояний валентной зоны (при $\Delta \neq 0$).

Условия непрерывности u и Pv_z на интерфейсах дают два уравнения для коэффициентов C_A и C_B : для четных решений

$$C_A^+ a_c^A \cos(k_A a/2) = C_B^+ a_c^B \cos(k_B b/2),$$

$$P^A C_A^+ (\sqrt{2} a_{1h}^A + a_{s0}^A) \sin(k_A a/2) = -P^B C_B^+ (\sqrt{2} a_{1h}^B + a_{s0}^B) \sin(k_B b/2), \quad (20a)$$

для нечетных решений

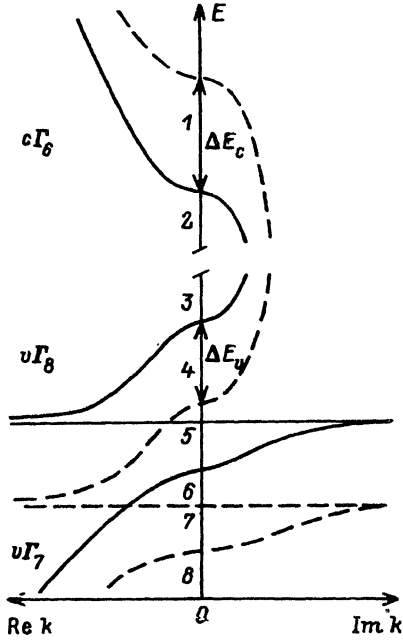
$$C_A^- a_c^A \sin(k_A a/2) = -C_B^- a_c^B \sin(k_B b/2),$$

$$P^A C_A^- (\sqrt{2} a_{1h}^A + a_{s0}^A) \cos(k_A a/2) = P^B C_B^- (\sqrt{2} a_{1h}^B + a_{s0}^B) \cos(k_B b/2). \quad (20b)$$

Уровни энергии E_n^0 находятся из условия совместности этих уравнений. Для определения коэффициентов C_A^{η} и C_B^{η} уравнения (20a) и (20b) нужно дополнить условием нормировки $\langle q_A \rangle + \langle \theta_B \rangle = 1$.

Рис. 2. Дисперсионные кривые для электронов в объемных GaAs (сплошные линии) и твердом растворе $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ (штриховые линии).

Указаны ветви для пространственно незатухающих ($\text{Re } k = 0, \text{Im } k = 0$) и затухающих ($\text{Re } k = 0, \text{Im } k \neq 0$) решений. Крайя зон $c\Gamma_6$, $v\Gamma_8$ и $v\Gamma_7$: 1, 4, 8 — для твердого раствора; 2, 3, 6 — для GaAs; 5, 7 — энергии $E_{v\Gamma_8}^0 - (2/3)\Delta$.



Провести анализ получаемых решений помогает рис. 2, на котором представлены дисперсионные кривые в модели Кейна для GaAs (сплошные линии) и твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $x = 0.35$ (штриховые линии). При изменении состава штриховые линии также изменяются, приближаясь к соответствующим сплошным линиям при $x \rightarrow 0$. Цифрами на рис. 2 пронумерованы значения энергии, при которых происходит смена типа решения в структуре, сопровождаемая изменением волнового вектора k , в одном из слоев $t = A, B$ с вещественных значений (левая полуось) на мнимые (правая полуось) или наоборот.

Следует обратить внимание на то, что в валентной зоне имеются интервалы энергии

$E_4 > E > E_5$ и $E_6 > E > E_7$, в которых, как и в областях $E > E_1$ и $E < E_8$, решения в обоих слоях являются незатухающими. Решения в запрещенной зоне узкозонного материала ($E_2 > E > E_3$) с $k_x = k_y = 0$ отсутствуют. В структуре с квантовой ямой спектр состояний непрерывен в энергетических областях с вещественными k_B и дискретен при мнимых k_B и вещественных k_A .

Состояниям тяжелых дырок отвечают проекции момента $m = \pm 3/2$. В модели (14) масса тяжелых дырок m_{hh} бесконечна и волновая функция $\Psi_{\pm 3/2}$ не определена. Для однозначного задания $\Psi_{\pm 3/2}$ мы учли конечность массы m_{hh} , что эквивалентно добавлению к правой части (146) слагаемого

$$M = \frac{\hbar^2}{4m_{hh}} [\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{v}) - i(\sigma\mathbf{k}) (\mathbf{k} \times \mathbf{v})], \quad (21)$$

которое не влияет на состояния $\Psi_{\pm 1/2}$.

В рассматриваемом приближении волновые функции $\Psi_{\pm 3/2}$ имеют вид

$$\Psi_m^+ = C_t^+ \sin k_t (z - \bar{z}_t) \psi_{\Gamma_8, m}^0, \quad (22)$$

$$\Psi_m^- = C_t^- \cos k_t (z - \bar{z}_t) \psi_{\Gamma_8, m}^0,$$

где

$$\psi_{\Gamma_8, \pm 3/2}^0 = \alpha_{\pm 1/2} (X \pm iY) / \sqrt{2}, \quad k_t = (2m_{hh}^t E_{hh}^t / \hbar^2)^{1/2},$$

E_{hh}^t — энергия размерного квантования дырки в подзоне ν , отсчитанная от края дырочной зоны Γ_8 в слое t . Для нахождения C_t^\pm на огибающие функции накладываются граничные условия (4), в которых m_A, m_B нужно заменить на массы тяжелых дырок m_{hh}^A, m_{hh}^B в слоях A и B .

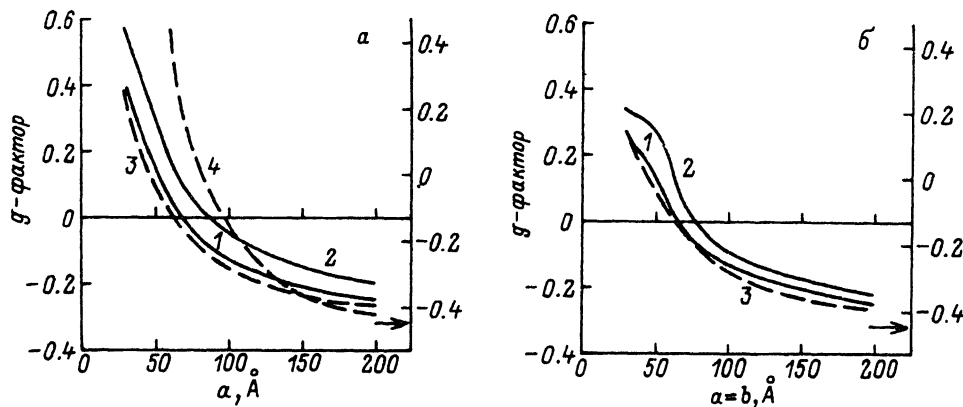


Рис. 3. Зависимость от ширины ямы a продольного и поперечного g -фактора, рассчитанного в модели Кейна для электрона в структуре с одиночной квантовой ямой (а) и сверхрешетке (б).

1 — $g_{||}$, 2 — g_{\perp} , 3 — расчет в однозонном приближении (см. раздел 1), 4 — расчет $g_{||}$ в предельном случае $m_{hh} \rightarrow \infty$, когда энергией размерного квантования и туннелированием под барьер для тяжелой дырки можно пренебречь. Для приближенной оценки роли далеких зон правая шкала сдвинута относительно левой на 0.13. Стрелкой указано значение g в объемном GaAs.

Заметим, что матричный элемент оператора \hat{p}_z между состояниями в зоне проводимости и подзоне тяжелых дырок равен нулю. Поэтому состояния (22) могут вносить вклад только в $g_{||}$ [см. (17)].

3. Результаты и обсуждение

На рис. 3, а и б представлены результаты расчета $g_{||}$ и g_{\perp} в модели Кейна. Использованы следующие значения зонных параметров: для GaAs $E_g = 1.52$ эВ, $\Delta = 0.34$ эВ, $2p_{cv}^2/m_0 = 28.8$ эВ и для твердого раствора $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ [1] $E_g = 1.94$ эВ, $\Delta = 0.32$ эВ, $2p_{cv}^2/m_0 = 24.7$ эВ, отношение разрывов зон на интерфейсе $\Delta E_v/\Delta E_c = 2/3$, $m_{hh} = 0.4 m_0$, различие масс тяжелых дырок в слоях А и В пренебрегалось.

С увеличением ширины квантовых ям g -фактор электрона стремится к предельному значению -0.31 , совпадающему с расчетом по формуле (8) для объемного GaAs. Разность -0.13 между $g_{\text{эксп}}(\text{GaAs}) = -0.44$ и расчетным значением -0.31 определяет вклад далеких зон в g -фактор в кр-методе теории возмущений. Для приближенного учета вклада далеких зон в модели Кейна результаты расчета по (17а), (17б) следует уменьшить на 0.13, что и отражено на рис. 3, а и 3, б соответствующим сдвигом правых шкал относительно левых.

Расчет показывает, что отличием от единицы матричных элементов спиновых операторов (18) можно пренебречь в полном соответствии с малостью коэффициента h_2 в разложении (7).

Штриховые кривые 3 на рис. 3 рассчитаны в однозонном приближении при значениях $g_{A, B}$, $m_{A, B}$, $h_1^{A, B}$, найденных в кр-методе в пренебрежении вкладом далеких зон при указанных выше зонных параметрах E_g , Δ , p_{cv} . Это позволяет проводить сравнение результатов расчета двумя методами. Обращает на себя внимание близость значений g -фактора, рассчитанных в однозонном приближении с граничными условиями (4) и в модели Кейна с граничными условиями (15). К необходимости такого соответствия приводит анализ связи между этими граничными условиями. Используя уравнение (14б), спиновый вектор v можно выразить через спинор u . Подставим полученное выражение в (16). В результате получим для плотности потока частиц в магнитном поле

$$J = \frac{1}{3} \left(\frac{2}{E + E_g} + \frac{1}{E + E_g + \Delta} \right) \frac{P^2}{h} [u^+ K u + (K u)^+ u] + \left[\frac{h}{4m_0} g_0 - \frac{1}{3} \frac{\Delta}{(E + E_g)(E + E_g + \Delta)} \frac{P^2}{h} \right] \text{rot}(u^+ \sigma u), \quad (23)$$

где $K = -i\nabla - (eA/\hbar c)$, A — векторный потенциал магнитного поля. Здесь учтен также вклад в J , пропорциональный g_0 . При $E \ll E_g$ коэффициент перед первой квадратной скобкой переходит в $(\hbar/2m)$, а коэффициент перед оператором rot — в $(\hbar g/4m_0)$, где m — эффективная масса, g — g -фактор (8), а все выражение (23), умноженное на заряд электрона, совпадает со стандартным выражением для плотности тока заряженной частицы в магнитном поле (см., например, § 115 в [8]).

При расчете g -фактора электрона на дне подзоны $e1$ (или минизоны $e1$) $k_x = k_y = 0$, и второе слагаемое не вносит вклада в нормальную составляющую J_z . Первое слагаемое матриц Паули не содержит, откуда следует, что учитывать в граничных условиях (4) спин-зависимые слагаемые типа (11) не нужно.

С уменьшением ширины ямы a g -фактор возрастает и в области $a = (50 \div 80)$ \AA меняет знак в качественном согласии с результатами измерений [2]. Более детальное сопоставление с экспериментом затруднительно, поскольку в [2] не указан состав твердого раствора.

В соответствии с оценками, приведенными в конце раздела 1, для структур с $a < 150$ \AA анизотропия g -фактора сравнима с абсолютным значением g . Более того, существует диапазон значений a , в которых $g_{||}$ и g_{\perp} имеют противоположные знаки. Согласно рис. 3 и в соответствии с приближенной формулой (12), $g_{||}$ и g_{\perp} удовлетворяют неравенству $g_{\perp} > g_{||}$. Заметим, что геометрия эксперимента [2] позволяла измерять только компоненту $g_{\perp} \equiv g_{xx} = g_{yy}$. На различие компонент $g_{||}$ и g_{\perp} электронного g -фактора указывалось в [9] при интерпретации экспериментальных данных по оптической ориентации свободных носителей в наклонном магнитном поле в периодических гетероструктурах GaAs/AlGaAs.

На рис. 3, a представлен также результат расчета зависимости $g_{||}(a)$ (кривая 4) в предельном случае $m_{hh} \rightarrow \infty$, когда тяжелая дырка полностью локализована в слое квантовой ямы и ее уровни размерного квантования прижимаются к потолку валентной зоны объемного GaAs. Как уже отмечалось, компонента g_{\perp} не зависит от m_{hh} . Сопоставление кривых 1 и 4 показывает, что при толщинах $a < 120$ \AA учет конечности m_{hh} существенно сказывается на зависимости $g_{||}(a)$. Легче всего различие кривых 1 и 4 понять для случая узких квантовых ям, в которых вероятность пребывания электрона $e1$ в барьере сравнима с единицей. Поэтому при $m_{hh} \rightarrow \infty$, $a \rightarrow 0$ интеграл перекрытия огибающих функций «зона проводимости—подзона тяжелых дырок» стремится к нулю, состояния hh перестают вносить вклад в $g_{||}$ и кривая $g_{||}(a)$ взмывает вверх.

При расчете проверялось выполнение предельного перехода

$$g_{||,\perp}^{SQW}(a) = \lim_{b \rightarrow \infty} g_{||,\perp}^{MQW}(a, b), \quad (24)$$

где g^{SQW} и g^{MQW} — g -факторы в структуре с одиночной квантовой ямой и с периодической цепочкой квантовых ям соответственно. Заметим, что наличие в валентной зоне энергетических интервалов, в которых k_B вещественно, приводит к сравнительно медленной (степенной) сходимости в (24) для компоненты g_{\perp} , чем и обусловлено различие кривых 2 на рис. 3, a и 3, b даже в области $a > 150$ \AA .

В данной работе расчет g -фактора проводился для структур, в которых за счет размерного квантования формируются подзоны (или минизоны) как для электронов в зоне проводимости, так и для дырок в валентной зоне. Поэтому

результаты этого расчета не могут быть использованы для анализа данных по g -фактору квазидвумерных электронов в одиночном гетеропереходе, в котором имеются уровни размерного квантования только для одного сорта носителей [10, 11]. Тем не менее развитая здесь теория допускает обобщение на случай одиночного гетероперехода (а также двойного гетероперехода типа II). В этом случае плотность валентных состояний, по которым в (17) проводится суммирование, такая же, как в однородном материале барьера, и изменение величины электронного g -фактора связано только с искажением волновой функции свободной дырки вблизи интерфейса. Подробнее случай одиночного гетероперехода будет рассмотрен в отдельной работе.

В заключение подчеркнем, что мы рассчитали здесь одноэлектронный g -фактор. В образцах с заметной концентрацией электронов g -фактор может сильно перенормироваться за счет эффектов обменного взаимодействия (см. [12, 13]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Smith III T. P., Fang F. F. // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 35. N 14. P. 7729—7731.
- [2] Snelling M. J., Flinn G. P., Plaut A. S., Harley R. T., Tropper A. C., Eccleston R., Phillips C. C. // *Conf. Digest IQEC 90*. Anaheim, California. 1990. P. 367.
- [3] Roth L. M., Lax B., Zwerdling S. // *Phys. Rev.* 1959. V. 114. N 1. P. 90—104.
- [4] Эрманн К., Вайсбуш К. Оптическая ориентация. Л., 1989. 374 с.
- [5] Ogg N. R. // *Proc. Phys. Soc.* 1966. V. 89. Pt 2. N 564. P. 431—442.
- [6] Сурис Р. А. // *ФТП*. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2008—2015.
- [7] Cohen A. M., Marques G. E. // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 41. N 15. P. 10608—10621.
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., 1989. 768 с.
- [9] Ivchenko E. L., Kochereshko V. P., Uraltsev I. N., Yakovlev D. R. / *Springer Ser. Sol. St. Sci.* 1992. V. 101. P.
- [10] Lommer G., Malcher F., Rössler U. // *Phys. Rev. B*. 1985. V. 32. N 10. P. 6965—6967.
- [11] Dobers M., v. Klitzing K., Weimann G. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 38. N 8. P. 5453—5456; *Sol. St. Commun.* 1989. V. 70. N 1. P. 41—44.
- [12] Nicholas R. J., Haug R. J., v. Klitzing K., Weimann G. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 37. N 5. P. 1294—1301.
- [13] Чудинов С. М., Кульбачинский В. А., Манчини Дж., Медведев Б. К., Родичев Д. Ю. // *ФТП*. 1990. Т. 24. В. 11. С. 1905—1910.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Получена 27.02.1992

Принята к печати 12.03.1992