

Межзонное резонансное туннелирование в полупроводниковых гетероструктурах в квантующем магнитном поле

© А.А. Захарова

Физико-технологический институт Российской академии наук,
117218 Москва, Россия

Email: chukbar@tapdki.ips.ras.ru

(Поступила в Редакцию 3 февраля 1998 г.
В окончательной редакции 16 апреля 1998 г.)

Рассмотрен эффект резонансного туннелирования электронов через квазистационарные уровни в валентной зоне квантовой ямы в двухбарьерных структурах на основе материалов A_3B_5 с гетеропереходами второго типа в квантующем магнитном поле, направленном перпендикулярно гетерограницам. Вычислены коэффициенты пропускания туннельной структуры для переходов из состояний, соответствующих различным уровням Ландау с использованием модели Кейна. Показано, что возможны переходы с изменением номера уровня Ландау n на единицу за счет смешивания волновых функций состояний с противоположной спиновой ориентацией на гетерограницах из-за спин-орбитального взаимодействия. Причем вероятность таких переходов может быть сравнимой с вероятностью переходов без изменения номера уровня Ландау для туннельно-резонансных структур типа $InAs/AlGaSb/GaSb$.

Резонансное туннелирование в квантующем магнитном поле широко используется для изучения особенностей спектра квазичастиц в низкоразмерных структурах. Экспериментально исследовалось резонансное туннелирование в двухбарьерных полупроводниковых гетероструктурах в магнитном поле, направленном как параллельно, так и перпендикулярно плоскости структуры [1–7]. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) туннельно-резонансных структур (ТРС) при наличии сильного квантования в перпендикулярном магнитном поле могут иметь несколько участков отрицательной дифференциальной проводимости, что связано с возможностью туннельных переходов через квазистационарные состояния в квантовой яме, соответствующие различным уровням Ландау. Продольное магнитное поле приводит к существенному увеличению значения напряжения, соответствующего пиковому току. Осцилляции тока при наличии квантующего магнитного поля, перпендикулярного гетерограницам, наблюдались на ВАХ ТРС $GaAs/AlGaAs$ с гетеропереходами первого типа [3,5] и ТРС с гетеропереходами второго типа, таких как двухбарьерные структуры $GaSb/AlSb/InAs$ [6]. В последнем случае резонансное туннелирование имеет межзонный характер, так как в этой структуре электроны из состояний в валентной зоне $GaSb$ туннелируют через квазистационарные состояния в зоне проводимости квантовой ямы из $InAs$. В аналогичной ТРС $InAs/AlSb/GaSb$ с квантовой ямой из $GaSb$ межзонное резонансное туннелирование исследовалось экспериментально в продольном магнитном поле [7]. В настоящей работе теоретически исследуются особенности резонансного туннелирования в перпендикулярном гетерограницам квантующем магнитном поле с использованием многозонной модели Кейна для решения уравнения Шредингера. Применение многозонной модели позволяет не только адекватно описывать межзонные туннельные процессы, но и обнаружить новые качественные особенности туннелирования

в традиционных ТРС типа $GaAs/AlGaAs$, связанные с переходами между состояниями с различными значениями номера уровня Ландау без рассеяния на фононах, примесях или дефектах. Ранее межзонное резонансное туннелирование в полупроводниковых гетероструктурах исследовалось теоретически в продольном магнитном поле в структурах типа $InAs/AlSb/GaSb$ в пренебрежении квантованием электронов в сильно легированных слоях $InAs$ в магнитном поле [8].

Природа осцилляций ВАХ в перпендикулярном квантующем магнитном поле различна для структур с межзонным и внутризонным характером туннелирования. В ТРС на основе гетеропереходов первого типа, таких как $GaAs/AlGaAs$, при наличии размерного квантования электронов в эмиттере основной максимум тока соответствует всевозможным переходам без изменения номера уровня Ландау при туннелировании [3,5]. Дополнительные пики на ВАХ обусловлены туннельными переходами между состояниями, соответствующими различным значениям номера уровня Ландау. Такие переходы возможны как с изменением полной энергии квазичастицы за счет испускания полярных оптических фононов, так и без изменения энергии. Причем анализ ВАХ позволил различить переходы с изменением номера уровня Ландау вплоть до шести [4]. Туннельные переходы без изменения полной энергии квазичастицы между состояниями, соответствующими различным уровням Ландау, в простой однозонной модели без рассеяния запрещены. Поэтому такие переходы связывают с упругим рассеянием на примесях, дефектах или с квазиупругим рассеянием на акустических фононах. Туннельные процессы между низкоразмерными электронными состояниями в перпендикулярном магнитном поле были рассмотрены теоретически в однозонной модели в работах [9,10]. В ТРС с межзонным туннелированием из-за противоположных знаков эффективных масс состояний в контакте и квантовой яме максимальные значения тока для туннельных

переходов, соответствующих каждому из значений номера уровня Ландау, отвечают существенно различным значениям приложенного напряжения. Это приводит к ярко выраженным осцилляциям полного тока, которые не связаны с процессами рассеяния [6]. Авторы [6] полагают, что экспериментальные кривые достаточно хорошо объясняются в предположении, что туннельные переходы происходят с сохранением номера уровня Ландау, а дополнительный небольшой пик в магнитном поле, равном 15 Т, связывают с неустойчивостями в цепи. В настоящей работе методом матрицы переноса рассчитаны коэффициенты прохождения через ТРС для туннельных переходов из состояний, соответствующих каждому из значений номера уровня Ландау n , как с сохранением, так и с изменением n . В модели Кейна возможны переходы с изменением n на единицу за счет смешивания на гетерограницах состояний, соответствующих различным значениям n , из-за спин-орбитального взаимодействия. Такие переходы могут привести к появлению особенностей на ВАХ как структур типа GaAs/AlGaAs, так и ТРС с межзонным туннелированием, не связанных с процессами рассеяния. При межзонном туннелировании в ТРС типа InAs/AlGaSb/GaSb рассчитанная вероятность переходов с изменением номера уровня Ландау сравнима с вероятностью переходов без изменения номера уровня Ландау, что должно привести к дополнительным хорошо выраженным пикам на ВАХ таких структур.

1. Модель

Для описания туннельно-резонансных процессов воспользуемся методом огибающих функций и многозонной моделью Кейна [11]. Если ось z направлена перпендикулярно гетерограницам ТРС, гамильтониан в пренебрежении g -фактором свободного электрона можно представить в виде

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \hat{H}_{+-} & \hat{H}_{--} \\ \hat{H}_{++} & \hat{H}_{-+} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\hat{H}_{\pm\mp} = \begin{vmatrix} E_C & i\sqrt{\frac{2}{3}}P\hat{k}_z & -i\sqrt{\frac{1}{3}}P\hat{k}_z & P\hat{k}_{\pm} \\ -i\sqrt{\frac{2}{3}}P\hat{k}_z & E_V & 0 & 0 \\ i\sqrt{\frac{1}{3}}P\hat{k}_z & 0 & E_V - \Delta & 0 \\ P\hat{k}_{\mp} & 0 & 0 & E_V \end{vmatrix}, \quad (2)$$

и

$$\hat{H}_{\pm\pm} = \begin{vmatrix} 0 & \sqrt{\frac{1}{3}}P\hat{k}_{\pm} & \sqrt{\frac{2}{3}}P\hat{k}_{\pm} & 0 \\ \sqrt{\frac{1}{3}}P\hat{k}_{\pm} & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{\frac{2}{3}}P\hat{k}_{\pm} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (3)$$

Здесь $\hat{k}_{\pm} = \mp i(\hat{k}_x \pm i\hat{k}_y)/\sqrt{2}$, $\hat{k}_x = -i\partial/\partial x$, $\hat{k}_y = -i\partial/\partial y + |e|Bx/(\hbar c)$, $\hat{k}_z = -i\partial/\partial z$, e — заряд

электрона, c — скорость света, $E_c(z)$ и $E_v(z)$ — дно зоны проводимости и потолок валентной зоны, $\Delta(z)$ — энергия спин-орбитального расщепления, $P = -\hbar^2 \langle s|\partial/\partial z|p_z \rangle / m_0$, где s , p_z — базисные состояния зоны проводимости и валентной зоны, m_0 — масса свободного электрона. Мы считаем, что магнитное поле B направлено вдоль оси z , так что $B_z = B$, $B_x = B_y = 0$; компоненты векторного потенциала определяются следующим образом: $A_y = Bx$, $A_x = A_z = 0$. Мы использовали тот же набор базисных функций, что и в работах [12,13], которые считали одинаковыми для всех слоев структуры, так же как и межзонный матричный элемент оператора импульса. Мы не рассматриваем состояния тяжелых дырок и пренебрегаем диагональными членами в гамильтониане, зависящими от операторов \hat{k}_j . Последнее возможно, если эффективная масса электрона в каждом слое много меньше m_0 .

Собственные значения энергии \bar{E} и огибающие функции ψ_i находятся из уравнений

$$\sum \hat{H}_{ij}\psi_j = \bar{E}\psi_i, \quad i = 1, 2, \dots, 8. \quad (4)$$

В качестве граничных условий используем условия непрерывности на гетерограницах следующих функций:

$$\psi_1, \quad \sqrt{2}\psi_2 - \psi_3, \quad \psi_5, \quad \sqrt{2}\psi_6 - \psi_7. \quad (5)$$

Эти граничные условия сохраняют плотность потока вероятности через гетерограницу. Решение уравнения Шредингера в гетероструктуре можно построить, зная набор собственных функций и собственных значений энергии электронов в материалах, составляющих ТРС. Представим огибающие функции в виде

$$\psi_i = \varphi_i(x') \exp(ik_y y + ik_z z), \quad (6)$$

где $x' = x + \hbar ck_y / (|e|B)$. Подставляя (6) в (4), нетрудно получить два независимых уравнения для φ_1 и φ_5 , которые определяют спектр квазичастиц с различной спиновой ориентацией [14]. Для собственных значений энергии E_n^{\pm} , соответствующих номеру уровня Ландау n , имеем

$$\frac{E_n^{\pm}(E_n^{\pm} - E_g)(E_n^{\pm} + \Delta)}{P^2 s(E_n^{\pm} + 2\Delta/3)} - \frac{k_z^2}{s} \pm \frac{\Delta/3}{E_n^{\pm} + 2\Delta/3} = 2n + 1, \quad (7)$$

$$n = 0, 1, \dots$$

В уравнении (7) энергия отсчитывается от потолка валентной зоны рассматриваемого слоя, $E_g = E_c - E_v$, $s = |e|B/(\hbar c)$. Собственным значениям энергии E_n^{\pm} соответствуют следующие функции φ_i :

$$\varphi_1 = f_n, \quad \varphi_2 = -\frac{i\sqrt{2}Pk_z}{\sqrt{3}E_n^+} f_n, \quad \varphi_3 = \frac{iPk_z}{\sqrt{3}(E_n^+ + \Delta)} f_n,$$

$$\varphi_4 = \frac{2nP\sqrt{s}}{\sqrt{2}E_n^+} f_{n-1}, \quad \varphi_5 = 0, \quad \varphi_6 = \frac{P\sqrt{s}}{\sqrt{6}E_n^+} f_{n+1},$$

$$\varphi_7 = \frac{P\sqrt{s}}{\sqrt{3}(E_n^+ + \Delta)} f_{n+1}, \quad \varphi_8 = 0. \quad (8)$$

Здесь

$$f_n(x') = \exp(-sx'^2/2)H_n(\sqrt{s}x'), \quad n \geq 0, \\ f_n(x') = 0, \quad n < 0, \quad (9)$$

где $H_n(t)$ — полиномы Эрмита. Собственным значениям энергии E_n^- соответствуют функции

$$\varphi_1 = 0, \quad \varphi_2 = \frac{2nP\sqrt{s}}{\sqrt{6E_n^-}}f_{n-1}, \quad \varphi_3 = \frac{2nP\sqrt{s}}{\sqrt{3}(E_n^- + \Delta)}f_{n-1}, \\ \varphi_4 = 0, \quad \varphi_5 = f_n, \quad \varphi_6 = -\frac{i\sqrt{2}Pk_z}{\sqrt{3E_n^-}}f_n, \\ \varphi_7 = \frac{iPk_z}{\sqrt{3}(E_n^- + \Delta)}f_n, \quad \varphi_8 = \frac{P\sqrt{s}}{\sqrt{2E_n^-}}f_{n+1}. \quad (10)$$

Для нахождения вероятности туннелирования удобно использовать метод матрицы переноса, который предполагает замену реального распределения потенциала кусочно-постоянным. Волновую функцию в каждом слое в этом случае можно представить в виде суммы падающих и отраженных волн вида (6), а граничные условия задают связь между предэкспоненциальными коэффициентами в соседних слоях. С учетом непрерывности на гетерограницах функций (5) в гетероструктуре происходит смешивание состояний с противоположной спиновой ориентацией, соответствующих номерам уровней Ландау n и $n + 1$. Это приводит к возможности туннельных процессов с изменением номера уровня Ландау.

2. Вероятность межзонного туннелирования

Рассмотрим резонансное межзонное туннелирование в двухбарьерных структурах в перпендикулярном гетерограницам квантуемом магнитном поле. Примером структуры с межзонным характером туннелирования является ТРС InAs/AlGaSb/GaSb, зонная диаграмма которой в пренебрежении изгибами зон изображена на

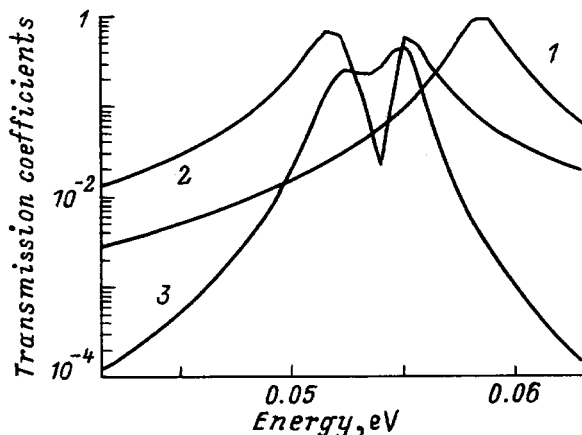


Рис. 1. Зонная диаграмма ТРС InAs/AlGaSb/GaSb.

рис. 1. В этой ТРС электроны из состояний в зоне проводимости InAs туннелируют через квазистационарные уровни в валентной зоне квантовой ямы из GaSb. Для состояний в зоне проводимости значения энергии уровней Ландау E_n^+ соответствуют состояниям со спином, направленным вдоль магнитного поля. Для состояний E_n^- спин направлен против магнитного поля. Состояния E_0^- не смешиваются с состояниями другой спиновой ориентации или с состояниями других уровней Ландау. Электрон из такого состояния может туннелировать только в аналогичное состояние справа от ТРС. Каждое из состояний $E_n^+(k_z^+)$ смешивается с состоянием $E_{n+1}^-(k_z^-)$ с энергией, равной $E_n^+(k_z^+)$. Значения k_z^+ для этих смешанных состояний определяются из (7). При туннелировании из каждого такого состояния слева от ТРС возможны переходы с изменением номера уровня Ландау на единицу и переворотом спина.

Для состояний нижнего уровня Ландау со спином против направления магнитного поля зададим ψ_5 в слое j в виде

$$\psi_5 = A_2^j f_0(x') \exp(ik_y y + ik_{zj} z_j) + B_2^j f_0(x') \exp(ik_y y - ik_{zj} z_j). \quad (11)$$

Остальные огибающие функции легко находятся с использованием (6), (9), (10). Тогда коэффициенты A_2^j , B_2^j и A_2^{j+1} , B_2^{j+1} связаны уравнением

$$\begin{pmatrix} A_2^j \\ B_2^j \end{pmatrix} = M_j \begin{pmatrix} A_2^{j+1} \\ B_2^{j+1} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Здесь матрица переноса M_j при $z = z_j$ определяется следующим образом:

$$M_j^\pm = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} (1 + Z_j)e^{-ib_j z_j} & (1 - Z_j)e^{-ia_j z_j} \\ (1 - Z_j)e^{ia_j z_j} & (1 + Z_j)e^{ib_j z_j} \end{vmatrix}, \quad (13)$$

$$Z_j \equiv \frac{k_{zj+1} P_{j+1}}{k_{zj} P_j},$$

где

$$a_j = k_{zj} + k_{zj+1}, \quad b_j = k_{zj} - k_{zj+1}, \quad (14)$$

$$P_j = 2/E(z_j) + 1/(E(z_j) + \Delta(z_j)). \quad (15)$$

Здесь $E(z_j) = \bar{E} - E_v(z_j)$. Тогда для амплитуд падающей, отраженной и прошедшей волн A_2^0 , B_2^0 и A_2^N имеем уравнение

$$\begin{pmatrix} A_2^0 \\ B_2^0 \end{pmatrix} = \prod_{j=0}^{N-1} M_j \begin{pmatrix} A_2^N \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Здесь $N - 1$ — число разбиений структуры.

Если $n \neq 0$ или спин туннелирующего электрона направлен вдоль магнитного поля, решение уравнения Шредингера можно представить в виде суперпозиции волн, для которых $\psi_1 \neq 0$ или $\psi_5 \neq 0$, соответствующих уровням Ландау n и $n + 1$. Для таких решений положим

$$\psi_1 = A_1^j f_n(x') \exp(ik_y y + ik_{zj}^+ z_j) + B_1^j f_n(x') \exp(ik_y y - ik_{zj}^+ z_j), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \psi_5 = & A_2^j f_{n+1}(x') \exp(ik_y y + ik_{zj}^- z_j) \\ & + B_2^j f_{n+1}(x') \exp(ik_y y - ik_{zj} z_j). \end{aligned} \quad (18)$$

Остальные огибающие находятся с учетом решений для них в объемных материалах. Определим матрицу переноса M_j , которая связывает коэффициенты $A_{1,2}$, $B_{1,2}$ в соседних слоях

$$\begin{pmatrix} A_1^j \\ B_1^j \\ A_2^j \\ B_2^j \end{pmatrix} = M_j \begin{pmatrix} A_1^{j+1} \\ B_1^{j+1} \\ A_2^{j+1} \\ B_2^{j+1} \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Учитывая граничные условия, находим элементы квадратной матрицы M_j 4×4

$$\begin{aligned} M_{j11} &= (1 + k_{zj+1}^+ P_{j+1} / (k_{zj}^+ P_j)) \exp(-ib_j^+ z_j) / 2, \\ M_{j12} &= (1 - k_{zj+1}^+ P_{j+1} / (k_{zj}^+ P_j)) \exp(-ia_j^+ z_j) / 2, \\ M_{j13} &= -i\sqrt{s}(n+1)(Q_j - Q_{j+1}) / (k_{zj}^+ P_j) \exp(-ic_j^- z_j), \\ M_{j14} &= -i\sqrt{s}(n+1)(Q_j - Q_{j+1}) / (k_{zj}^+ P_j) \exp(-ic_j^+ z_j), \\ M_{j21} &= (1 - k_{zj+1}^+ P_{j+1} / (k_{zj}^+ P_j)) \exp(ia_j^+ z_j) / 2, \\ M_{j22} &= (1 + k_{zj+1}^+ P_{j+1} / (k_{zj}^+ P_j)) \exp(ib_j^+ z_j) / 2, \\ M_{j23} &= i\sqrt{s}(n+1)(Q_j - Q_{j+1}) / (k_{zj}^+ P_j) \exp(ic_j^+ z_j), \\ M_{j24} &= i\sqrt{s}(n+1)(Q_j - Q_{j+1}) / (k_{zj}^+ P_j) \exp(ic_j^- z_j), \\ M_{j31} &= -i\sqrt{s}(Q_j - Q_{j+1}) / (2k_{zj}^- P_j) \exp(-id_j^- z_j), \\ M_{j32} &= -i\sqrt{s}(Q_j - Q_{j+1}) / (2k_{zj}^- P_j) \exp(-id_j^+ z_j), \\ M_{j33} &= (1 + k_{zj+1}^- P_{j+1} / (k_{zj}^- P_j)) \exp(-ib_j^- z_j) / 2, \\ M_{j34} &= (1 - k_{zj+1}^- P_{j+1} / (k_{zj}^- P_j)) \exp(-ia_j^- z_j) / 2, \\ M_{j41} &= i\sqrt{s}(Q_j - Q_{j+1}) / (2k_{zj}^- P_j) \exp(id_j^+ z_j), \\ M_{j42} &= i\sqrt{s}(Q_j - Q_{j+1}) / (2k_{zj}^- P_j) \exp(id_j^- z_j), \\ M_{j43} &= (1 - k_{zj+1}^- P_{j+1} / (k_{zj}^- P_j)) \exp(ia_j^- z_j) / 2, \\ M_{j44} &= (1 + k_{zj+1}^- P_{j+1} / (k_{zj}^- P_j)) \exp(ib_j^- z_j) / 2. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь

$$\begin{aligned} a_j^\pm &= k_{zj}^\pm + k_{zj+1}^\pm, & b_j^\pm &= k_{zj}^\pm - k_{zj+1}^\pm, \\ c_j^\pm &= k_{zj}^\pm \pm k_{zj+1}^\pm, & d_j^\pm &= k_{zj}^\pm \pm k_{zj+1}^\pm, \end{aligned} \quad (21)$$

$$Q_j = 1/E(z_j) - 1/(E(z_j) + \Delta(z_j)). \quad (22)$$

Тогда амплитуды падающих, отраженных и прошедших волн $A_{1,2}^0$, $B_{1,2}^0$ и $A_{1,2}^N$ связаны следующим образом:

$$\begin{pmatrix} A_1^0 \\ B_1^0 \\ A_2^0 \\ B_2^0 \end{pmatrix} = \prod_{j=0}^{N-1} M_j \begin{pmatrix} A_1^N \\ 0 \\ A_2^N \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Если спин падающей волны направлен вдоль магнитного поля, в (23) $A_2^0 = 0$, в противном случае $A_1^0 = 0$. Определим туннельную прозрачность для переходов в каждую из зон Ландау как отношение плотностей потоков вероятности через гетерограницу в прошедшей и падающей волнах, усредненных по координате x

$$T_{kl} = \langle J_k^N \rangle / \langle J_l^0 \rangle. \quad (24)$$

Здесь $k(l) = 1$ соответствует волне со спином вдоль магнитного поля, $k(l) = 2$ соответствует противоположной спиновой ориентации,

$$\langle J_1^{0,N} \rangle \sim 2^n n! |A_1^{0,N}|^2 k_{z0,N}^+ P_{0,N},$$

$$\langle J_2^{0,N} \rangle \sim 2^{n+1} (n+1)! |A_2^{0,N}|^2 k_{z0,N}^- P_{0,N}, \quad (25)$$

где n — номер уровня Ландау для волны со спином вдоль магнитного поля.

3. Обсуждение результатов

Рассчитанные зависимости коэффициентов прохождения T_{kl} через ТРС InAs/AlGaSb/GaSb/AlGaSb/InAs с толщиной квантовой ямы 50 Å и толщинами барьерных слоев 25 Å показаны на рис. 2 и 3. Использовались те же значения параметров, что и в работах [12,13,15]. Рис. 2 соответствует перпендикулярному гетерограницам магнитному полю 8 Т, рис. 3 соответствует магнитному полю 15 Т. Приложенное к структуре напряжение равно 0.05 В. Кривая 1 на рис. 2 представляет собой зависимость туннельной прозрачности T от энергии туннелирующего электрона в левом контактном слое InAs E для состояний с $n = 0$ и спином против направления магнитного поля. Эти состояния не смешиваются с другими состояниями, и прошедшая волна также относится к нулевому уровню Ландау и имеет ту же спиновую ориентацию, что и падающая. Кривая 2 представляет собой зависимость $T(E)$ для переходов из состояний с $n = 0$ и спином вдоль магнитного поля слева от ТРС в аналогичные состояния справа от ТРС. Кривые 3 и 4 соответствуют переходам

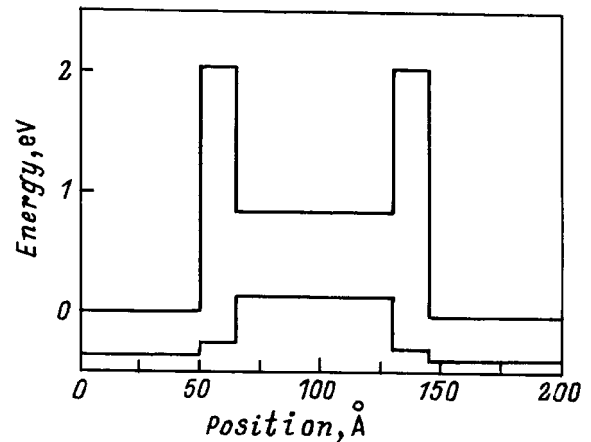


Рис. 2. Коэффициенты прохождения электрона через ТРС InAs/AlGaSb/GaSb в магнитном поле 8 Т.

из состояний с $n = 0$ и спином, направленным вдоль магнитного поля, в состояния с $n = 1$ и спином против магнитного поля, и наоборот. Кривые 5 и 6 описывают зависимости $T(E)$ для переходов из состояний с $n = 1$ и спином против и вдоль направления магнитного поля соответственно в аналогичные состояния справа от ТРС. Кривая 7 относится к последнему из возможных межзонных резонансных переходов — из состояний с $n = 1$ и спином вдоль магнитного поля в состояния с $n = 2$ и спином против магнитного поля. Все резонансы на рис. 2 соответствуют единственной в рассматриваемом диапазоне энергий нулевой подзоне размерного квантового легкого дырок в валентной зоне квантовой ямы. Вероятность межзонных переходов с изменением номера уровня Ландау заметно меньше, чем вероятность переходов без изменения номера уровня Ландау для электрона, туннелирующего из состояний с $n = 0$ или в состояния с $n = 0$. Однако с увеличением n смешивание состояний различных уровней Ландау увеличивается, так что вероятность переходов с изменением номера n становится сравнимой с вероятностью переходов без изменения n при туннелировании из состояний с $n = 1$ и спином вдоль магнитного поля. Кроме того, кривые 6 и 7 имеют два хорошо выраженных пика, что обусловлено резонансным туннелированием через квазистационарные состояния в квантовой яме с противоположной спиновой ориентацией и отличающимися на единицу значениями n .

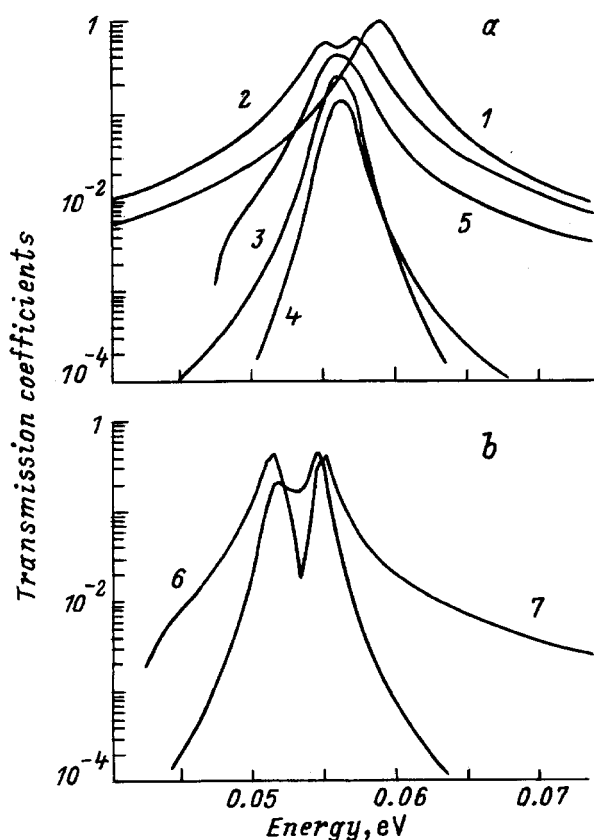


Рис. 3. Коэффициенты прохождения электрона через ТРС InAs/AlGaSb/GaSb в магнитном поле 15 Т.

Рис. 3 демонстрирует, что с увеличением напряженности магнитного поля смешивание состояний с различной спиновой ориентацией усиливается. Кривые 1–3 на этом рисунке соответствуют тем же зависимостям, что и кривые 1–3 на рис. 2, но вычислены при $B = 15$ Т. В этом случае возможны только три типа межзонных резонансных переходов через квазистационарные уровни легких дырок в квантовой яме. Кривая 1 на этом рисунке, так же как и кривая 1 на рис. 2, имеет один максимум, так как состояния с $n = 0$ и спином против магнитного поля не смешиваются с другими состояниями. Кривые 2 и 3, представляющие зависимости $T(E)$ для межзонных переходов с сохранением и изменением на единицу номера уровня Ландау из состояний с $n = 0$ и спином вдоль направления магнитного поля, имеют два резких пика. Дополнительные пики туннельной прозрачности могут приводить к появлению дополнительных пиков на ВАХ таких структур. Отметим, что при нулевом напряжении на структуре смешивание состояний различных уровней Ландау заметно слабее. Отметим также, что описанные эффекты являются существенно более слабыми для ТРС с гетеропереходами первого типа, таких как ТРС GaAs/AlGaAs/GaAs. Однако и в этом случае возможны переходы между состояниями различных уровней Ландау без рассеяния, что может привести к особенностям на зависимости дифференциальной проводимости от напряжения.

Обсудим справедливость ряда приближений, использовавшихся в расчетах. Приближение непрерывности межзонного матричного элемента оператора импульса довольно хорошо выполняется для ТРС типа InAs/AlGaSb/GaSb. Поскольку для всех рассмотренных примеров значения эффективного g -фактора в контактных слоях и квантовой яме оказались намного больше g -фактора свободного электрона, последний можно пренебречь. Однако его следует учитывать в ТРС типа GaAs/AlGaAs/GaAs. Межзонный туннельный ток через квазистационарные состояния тяжелых дырок в квантовой яме, вообще говоря, существен в рассмотренных структурах [16]. Межзонными туннельными переходами через уровни тяжелых дырок могут быть обусловлены дополнительные пики на зависимостях $T(E)$. Однако вероятность межзонного туннелирования в состоянии тяжелых дырок при $B = 0$ сравнима с вероятностью межзонного туннелирования в состоянии легких дырок только при достаточно малых значениях кинетической энергии конечного состояния и больших значениях продольного импульса [17]. В рассмотренном диапазоне энергий смешивание состояний легких и тяжелых дырок не должно сильно повлиять на результат. Однако следует отметить, что при $B \neq 0$ в валентной зоне квантовой ямы с учетом конечности массы тяжелых дырок смешиваются состояния легких дырок с индексами n и $n + 1$ и тяжелых дырок с индексами $n - 1$ и $n + 2$ с различной спиновой ориентацией [18] для случая изотропной модели Латтинжера или модели, использованной в работе [17]. Число таких смешанных состояний равно четырем при

$n \geq 1$ для каждого значения n . В ТРС возможно межзонное резонансное туннелирование электронов из состояний в зоне проводимости InAs с индексом n и спином вдоль магнитного поля или с индексом $n + 1$ и спином против магнитного поля через каждое из этих смешанных состояний.

Таким образом, исследовано межзонное резонансное туннелирование в полупроводниковых гетероструктурах в перпендикулярном квантующем магнитном поле в рамках модели Кейна. Вычислены матрицы переноса для нахождения вероятности межзонных туннельных переходов для состояний, соответствующих различным значениям номера уровня Ландау и различной спиновой ориентации. Показано, что возможны переходы с изменением номера уровня Ландау при туннелировании, что может приводить к дополнительным максимумам на ВАХ.

Автор признателен Е.Л. Ивченко за полезные обсуждения.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-16438).

Список литературы

- [1] E.E. Mendez, L. Esaki, W.I. Wang. Phys. Rev. **B33**, 4, 2893 (1986).
- [2] V.J. Goldman, D.C. Tsui, J.E. Cunningham. Phys. Rev. **B35**, 17, 9387 (1987).
- [3] M.L. Leadbeater, E.L. Alves, L. Eaves, M. Henini, O.H. Hughes, A. Celeste, J.C. Portal, G. Hill, M.A. Pate. Phys. Rev. **B39**, 5, 3438 (1989).
- [4] C.H. Yang, M.J. Yang, Y.C. Kao. Phys. Rev. **B40**, 9, 6272 (1989).
- [5] H. Yoo, S.M. Goodnick, J.R. Arthur, M.A. Reed. J. Vac. Sci. Technol. **B8**, 2, 370 (1990).
- [6] E.E. Mendez, H. Ohno, L. Esaki, W.I. Wang. Phys. Rev. **B43**, 6, 5196 (1991).
- [7] R.R. Marquardt, D.A. Collins, Y.X. Liu, D.Z.-Y. Ting, T.C. McGill. Phys. Rev. **B53**, 20, 13 624 (1996).
- [8] Y.X. Liu, R.R. Marquardt, D.Z.-Y. Ting, T.C. McGill. Phys. Rev. **B55**, 11, 7073 (1997).
- [9] O.E. Raichev, F.T. Vasko. J. Phys.: Condens. Matter **8**, 1041 (1996).
- [10] O.E. Raichev, F.T. Vasko. J. Phys.: Condens. Matter **9**, 1547 (1997).
- [11] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Sol. **1**, 249 (1957).
- [12] V. Ryzhii, A. Zakharova. Semicond. Sci. Technol. **8**, 377 (1993).
- [13] A. Zakharova, V. Gergel. Solid State Commun. **96**, 4, 209 (1995).
- [14] R. Bowers, Y. Yafet. Phys. Rev. **115**, 5, 1165 (1959).
- [15] A. Zakharova. J. Phys.: Condens. Matter **9**, 4635 (1997).
- [16] I. Lapushkin, A. Zakharova, V. Gergel, H. Goronkin, S. Tehrani. J. Appl. Phys. **82**, 5, 2421 (1997).
- [17] A. Zakharova. Semicond. Sci. Technol. **13**, in press (1998).
- [18] D.A. Broido, L.J. Sham. Phys. Rev. **B31**, 2, 888 (1985).