

ЭФФЕКТЫ ТУННЕЛИРОВАНИЯ КВАЗИЧАСТИЦ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ ВТОРОГО ТИПА

Захарова А. А., Рыжий В. И.

Исследованы характеристики гетероструктур на основе соединений InAs, GaSb, AlSb или их твердых растворов. С использованием многозонного приближения метода эффективной массы найдены выражения для коэффициентов прохождения квазичастиц (электрона или легкой дырки) при их туннелировании в таких структурах. Рассмотрен случай нормального падения электрона или легкой дырки на гетерограницу, когда состояния тяжелой дырки не участвуют в процессе туннелирования. Показано, что эффекты превращения квазичастиц на гетерограницах играют существенную роль в функционировании приборов на основе рассматриваемых материалов.

Введение. В последнее время интенсивно теоретически и экспериментально изучаются приборы, принцип действия которых существенным образом основан на квантовых свойствах квазичастиц [1]. Особенно активно рассматриваются идеи использования эффектов туннелирования под барьерами, образованными двумя гетеропереходами между материалами с различными значениями ширины запрещенной зоны и электронного сродства, для создания высокочастотных приборов [2-12]. Среди них наиболее интересны туннельно-резонансные структуры, вольт-амперные характеристики (ВАХ) которых имеют участки отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Недавно появился новый класс туннельных приборов на основе соединений InAs, GaSb, AlSb или их твердых растворов [6-12], в которых в процессе туннелирования участвуют как состояния зоны проводимости, так и валентной зоны. Экспериментально реализованы однобарьерные структуры InAs/Al_xGa_{1-x}Sb/InAs [7, 8], InAs/AlSb/GaSb [10, 11]; двухбарьерные InAs/AlSb/GaSb/AlSb/InAs [9], GaSb/AlSb/InAs/AlSb/GaSb [10] и другие. Интересно, что участки ОДП наблюдались не только на ВАХ двухбарьерных структур, но и однобарьерных. Это связано с наличием падающих участков на зависимости коэффициента прохождения квазичастицы под барьером от ее энергии. В случае однобарьерных структур типа InAs/Al_xGa_{1-x}Sb/InAs уровень потолка валентной зоны в Al_xGa_{1-x}Sb находится несколько ниже дна зоны проводимости в InAs. Поэтому при туннелировании роль энергетического барьера для электрона играет разность между его кинетической энергией E и положением потолка валентной зоны в Al_xGa_{1-x}Sb. С увеличением E величина барьера растёт, а вероятность прохождения падает. В структурах типа InAs/AlSb/GaSb электрон туннелирует через слой AlSb в валентную зону GaSb. Когда энергия электрона сравнивается с уровнем потолка валентной зоны, коэффициент прохождения T обращается в нуль. Аналогично, величина T обращается в нуль при приложении к структуре напряжения, когда уровень валентной зоны в GaSb опускается ниже дна зоны проводимости в InAs. Интересными свойствами обладают такие двухбарьерные структуры [9, 10]. Авторы [9] получили значительную контрастность ВАХ $j_{\max}/j_{\min} = 88$ при 77 К и $j_{\max}/j_{\min} = 20$ при 300 К, где j_{\max} , j_{\min} — максимальное и минимальное значения плотности тока на падающем участке. Для структур GaSb/AlSb/InAs/AlSb/GaSb получены величины $j_{\max}/j_{\min} = 62$ при 77 К и $j_{\max}/j_{\min} = 13$ при 300 К [10], что несколько меньше, чем для структур с туннелированием через дискретный уровень в валентной зоне GaSb. Однако j_{\max} в последнем случае примерно на порядок больше. Настоящая работа

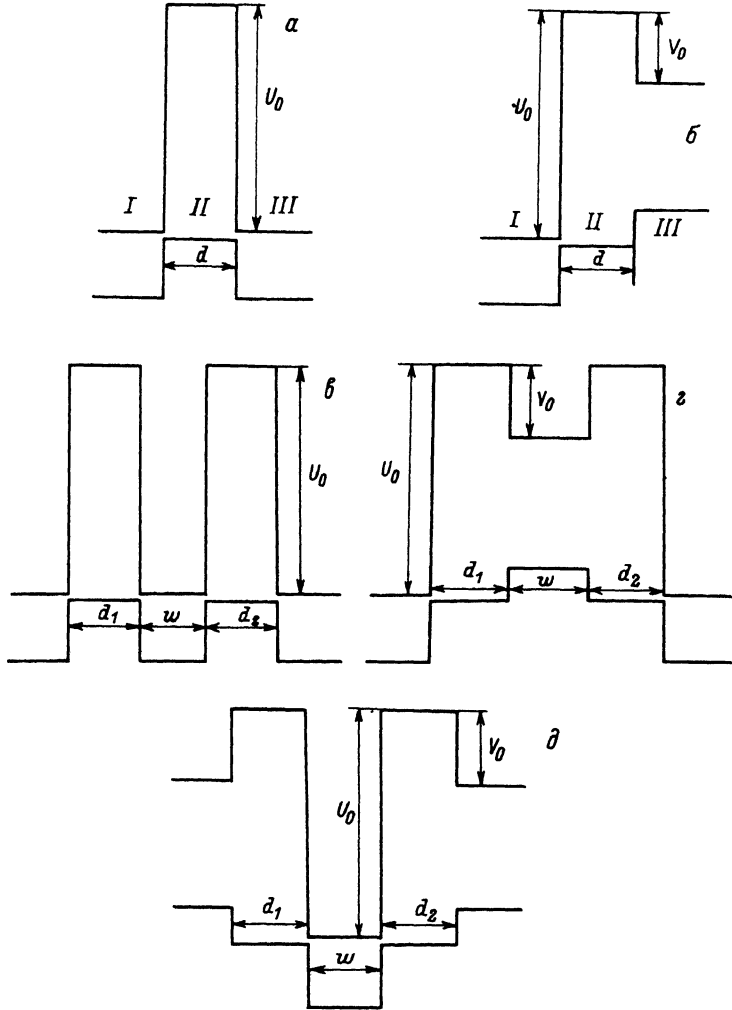


Рис. 1. Зонные диаграммы рассматриваемых структур.

посвящена теоретическому изучению эффектов туннелирования квазичастиц в таких структурах. Найдены аналитические выражения для величин коэффициентов прохождения T с использованием многозонного приближения метода эффективной массы. Показано, что эффекты превращения квазичастиц на гетерограницах (электронов в дырки и наоборот) играют определяющую роль в функционировании приборов на основе таких соединений.

Используемая модель. Расчет характеристик однобарьерных и двухбарьерных структур

Для определения коэффициента прохождения квазичастиц под барьером, образованным двумя гетеропереходами между полупроводниковыми материалами с различными значениями ширины запрещенной зоны и электронного сродства, воспользуемся методом огибающих волновых функций в многозонной модели. Зонные диаграммы структур $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}$ и $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{GaSb}$ изображены на рис. 1, а и б соответственно. Для простоты ограничимся случаем

нулевого напряжения на структурах (включая контактную разность потенциалов). Базисные волновые функции, описывающие поведение квазичастиц вблизи центра зоны Бриллюэна, будем считать одинаковыми для материалов, составляющих структуру. Будем также считать выполненным условие непрерывности межзонного матричного элемента оператора импульса. Не ограничивая общности, одну из трех компонент волнового вектора квазичастицы, например k_z , можно положить равной нулю. Тогда в базисе связанных моментов гамильтониан H квазичастицы в каждом из материалов имеет квазидиагональный вид

$$H = \begin{pmatrix} H' & 0 \\ 0 & H^* \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Если в рамках к \bar{p} -метода взаимодействие зоны проводимости с валентной зоной учесть точно, а влиянием других зон пренебречь, то

$$\begin{aligned} H'_1 &= (E_g, Pk_+, Pk_-/\sqrt{3}, Pk_- \sqrt{2}/3), \\ H'_4 &= H'_1^+, H'_4 = -\Delta, \end{aligned} \quad (2)$$

остальные члены равны нулю. Здесь $k_{\pm} = \mp i(k_x \pm ik_y) / \sqrt{2}$, E_g — ширина запрещенной зоны, Δ — энергия спин-орбитального расщепления, величина P пропорциональна межзонному матричному элементу оператора импульса. $E + E_g$ — $\hbar^2 k^2 / 2m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) является собственным значением (1), а собственные векторы (1) определяют разложение волновой функции по базисным. Учитывая квазидиагональный вид гамильтониана, достаточно представить волновую функцию в форме разложения по первым четырем базисным функциям. Собственному значению $E + E_g$ — $\hbar^2 k^2 / 2m_0$ соответствует собственный вектор матрицы H'

$$\begin{pmatrix} 1 \\ Pk_- / (E + E_g) \\ Pk_+ / \sqrt{3} (E + E_g) \\ \sqrt{2} Pk_+ / \sqrt{3} (E + E_g + \Delta) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь E и k связаны законом дисперсии Кейна:

$$k = \pm \frac{1}{P} \frac{(E(E + E_g)(E + E_g + \Delta))^{1/2}}{(E + E_g + 2\Delta/3)^{1/2}}. \quad (4)$$

Значению $E = 0$ соответствует энергия дна зоны проводимости в данном материале. В такой модели масса тяжелой дырки бесконечна. В каждом из слоев гетероструктуры величины E_g и Δ равны соответствующим значениям в данном материале. В области барьера величина k в (4) комплексна. Коэффициент прохождения квазичастицы под барьером T можно найти, представив волновую функцию квазичастицы в каждом из слоев в виде суммы падающей и отраженной волн. В качестве граничных условий используем условия непрерывности компонент волновых функций (s -типа зоны проводимости и p -типа валентной зоны), а также плотности потока вероятности через гетерограницу (см., например, [13]). Такой метод применялся для расчета характеристик туннельных структур авторами работ [5, 6], а также структур, содержащих квантовую яму [14]. В настоящей работе для простоты ограничимся случаем нормального падения квазичастицы, положив $k_x = 0$. Тогда рассматриваемая выше модель адекватно описывает прохождение квазичастицы даже в том случае, когда ее энергия близка к уровню потолка валентной зоны в каком-либо материале гетероструктуры. Это связано с тем, что состояния тяжелой дырки не играют роли в процессе

туннелирования, поскольку их волновые функции функции ортогональны волновым функциям других квазичастиц, если соответствующие квазиимпульсы параллельны.

Для однобарьерных структур имеем

$$T = \frac{\frac{4E_3k_1}{k_3E_1}}{\left(1 + \frac{E_3k_1}{k_3E_1}\right)^2 + \left[\left(1 + \frac{E_3k_1}{k_3E_1}\right)^2 + \left(\frac{E_3\gamma_2}{k_3E_2} - \frac{E_2k_1}{\gamma_2E_1}\right)^2\right] \text{sh}^2 \gamma_2 d} \quad (5)$$

Здесь E_1 — энергия падающей на барьер квазичастицы, отсчитанная от дна зоны проводимости в материале I; E_2, E_3 — энергия квазичастицы в материале барьера II и слоя III, отсчитанные от уровней дна зоны проводимости соответствующих материалов, $\gamma_2 = |k_2|$, k_i и E_i связаны законом дисперсии Кейна (4), где $E_g = E_{g_i}$, $\Delta = \Delta_j$, d — толщина слоя II. При выводе (5) мы считали, что $m_0 \gg m_i$ (где m_i — эффективная масса электрона). Также следует иметь в виду, что при туннелировании электрона из материала I в валентную зону материала III знаки k_1 и k_3 противоположны. Для структур типа $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}$ $E_1 = E_3$, $k_1 = k_3$. Тогда

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{E_1\gamma_2}{k_1E_2} + \frac{E_2k_1}{\gamma_2E_1}\right)^2} \text{sh}^2 \gamma_2 d \quad (6)$$

Если $E_i \ll E_{g_i}$, выражение (6) переходит в полученное ранее в работе [15]. При $d = 0$ формула (5) переходит в следующее выражение:

$$T = \frac{4E_3k_1}{k_3E_1} \left(1 + \frac{E_3k_1}{k_3E_1}\right)^{-2} \quad (7)$$

где T представляет собой коэффициент прохождения электрона из зоны проводимости полупроводника типа InAs в валентную зону полупроводника типа GaSb при нормальном падении на гетерограницу. Формула (7) совпадает с полученной ранее в работе [13]. Зависимость T от кинетической энергии электрона, как следует из формулы (7), имеет падающий участок. Наличие ОДП на ВАХ таких структур наблюдалось экспериментально [16]. Отметим, что интересными свойствами обладают также структуры InAs/GaSb/InAs. Численный расчет характеристик таких структур проведен в работе [6]. Электрон, многократно отражаясь на гетерограницах InAs/GaSb, испытывает квантовую интерференцию. Величина T обращается в единицу всякий раз, когда на толщине слоя GaSb d укладывается целое число полуволин соответствующей волновой функции. Зависимость T от энергии электрона в InAs описывается в рамках используемой модели формулой, аналогичной той, которая получена в работе [14] для коэффициента прохождения квазичастицы над глубокой квантовой ямой при нормальном падении:

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{E_1k_2}{k_1E_2} - \frac{E_2k_1}{k_2E_1}\right)^2} \sin^2 k_2 d \quad (8)$$

Здесь $E_{1,2}$ — энергия квазичастицы в материалах InAs и GaSb соответственно. Причем в первом случае это энергия электрона, во втором — легкой дырки. (Величины $E_{1,2}$ отсчитываются от дна зоны проводимости соответствующего

материала). Значения k_i связаны с E_i законом дисперсии Кейна. Зависимости $T(E_1)$, рассчитанные численно, приведены в работе [6].

Перейдем теперь к рассмотрению двухбарьерных структур. Зонные диаграммы структур типа $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}$, $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{GaSb}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}$, $\text{GaSb}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{GaSb}$ изображены на рисунках 1, в г и д соответственно. Мы предполагаем, что полная разность потенциалов между слоями структуры, включая контактную разность потенциалов, равна нулю. Существенно то, что расчет характеристик всех этих структур требует учета как состояний зоны проводимости, так и валентной зоны. В двухбарьерных структурах $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}$ аналогично соответствующим однобарьерным структурам электрон проходит барьеры вблизи потолка валентной зоны $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$, т. е. проходит их как легкая дырка при нормальном падении на гетерограницу. Поскольку энергетические барьеры в зоне проводимости велики, в квантовой яме для электронов двойной гетероструктуры может быть большое число дискретных квазистационарных уровней. При некоторых значениях параметров возможно наличие падающего участка на зависимости максимального значения T для данного дискретного уровня T от номера n , что свидетельствует о том, что при прохождении квазичастицы вблизи потолка валентной зоны $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ роль энергетического барьера играет разность между кинетической энергией квазичастицы (электрона) в InAs и энергией потолка валентной зоны в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$. С увеличением номера n величина барьера растет, а максимальное значение коэффициента прохождения падает. В структурах типа $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{GaSb}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}$ электрон из InAs туннелирует через дискретный уровень в валентной зоне GaSb . Причем в реальных условиях, по-видимому, туннелирование происходит через квазистационарный уровень легких дырок. Прохождение под барьером тяжелой дырки затруднено, так как она обладает большим импульсом, а также по причине равенства нулю интеграла перекрытия волновых функций тяжелой дырки и электрона (или легкой дырки), если их квазиимпульсы параллельны. При приложении к структуре внешнего напряжения сначала плотность тока растет, потом начинает падать, так как дискретный уровень в валентной зоне GaSb опускается ниже дна зоны проводимости в InAs . В структурах типа $\text{GaSb}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{GaSb}$ квазичастица из GaSb (при нормальном падении на гетерограницу легкая дырка) туннелирует через дискретный уровень в зоне проводимости InAs . ВАХ таких гетероструктур также имеют участки ОДП, так как плотность тока резко падает, когда потолок валентной зоны в GaSb опускается ниже энергии дискретного уровня в InAs . Используя многозонное приближение метода эффективной массы, найдем коэффициент прохождения квазичастицы (электрона или легкой дырки) через каждую из таких структур при нормальном падении:

$$T = F^2,$$

где

$$F = 16 | | e^{-ik_3w} \{ e^{-ik_2d_2} (1+s)(1+1/z) + e^{ik_2d_2} (1-s)(1-1/z) \} \times \\ \times \{ e^{-ik_2d_1} (1+z)(1+1/s) + e^{ik_2d_1} (1-z)(1-1/s) \} + \\ + e^{ik_3w} \{ e^{-ik_2d_2} (1-s)(1+1/z) + e^{ik_2d_2} (1+s)(1-1/z) \} \times \\ \times \{ e^{-ik_2d_1} (1+z)(1-1/s) + e^{ik_2d_1} (1-z)(1+1/s) \} |^{-1}, \quad (9)$$

$$s = E_2k_3/k_2E_1, \quad z = E_2k_1/k_2E_1.$$

Здесь w — толщина ямы, $d_{1,2}$ — толщины барьеров, E_1 — энергия квазичастицы в крайних слоях, $E_{2,3}$ — энергия квазичастицы в слоях, представляющих собой барьеры, и в квантовой яме соответственно, E_i и k_i связаны законом дисперсии Кейна. (E_i отсчитывается от дна зоны проводимости соответствующего материала).

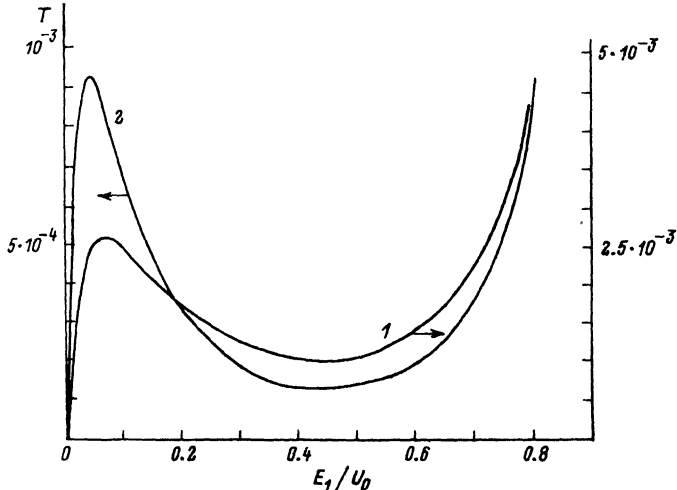


Рис. 2. Зависимости $T(E_1)$ при различных значениях параметра $a = dU_0/P$.
а: 1 — 8, 2 — 10.

Обсуждение результатов

Зависимость коэффициента прохождения электрона T под барьером в структуре $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}$ от его энергии E_i определяется формулой (6), в которой $E_2 = E_1 - U_0$, а k_i связаны с E_i законом дисперсии Кейна. На рис. 2 изображены кривые функции $T(E_1)$ при различных значениях толщины барьера d . Использовались следующие значения параметров: $U_0 = 1.25$ эВ, $E_{g1} = 0.36$ эВ, $\Delta_1 = 0.38$ эВ, $E_{g2} = 1.27$ эВ, $\Delta_2 = 0.8$ эВ при $x = 0.4$. Все кривые имеют хорошо выраженные падающие участки. С увеличением толщины барьера отношение T_{\max}/T_{\min} , где T_{\max} , T_{\min} — максимальное и минимальное значения $T(E_1)$ на падающем участке, растет. Однако при этом сильно падает величина T_{\max} . Последнее объясняется наличием во втором слагаемом знаменателя (6) множителя $\text{sh}^2\gamma_2 d$, который быстро растет с увеличением d . Функция $\gamma_2(E_1)$ имеет максимум при $E_1 \sim E_{g2}/2$, при $E_1 \geq 0$ и $E_1 \leq E_{g2}$ значение γ_2 близко к нулю. При $E_1 \ll E_{g2}/2$ электрон проходит под барьером как легкая дырка, т. е. величина $\text{sh}^2\gamma_2 d$ быстро растет с увеличением E_1 . С ростом d T_{\min} падает быстрее T_{\max} , так как этой величине соответствует большее значение E_1 и соответственно γ_2 . Однако значение T_{\max} для всех вариантов достаточно мало, так как мала эффективность превращения квазичастиц на гетерогранице в силу малости интегралов перекрытия волновых функций электрона и легкой дырки. Такого недостатка отчасти лишена структура $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{GaSb}$, в которой превращение квазичастиц происходит только на гетерогранице $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$. Коэффициент прохождения электрона из InAs в валентную зону GaSb описывается формулой (5), в которой $E_2 = E_1 - U_0$, $E_3 = E_1 - U_0 + V_0$, $\gamma_2 = |k_2|$, величины k_i связаны с E_i законом дисперсии Кейна, причем знаки k_1 и k_3 противоположны. Серия кривых $T(E_1)$ при различных значениях ширины барьера d изображена на рис. 3. Использовались следующие значения параметров: $x = 0.4$, $V_0 = 0.4$ эВ, $E_{g3} = 0.7$ эВ, $\Delta_3 = 0.8$ эВ. Остальные параметры приведены выше. Значения T_{\max} заметно больше, чем в предыдущем варианте.

Перейдем теперь к рассмотрению двухбарьерных структур. Зависимость $T(E_1)$ для гетероструктуры $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{InAs}$ при $x = 0.4$ показана на рис. 4. Функция $T(E_1)$ имеет несколько экстремумов, каждый

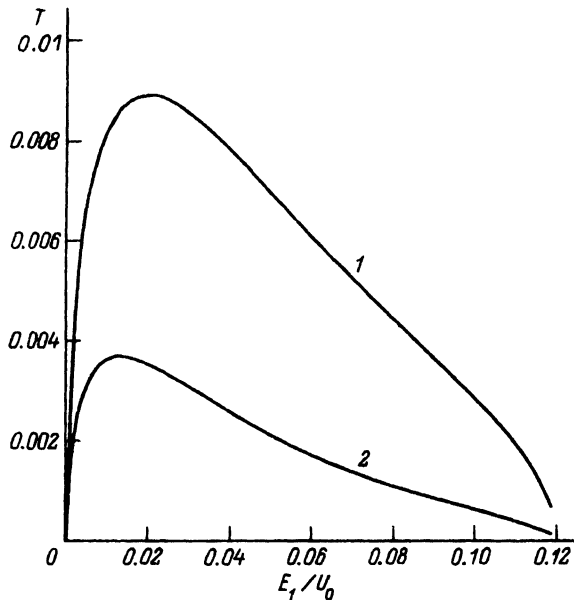


Рис. 3. Зависимости $T(E_1)$ при различных значениях $\alpha = dU_0/$
 $\alpha: 1-8, 2-10$.

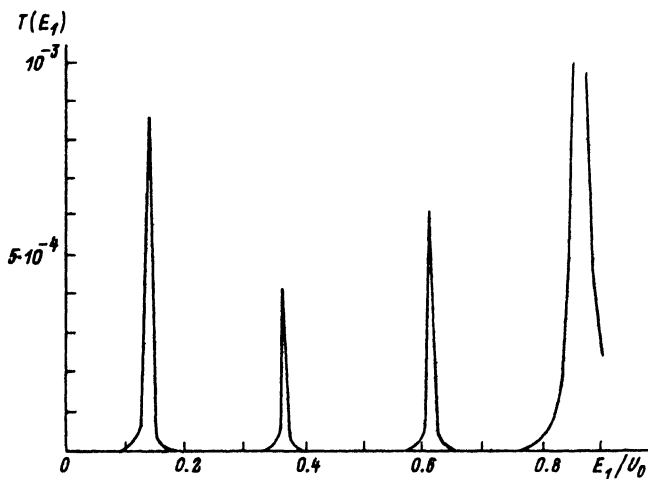


Рис. 4. Зависимость $T(E_1)$ при $d_1U_0/P = d_2U_0/P = 7$.
 $wU_0/P = 10$.

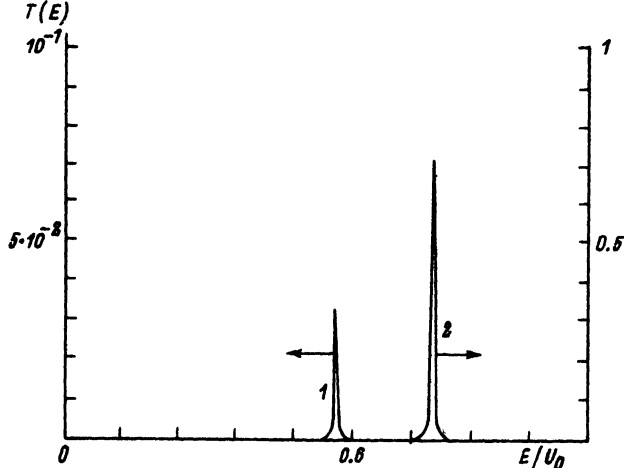


Рис. 5. Зависимости $T(E)$ (где E — кинетическая энергия электрона в InAs) при $d_1U_0/P = d_2U_0/P = 9$.

1 — wU_0/P : 18 для структуры со средним слоем из GaSb, 2 — 15.5 для структуры со средним слоем из InAs.

из которых соответствует одному из дискретных квазистационарных уровней в глубокой квантовой яме. Значение T_{\max} для последнего экстремума более чем на порядок больше, чем для других. Это связано с тем, что для остальных экстремумов либо велико значение $|k_2|$, либо малы факторы перекрытия волновых функций электрона и легкой дырки при прохождении квазичастицы вблизи потолка валентной зоны $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{Sb}$. На зависимости T_{\max} от номера экстремума есть падающий участок, на возможность которого было указано выше. На рис. 5 показаны зависимости $T(E_1)$ для структур $\text{InAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{Sb}/\text{GaSb}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{Sb}/\text{InAs}$, $\text{GaSb}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{Sb}/\text{InAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{Sb}/\text{GaSb}$. В первом случае электрон из InAs туннелирует через дискретный уровень легкой дырки в слое GaSb, во втором случае легкая дырка из GaSb туннелирует через дискретный уровень в зоне проводимости InAs. Значение T_{\max} во втором случае заметно больше, чем в первом. Причина этого состоит в следующем. В достаточно тонком среднем слое InAs положение дискретного энергетического уровня близко к потолку валентной зоны GaSb. Поэтому интеграл перекрытия волновых функций электрона в InAs и дырки в GaSb достаточно велик, так как в узкозонном материале InAs при таких значениях кинетической энергии квазичастицы в разложении ее волновой функции по базисным в значительной степени присутствуют функции p -типа валентной зоны. В структуре с квантовой ямой из GaSb положение квазистационарного уровня в яме ближе к положению дна зоны проводимости InAs. В этом случае интеграл перекрытия волновых функций электрона и легкой дырки достаточно мал. Возможно по этой причине полученные экспериментально значения j_{\max} для структур со средним слоем из InAs заметно больше, чем для структур со средним слоем из GaSb.

Таким образом, особенности характеристик структур на основе гетеропереходов второго типа могут быть описаны с использованием многозонного приближения метода эффективной массы. Отметим, что для корректного расчета ВАХ таких структур требуется в рамках $k\text{-}$ метода учесть также по теории возмущений влияние удаленных зон, так как при падении квазичастицы (электрона или легкой дырки) на гетерограницу под произвольным углом в процессе туннелирования участвуют и состояния тяжелой дырки.

- [1] Capasso F., Mohammed K., Cho A. Y. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 9. P. 1853—1869.
- [2] Rhee S. S., Chang G. K., Carns T. K., Wang K. L. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N 11. P. 1061—1063.
- [3] Cheng P., Harris J. S. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N 17. P. 1676—1678.
- [4] Kapre R., Madhukar A., Kaviani K., Guha S., Rajkumar K. C. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N 10. P. 922—924.
- [5] Mui D., Patil M., Chen J., Agarwala S., Kumar N. S., Morkoc H. // Sol. St. Electron. 1989. V. 32. N 11. P. 1025—1031.
- [6] Ting D. Z.-Y., Yu E. T., Collins D. A., Chow D. H., McGill T. C. // J. Vac. Sci. Techn. 1990. V. 8. N 4. P. 810—816.
- [7] Söderström J. K., Chow D. H., McGill T. C. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 13. P. 1348—1350.
- [8] Beresford R., Luo L. F., Wang W. I. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 19. P. 1899—1901.
- [9] Söderström J. K., Chow D. H., McGill T. C. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 11. P. 1094—1096.
- [10] Luo L. F., Beresford R., Wang W. I. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 19. P. 2023—2025.
- [11] Longenbach K. F., Luo L. F., Wang W. I. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 15. P. 1554—1556.
- [12] Ting D. Z.-Y., Collins D. A., Yu. E. T., Chow D. H., McGill T. C. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 12. P. 1257—1259.
- [13] Кисин М. В., Петросян В. И. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 50. В. 2. С. 84—88.
- [14] Захарова А. А., Рыжий В. И. // ФТП. 1991. Т. 26. В. 3. С. 402—408.
- [15] Zohta Y. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 6. P. 2334—2336.
- [16] Collins D. A., Yu E. T., Rajakarunanayake Y. et. al // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 7. P. 683—685.

Московский физико-технологический институт
АН РАН

Получена 14.05.1991
Принята к печати 21.08.1991