

Природа отрицательного дифференциального сопротивления неидеального барьера Шоттки на основе арсенида индия

© А.В. Каламейцев, Д.А. Романов, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курышев, К.О. Постников, И.М. Субботин

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 10 января 1996 г. Принята к печати 4 апреля 1996 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы процессы упругого туннелирования в МДП структурах с барьером Шоттки на основе p^+ -InAs. При гелиевых температурах получены вольт-амперные характеристики с участком отрицательного дифференциального сопротивления. На основе квазиклассического приближения получены аналитические выражения для коэффициента туннельного прохождения с конверсией носителей. Показано, что падающий участок ВАХ связан с участием в процессе туннелирования вышележащего уровня размерного квантования в n -канале. Полученные расчетные вольт-амперные характеристики хорошо согласуются с результатами эксперимента.

Структуры металл–полупроводник и металл–тонкий слой диэлектрика–полупроводник с барьером Шоттки широко применяются для исследования туннельных явлений. Их привлекательность обусловлена относительной легкостью варьирования параметров барьера. Среди всех таких структур по своим электрофизическим свойствам заметно выделяются структуры на основе InAs. Эти отличия принято связывать с тем, что уровень Ферми на поверхности InAs располагается вблизи края зоны проводимости независимо от своего положения в объеме кристалла [1–4]. По этой причине вблизи поверхности InAs возникает канал n -типа проводимости, являющийся аккумуляющим для материала n -типа и инверсным для материала p -типа. В такой структуре носители заряда вынуждены туннелировать через барьер сложной формы (рис. 1) и, в последнем случае, их конверсия может осуществляться уже не на границе полупроводника, а в слое истощения. Результатом такого усложнения процесса туннелирования оказывается усложнение вольт-амперных характеристик (ВАХ). В работе [1] был впервые обнаружен участок отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) на ВАХ барьера Шоттки на основе золото-вырожденный арсенид индия p -типа, при азотной температуре. Позднее аналогичная ВАХ была получена в работе [2].

До сих пор наличие падающего участка ВАХ не получило удовлетворительного объяснения. Авторы [2] предложили в качестве причины ОДС конкуренцию зависимостей туннельной проницаемости тонкого диэлектрического барьера и запрещенной зоны полупроводника от внешнего напряжения (как видно из рис. 1, первая из этих проницаемостей с ростом напряжения уменьшается, а вторая увеличивается). Однако количественные расчеты показывают, что эффекта этой конкуренции не всегда достаточно для появления ОДС. На величину ОДС могут также влиять термостимулирующие туннельные токи с участием зоны проводимости, либо неупругие туннельные токи с участием фононов.

В настоящей работе представлено комплексное экспериментальное и теоретическое исследование туннельного ОДС барьера Шоттки со сверхтонким диэлектрическим подслоем между металлом (Au) и вырожденным p -InAs. Используются структуры с контролируемой толщиной подслоя. Чтобы исключить влияние термостимулированных эффектов, ВАХ снимались при гелиевой температуре. Показано, что падающий участок ВАХ связан со специфическим квантовым эффектом: на упругое туннелирование электронов из металла в валентную зону полупроводника оказывает существенное влияние вышележащий уровень размерного квантования в инверсионном канале. В рамках квазиклассического приближения найдены аналитические выражения для коэффициента прохождения, на основе которых получены расчетные кривые ВАХ для конкретных значений параметров системы. Они хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

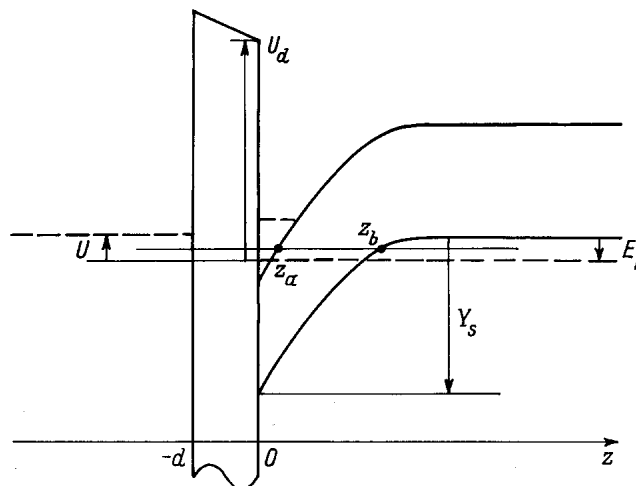


Рис. 1. Зонная диаграмма МДП структуры при приложенном внешнем напряжении U . d и U_d — толщина слоя диэлектрика и высота энергетического барьера в нем; Y_s — изгиб зон.

1. Экспериментальные результаты

В качестве подложек были использованы полированные пластины *p*-InAs с концентрацией акцепторов $(1-5) \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ и ориентацией $\langle 111 \rangle$. Изготавливали три группы образцов. Для образцов первой группы подложки травили в молочной кислоте ($\text{C}_3\text{H}_6\text{O}_3$, 80% и H_2O , 20%), затем отмывали в деионизованной воде. После химической подготовки подложек на поверхность кристаллов через маску, в вакууме 10^{-6} Тор, напыляли золотые контактные площадки диаметром 100 мкм. Для образцов второй группы подложки травили в КОН, затем окисляли в потоке сухого кислорода при температуре 200°C в течение 2 ч и напыляли золотые контактные площадки толщиной 0.2 мкм. На непланарную сторону подложек, для образования омического контакта, напыляли сплошное индиевое покрытие толщиной 0.5 мкм. По данным эллипсометрии и туннельной спектроскопии [5,6] на поверхности подложек образцов первой и второй групп присутствовала диэлектрическая пленка толщиной порядка 20–30 Å, состоящая из смеси окислов индия и мышьяка (для образцов второй группы) и состоящая из смеси окислов индия и мышьяка, и остатков молекул молочной кислоты в сверхтонкой диэлектрической пленке. Образцы первой и второй групп представляли собой идеальные барьеры Шоттки с подслоем или структуры металл-диэлектрик-полупроводник со сверхтонким диэлектрическим слоем.

Вольт-амперные характеристики измерялись при температуре 4.2 К и скорости развертки пилообразного напряжения 4 мВ/с. При этом отсутствовали

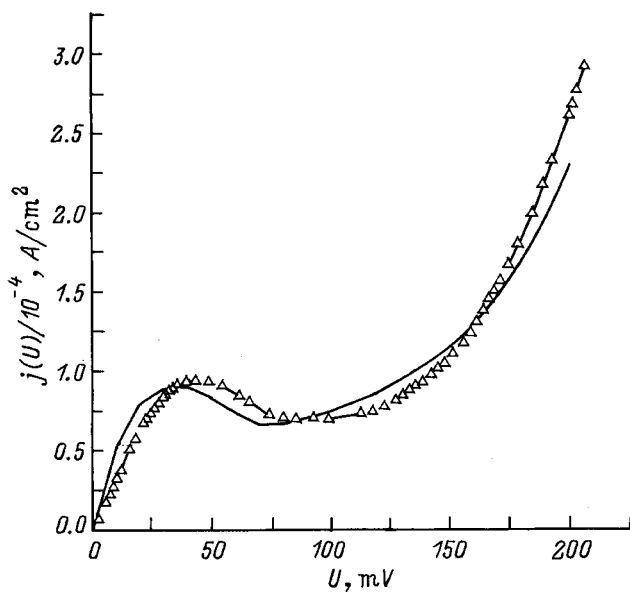


Рис. 2. ВАХ в модели с постоянным встроенным зарядом. Сплошная кривая — теория. $d = 11.2 \text{ \AA}$, $Y_s = 0.49 \text{ эВ}$, $\epsilon_d = 10$ (диэлектрическая постоянная).

гистерезисные явления при прямой и обратной записи ВАХ. Измеренная вольт-амперная характеристика для образца второй группы показана на рис. 2. Хорошо видна область отрицательного дифференциального сопротивления. Вольт-амперные характеристики образца первой группы также имели хорошо выраженную область отрицательного дифференциального сопротивления, но несколько отличались по величине токов. Образцы третьей группы изготовлены в сверхвысоком вакууме на установке "Riber250". До постановки в камеру образцы обрабатывались в смеси соляной кислоты и изопропилового спирта. В сверхвысоком вакууме поверхность пластины арсенида индия очищалась прогревом 200°C до атомарной чистоты [7]. На очищенную от окислов поверхность InAs с помощью электронного луча через маску напылялись платиновые контакты диаметром 100 мкм. По данным туннельной спектроскопии [8] на поверхности подложек отсутствовала сверхтонкая диэлектрическая пленка и полупроводниковая структура была близка к идеальному барьеру Шоттки. На вольт-амперных характеристиках полупроводниковых структур третьей группы отсутствовала область отрицательного дифференциального сопротивления, а вольт-амперные характеристики были близки к расчетным (при расчете вольт-амперных характеристик толщина диэлектрического слоя принималась равной нулю).

2. Теоретическое рассмотрение

1. *Модель.* Конечная цель нашего рассмотрения — получение зависимости упругого туннельного тока от напряжения на МДП структуре и сравнение этой зависимости с экспериментальными ВАХ. При этом основную трудность представляет нахождение коэффициента прохождения носителей заряда из металла в валентную зону полупроводника.

Исследуемая ситуация представляет и общетеоретический интерес, как пример туннелирования носителей через многослойную структуру, в одном из слоев которой происходит их конверсия. Действительно, результаты классических работ [9] состояли в нахождении коэффициента межзонного туннелирования, вызываемого электрическим полем в объемном образце. Однако одной этой величины оказывается явно недостаточно для описания процессов когерентного транспорта в слоистой системе. С другой стороны, современные работы, посвященные туннелированию через слоистые структуры (см., например, [10]), ограничиваются ситуациями, когда конверсия носителей происходит на границе слоев и учитывается с помощью феноменологических граничных условий. Предлагаемый далее подход заполняет пробел между этими предельными случаями. Он базируется на квазиклассическом варианте метода матрицы переноса

и может служить основой для рассмотрения более сложных туннельных структур с "конверсионными" слоями.

Зонная диаграмма исследуемой структуры представлена на рис. 1. При используемом уровне легирования $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ толщина слоя обеднения составляет $\sim 6.2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$. Расчеты показывают, что уровень размерного квантования в инверсионном канале n -зоны лежит на фоне запрещенной зоны объема InAs и располагается в ней близко к краю валентной зоны. Именно такое его положение, как будет видно в дальнейшем, вызывает особенности в коэффициенте прохождения и, соответственно, в ВАХ.

Относительная плавность потенциала слоя обеднения и большая толщина межзонного барьера позволяет при описании движения носителей в полупроводнике ограничиться рамками модели Дирака, т.е. пренебречь экспоненциально малым вкладом тяжелой дырки в межзонное туннелирование [11]. Четырехкомпонентная волновая функция носителя Ψ определяется уравнением

$$\hat{H}\Psi = E\Psi \tag{1}$$

с матричным гамильтонианом

$$H = \begin{pmatrix} \epsilon_0 + V(z) & v\hat{\sigma}\hat{p} \\ v\hat{\sigma}\hat{p} & -\epsilon_0 + V(z) \end{pmatrix} \tag{2}$$

где \hat{p} — оператор импульса, σ_i — матрица Паули, v — межзонный элемент скорости, ϵ_0 — полуширина запрещенной зоны.

С другой стороны, плавность потенциала $V(z)$ дает возможность применить в (1) квазиклассическое приближение. Квазиклассические волновые функции, полученные в *Приложении*, в своих существенных чертах напоминают квазиклассическое решение уравнения Шредингера [12]. В частности, вид показателя экспоненты оказывается $\int p_z(z) dz$, где p_z находится из закона дисперсии в соответствующей зоне полупроводника.

2. Коэффициент прохождения. Для построения коэффициента прохождения на основе найденных в *Приложении* квазиклассических волновых функций мы будем действовать по аналогии с известным методом матриц переноса [9]. В каждой из классически доступных областей (в глубине металла и полупроводника, а также в приповерхностной инверсионной области последнего) волновая функция представляет собой сумму двух осциллирующих членов, соответствующих противоположным направлениям потока. В классически запрещенных областях (в слое диэлектрика и в запрещенной зоне полупроводника) волновые функции суть возрастающие и спадающие экспоненты. Мы найдем матрицы (2×2) , связывающие пары коэффициентов при этих фундаментальных решениях по разные стороны от классической точки поворота между каждыми соседними из перечисленных

областей. Условимся, что в векторе коэффициентов верхний элемент будет соответствовать амплитуде при волне, отвечающей потоку слева направо, или коэффициенту при возрастающей экспоненте.

Рассмотрим для определенности сначала точку поворота на границе запрещенной и валентной зон полупроводника z_b . Согласно *Приложению*, двухкомпонентные волновые функции справа и слева от этой точки записываются в виде

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_c(z_b, z) &= \frac{A}{\sqrt{|p_z|}} \tilde{\Phi}_{c+} e^{\frac{i}{\hbar} \int_{z_b}^z |p_z| dz} + \frac{B}{\sqrt{|p_z|}} \tilde{\Phi}_{c-} e^{-\frac{i}{\hbar} \int_{z_b}^z |p_z| dz} & z > z_b, \\ \tilde{\Psi}_b(z_b, z) &= \frac{C}{\sqrt{|p_z|}} \tilde{\Phi}_{b+} e^{\frac{i}{\hbar} \int_{z_b}^z |p_z| dz} + \frac{D}{\sqrt{|p_z|}} \tilde{\Phi}_{b-} e^{-\frac{i}{\hbar} \int_{z_b}^z |p_z| dz} & z < z_b. \end{aligned} \tag{3}$$

Связь между векторами (C, D) и (A, B) получается при помощи обхода вокруг точки поворота ($p_z = 0$) в комплексной плоскости z . Можно показать, что в рамках используемой модели и при нашем выборе функций $\tilde{\Phi}$ матрица связи получается такой же, как в случае уравнения Шредингера [13]:

$$\begin{pmatrix} C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} e^{\frac{\pi i}{4}} & \frac{1}{2} e^{-\frac{\pi i}{4}} \\ -i e^{-\frac{\pi i}{4}} & i e^{-\frac{\pi i}{4}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Рассматривая аналогичным образом точку поворота на границе зоны проводимости и запрещенной зоны z_a , мы находим матрицу связи между векторами коэффициентов в функциях $\tilde{\Phi}_a(z_a, z)$ и $\tilde{\Phi}_b(z_a, z)$:

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2i} e^{\frac{\pi i}{4}} & e^{\frac{\pi i}{4}} \\ -\frac{1}{2i} e^{-\frac{\pi i}{4}} & e^{-\frac{\pi i}{4}} \end{pmatrix}. \tag{5}$$

Заметим, что при выводе (4) и (5) волновая функция в одной и той же области запрещенной зоны была записана в разных видах. Связь между $\tilde{\Phi}_a(z_a, z)$ и $\tilde{\Phi}_b(z_a, z)$, очевидно, дается тривиальной диагональной матрицей

$$\begin{pmatrix} e^{-\frac{i}{\hbar} \int_{z_a}^{z_b} |p_z| dz} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i}{\hbar} \int_{z_a}^{z_b} |p_z| dz} \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Аналогичные матрицы, с очевидной заменой пределов интегрирования, получаются для области внутри диэлектрического барьера и, с заменой $|p_z|$ на $i|p_z|$, для классически доступной области в инверсионном канале.

Нам осталось получить матрицы связи для границ раздела. Вообще говоря, на границе диэлектрик-полупроводник следует установить граничные условия,

связывающие однокомпонентную волновую функцию в диэлектрике и двухкомпонентную в полупроводнике. Однако, поскольку в условиях задачи электрон при $z = 0$ имеет энергию, близкую к краю зоны проводимости, $|\Psi_2| \ll |\Psi_1|$ и предэкспоненциальный множитель $\sim 1/\sqrt{p}$. Таким образом, мы приходим к тем же условиям сшивки однокомпонентных волновых функций на резкой границе, что и на границе металл–диэлектрик: равенство квазиклассических волновых функций справа и слева от границы и равенство их первых производных, нормированных на соответствующие массы. Несложные вычисления дают искомые матрицы связи для границ металл–диэлектрик и диэлектрик–полупроводник в виде

$$\begin{pmatrix} \alpha & \alpha^* \\ \alpha^* & \alpha \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \beta & \beta^* \\ \beta^* & \beta \end{pmatrix};$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{p_m}{p_d}} - i \frac{m_m}{m_d} \sqrt{\frac{p_d}{p_m}} \right),$$

$$\beta = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{p_d}{p_s}} + i \frac{m_d}{m_m} \sqrt{\frac{p_s}{p_d}} \right), \quad (7)$$

где p_m, p_d, p_s — волновые векторы в металле, диэлектрике и полупроводнике, m_m, m_d, m_s — соответствующие эффективные массы.

Результирующая масса переноса

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

связывающая коэффициенты при плоских электронных волнах в металле и валентной зоне полупроводника, получается как произведение указанных выше матриц, перемножаемых слева направо в последовательности, соответствующей рис. 1.

Найдем теперь коэффициент прохождения носителя заряда из металла в валентную зону полупроводника. При такой постановке задачи вектор (A, B) в валентной зоне должен быть положен $(1, 0)$ — присутствует только прошедшая волна. Умножив этот вектор на результирующую матрицу переноса, получим значения коэффициентов при падающей и отраженной волне в металле. Коэффициент прохождения через структуру определяется как отношение потоков прошедшей и падающей волны. В случае, когда энергия электрона, прошедшего в валентную зону, оказывается близкой к потолку последней, этот коэффициент равен

$$D = \frac{m_m}{m_s} \frac{1}{|a_{11}|^2}. \quad (9)$$

Используя полученные выше матрицы, можно найти явные аналитические выражения для коэффициента прохождения. В частности, если энергия электрона лежит выше дна приповерхностного инверсионного

канала,

$$D^{-1} = 2|\alpha\beta|^2 \left(\text{ch}I(a, b)\text{ch}I(-d, 0) + \text{sh}I(a, b)\sin I(0, a)\cos\varphi_\alpha + \text{sh}I(a, b)(\text{ch}I(-d, 0)\sin I(0, \alpha)\cos\varphi_\beta + \text{sh}I(-d, 0)\cos I(0, a)\sin\varphi_\beta) + \text{ch}I(a, b)\cos\varphi_\alpha\cos\varphi_\beta - \sin\varphi_\alpha\sin\varphi_\beta \right),$$

где

$$I(z_l, z_r) = \frac{1}{\hbar} \int_{z_l}^{z_r} p_z(z) dz, \quad (10)$$

z_l и z_r задают пределы интегрирования и обозначены на рисунке, α, β определены в (7).

3. *Формула для туннельного тока.* Для расчета вольт-амперных характеристик воспользуемся известной формулой для зависимости плотности упругого туннельного тока от разности потенциалов на границах туннельной структуры [9]:

$$j(U) = \frac{2|e|}{h^3} \int D(E, p_{||}) [f(E+U) - f(E)] dE d^2 p_{||}, \quad (11)$$

где $f(E), f(E+U)$ — фермиевские функции распределения (которые при гелиевых температурах и значениях U , актуальных в эксперименте, могут быть заменены ступенчатыми функциями); $p_{||}$ — продольная составляющая импульса электрона: $D(E, p_{||})$ — коэффициент прохождения электрона через МДП структуру.

Так как спектр носителей заряда в металле описывается параболическим законом дисперсии, удобно перейти в (11) от интегрирования по полной энергии и продольному импульсу к интегрированию по двум слагаемым полной энергии в металле, связанным с поперечным и продольным движением. После несложных преобразований получаем

$$j(U) = \frac{2\pi|e|m}{h^3} \int D(E_{\perp}, E_{||}) [f(E+U) - f(E)] dE_{\perp} dE_{||}, \quad (12)$$

где $E_{\perp}, E_{||}$ — поперечная и продольная энергии в металле ($E = E_{\perp} + E_{||}$). Пределы интегрирования определяются уровнями Ферми в металле и в полупроводнике и границей запрещенной зоны в полупроводнике. В дальнейших расчетах существенную роль играет зависимость коэффициента прохождения от компоненты волнового вектора вдоль границы раздела, т. е. от $E_{||}$.

3. Результаты численных расчетов и обсуждение

1. *Коэффициент прохождения.* На рис. 3 показаны зависимости коэффициента прохождения от энергии, полученные в предыдущем разделе. Параметры

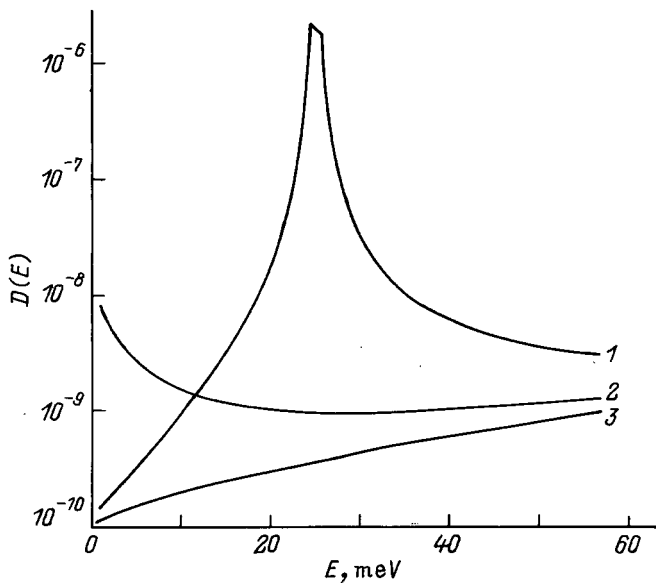


Рис. 3. Коэффициент прохождения $D(E)$ при различных изгибах зон: $Y_s = 0.49$ (1), 0.46 (2), 0.43 (3) эВ. Параметры диэлектрика соответствуют рис. 2.

структур, соответствующие реальным экспериментальным ситуациям, указаны в подписях к рисунку. Различные кривые соответствуют разным величинам приповерхностного изгиба зон в полупроводнике, остальные параметры фиксированы.

С помощью кривой 1 показана ситуация, когда уровень размерного квантования в инверсном канале оказывается на фоне объемной валентной зоны полупроводника. Пик коэффициента прохождения как раз отвечает резонансному туннелированию через этот квазистационарный уровень. При меньшей величине изгиба зон (кривая 2) приповерхностный уровень находится на фоне запрещенной зоны полупроводника. Тем не менее коэффициент прохождения существенно возрастает вблизи потолка валентной зоны. Это происходит благодаря тому, что подавление туннелирования вблизи порога прохождения наступает в области энергий, существенно более узкой, чем ширина хвоста резонансного пика. При дальнейшем уменьшении изгиба зон уровень выталкивается в глубь запрещенной зоны, что приводит к исчезновению его влияния на коэффициент прохождения (кривая 3).

Оценки показывают, что в наших экспериментах параметры образцов соответствуют ситуации кривой 2. Поэтому особенности рассчитываемых далее вольт-амперных характеристик связаны именно с туннелированием носителей через хвост резонансного уровня.

2. *Вольт-амперные характеристики.* При численном расчете вольт-амперных характеристик на основании (12) существенными оказываются следующие два обстоятельства.

Во-первых, учет зависимости коэффициента прохождения от продольного волнового вектора (который, наряду с энергией, сохраняется в процессе упругого туннелирования). Согласно формуле (П. 7), наличие у электрона продольного импульса приводит к эффективному увеличению ширины запрещенной зоны. Это вызывает сильную зависимость коэффициента прохождения от продольного волнового вектора носителя.

Во-вторых, при уровне легирования полупроводника $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ примесный уровень размывается в примесную зону и сливается с валентной зоной [14]. Мы полукачественно учли этот эффект путем эффективного сдвига потолка валентной зоны на ширину примесной зоны, т. е. на ~ 50 мэВ.

Ход потенциала слоя истощения в полупроводнике считается квадратичным, т. е. создаваемым только заряженными акцепторами. Электроны в инверсионном канале отсутствуют, так как уровень размерного квантования находится выше уровня Ферми и при низких температурах является незаполненным. Падение потенциала на диэлектрике и полупроводнике определяется из уравнения Пуассона и условия равенства нулю общего заряда МДП структуры с учетом заряда поверхностных состояний.

Результаты численных расчетов и их сравнение с экспериментальными данными для двух различных случаев приведены на рис. 2, 4. Широкий пик на вольт-амперных характеристиках связан с обсуждавшимся ранее околорезонансным туннелированием следующим образом. На начальном участке напряжений туннельный ток возрастает по двум причинам. Первая — тривиальная: с ростом разницы уровней Ферми металла и полупроводника увеличивается чи-

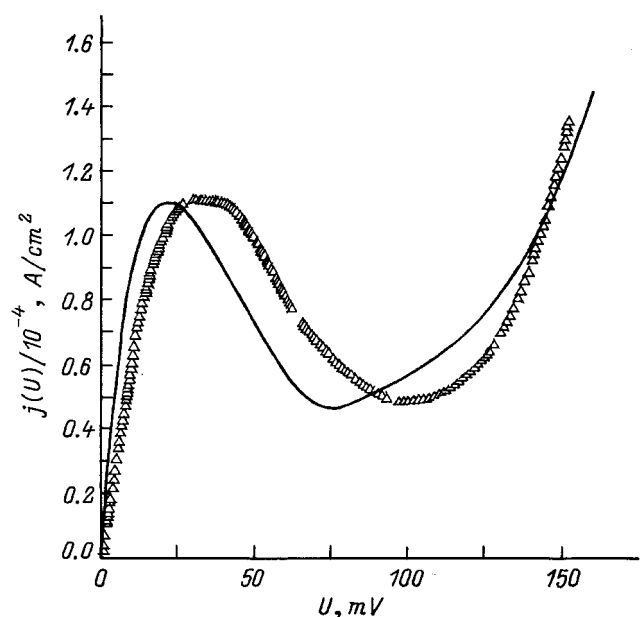


Рис. 4. ВАХ в модели с закреплением зон. Сплошная кривая — теория. $d = 11.6 \text{ \AA}$, $Y_s = 0.51$ эВ.

сло доступных конечных состояний для туннелирующих носителей. Вторая — специфическая: увеличение напряжения на структуре приводит к сглаживанию приповерхностного изгиба зон, т.е. уменьшению напряженности электрического поля в инверсионном канале. В результате уровень Ферми в металле приближается к уровню размерного квантования, что приводит к заметному увеличению туннелирования через околорезонансный хвост.

Уменьшение тока наступает, когда уровень Ферми металла достигает потолка валентной зоны полупроводника, после чего число электронов, участвующих в туннелировании, не увеличивается. При этом уровень размерного квантования продолжает выталкиваться в глубь запрещенной зоны и удаляется от энергетического зазора, в котором происходит туннелирование. Результирующее уменьшение туннелирования через околорезонансный хвост и приводит к падению ВАХ.

При дальнейшем росте напряжения ток начинает увеличиваться только после того, как дно зоны проводимости на границе диэлектрик–полупроводник окажется выше потолка валентной зоны в объеме полупроводника. Причиной этого увеличения тока служит очевидное уменьшение прозрачности туннельного барьера, связанного с запрещенной зоной полупроводника.

Подгоночные параметры диэлектрического слоя, при которых удалось получить хорошее согласие экспериментальных и теоретических кривых, приведены в подписях к рисункам. Заметим, что кривые на рис. 2 и 4 удалось подобрать при существенно различных предположениях о характере заполнения поверхностных состояний на границе полупроводник–диэлектрик. Рис. 2 соответствует предположению, что все поверхностные состояния являются пустыми, что эквивалентно постоянному встроенному заряду на границе. Рис. 4 отвечает предположению о большой величине плотности поверхностных состояний, при этом их заполнение определяется уровнем Ферми в металле. Это приводит к тому, что все напряжение, прикладываемое к структуре, полностью падает в области пространственного заряда (ОПЗ).

Как видно, результаты численных расчетов по полученным формулам дают хорошее согласие с экспериментальными данными. Имеются, однако, некоторые различия между теорией и экспериментом: небольшой сдвиг (~ 10 мэВ) в положении максимума тока и несколько более быстрый рост экспериментальных кривых по сравнению с теоретическими при увеличении напряжения. Это расхождения могут быть связаны с некоторыми упрощениями и предположениями, сделанными в нашей модели. Во-первых, неоправданно использование квазиклассического приближения в узкой области энергий, близких к потолку валентной зоны ($\sim 5\text{--}10$ мэВ). Во-вторых,

профиль потенциала в ОПЗ, выбранный квадратичным, соответствует потенциалу, создаваемому однородным распределением заряженных акцепторов. В реальной же ситуации мы должны учитывать приповерхностную неоднородность легирования и влияние вырожденного дырочного газа на форму потенциала вблизи края ОПЗ. Эти неточности, однако, не влияют на качественную картину эффекта и могут быть учтены в более детальной модели.

В работе приведено теоретическое и экспериментальное исследование эффектов отрицательного дифференциального сопротивления для МДП структур на основе p^+ -InAs. Вольт-амперные характеристики получены при гелиевых температурах на образцах с различной толщиной диэлектрического подслоя. Теоретические зависимости величины туннельного тока от параметров структуры рассчитаны на основе квазиклассического аналога метода матриц переноса. Наличие падающего участка ВАХ объясняется особенностями туннелирования через околорезонансный хвост уровня размерного квантования, лежащего вне актуальной области энергий. Теоретические кривые хорошо согласуются с экспериментальными.

Авторы благодарны Э.М. Баскину и М.В. Энтину за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-19028) и программы "Университеты России" (грант № 95-0-7.2-151).

Приложение

Найдем квазиклассические волновые функции для уравнения (1) с гамильтонианом (2) основного текста. В нашей задаче потенциал зависит только от z , что позволяет уменьшить число компонент спинорной волновой функции Ψ . Действуя аналогично [15], мы ищем решение уравнения Дирака в виде $\Psi(z) \exp(\frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \mathbf{r})$, где \mathbf{p} — составляющая импульса в плоскости (x, y) . Унитарное преобразование

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \hat{I} + i \frac{\hat{\sigma}_p}{p} & 0 \\ 0 & \hat{I} - i \frac{\hat{\sigma}_p}{p} \end{pmatrix} \quad (\text{П.1})$$

превращает гамильтониан (2) основного текста в

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \epsilon_0 + V(z) & v(\hat{\sigma}_z \hat{p}_z + ivp) \\ v(\hat{\sigma}_z \hat{p}_z - ivp) & \epsilon_0 + V(z) \end{pmatrix}, \quad (\text{П.2})$$

который, очевидно, коммутирует с оператором проекции спина на ось z $\hat{\sigma}_z$. Следовательно, в качестве собственных волновых функций (П.2) можно взять собственные функции оператора $\hat{\sigma}_z$. Они представляют собой спиноры $\Psi = (\Psi_1, 0, \Psi_2, 0)$ для собственного значения $\sigma_z = +1$ и $\Psi = (0, \Psi_1, 0, \Psi_2)$ для $\sigma_z = -1$.

Таким образом, задача сводится к нахождению двухкомпонентной волновой функции $\tilde{\Psi} = (\Psi_1, \Psi_2)$. Переходя к сумме и разности компонент $f_1 = \Psi_1 + \Psi_2$ и $f_2 = \Psi_1 - \Psi_2$, получаем систему уравнений

$$\begin{cases} (V(z) - E + \sigma_z v \hat{p}_z) f_1 + (\epsilon_0 - ivp) f_2 = 0, \\ (\epsilon_0 + ivp) f_1 + (V(z) - E - \sigma_z v \hat{p}_z) f_2 = 0. \end{cases} \quad (\text{П.3})$$

Для построения квазиклассических волновых функций перейдем от (П.3) к отдельным дифференциальным уравнениям 2-го порядка на функции f_1, f_2 . Выражая одну функцию через другую, получим

$$v^2 \hbar^2 \frac{d^2 f_k}{dz^2} + \left((-1)^{k-1} \sigma_z v \hbar \frac{dV}{dz} + (E - V)^2 - (\epsilon'_0)^2 \right) f_k = 0, \quad (\text{П.4})$$

где $(\epsilon'_0)^2 = \epsilon_0^2 + (vp)^2$. Применяя к (П.4) обычное ВКБ приближение

$$f_k = C_k \exp \left(\frac{i}{v \hbar} \left(S_{k0} + \frac{v \hbar}{i} S_{k1} + \dots \right) \right), \quad (\text{П.5})$$

получаем уравнения на S_{k0} и S_{k1} :

$$\begin{aligned} - \left(\frac{dS_{k0}}{dz} \right)^2 + (E - V(z))^2 - (\epsilon'_0)^2 &= 0, \\ \frac{d^2 S_{k0}}{dz^2} + 2 \frac{dS_{k0}}{dz} \frac{dS_{k1}}{dz} + (-1)^{k-1} \sigma_z \frac{dV}{dz} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

Подставляя полученные из них решения (П.5) в исходную систему (П.3), мы получаем соотношение между константами C_k .

Результирующие квазиклассические волновые функции $\tilde{\Psi}$ можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} a) \tilde{\Psi}_{a\delta} &= \frac{C}{\sqrt{|p_z|}} \Phi(|p_z|) e^{\frac{i}{\hbar} \delta \int |p_z| dz'}, \\ b) \tilde{\Psi}_{b\delta} &= \frac{C}{\sqrt{|p_z|}} \Phi(-i|p_z|) e^{\frac{i}{\hbar} \delta \int |p_z| dz'}, \\ c) \tilde{\Psi}_{c\delta} &= \frac{C}{\sqrt{|p_z|}} \Phi(-|p_z|) e^{-\frac{i}{\hbar} \delta \int |p_z| dz'}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Phi(|p_z|) &= \frac{\alpha^{-(\sigma_z \delta)/2}}{2 \sqrt{\epsilon_0 (E - V + |p_z|)}} \\ &\times \left(\begin{array}{l} E - V + v|p_z| + (\epsilon_0 + i\sigma_z \delta vp) \\ \sigma_z \delta (E - V + v|p_z| - (\epsilon_0 + i\sigma_z \delta vp)) \end{array} \right), \quad (\text{П.7}) \end{aligned}$$

где $p_z^2 = ((E - V)^2 - (\epsilon'_0)^2) / v$, $\alpha = \epsilon'_0 / (\epsilon_0 - ivp)$. Значения $\delta = \pm 1$ определяют два линейно независимых решения, отвечающих волнам распространяющимся в противоположных направлениях. $a)$, $b)$, $c)$ суть решения в зоне проводимости, запрещенной и валентной зонах соответственно. Постоянные множители выбраны таким образом, чтобы волновые функции $\tilde{\Psi}_{n\delta}$ переходили одна в другую (с точностью до фазового множителя) в результате обхода вокруг точки поворота в комплексной плоскости z .

Список литературы

- [1] С.А. Mead, W.G. Spetzer. Phys. Rev. Lett., **10**, 471 (1963).
- [2] Н.П. Есина, Н.В. Зотова, С.А. Карандышев, Г.М. Филаретова. ФТП, **17**, 991 (1983).
- [3] M.F. Millea, A.H. Silver. J. Vac. Sci. Techn., **15**, 1362 (1972).
- [4] D.C. Tsui. Phys. Rev. B, **4**, 4438 (1971).
- [5] А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курышев, К.О. Постников, С.А. Бирюков. ФТП, **19**, 2187 (1985).
- [6] А.Р. Kovchavtsev, G.L. Kurishev, K.O. Postnikov. Phys. St. Sol., **97**, 421 (1986).
- [7] Ю.Г. Галицин. Поверхность, **5**, 108 (1992).
- [8] L.S. Braginsky, E.M. Baskin, A.P. Kovchavtsev, G.L. Kuryshev, K.O. Postnikov, I.M. Subbotin. Phys. Rev. B, **52**, 17718 (1995).
- [9] *Туннельные явления в твердых телах*, под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквист (М., Мир, 1973) с. 424.
- [10] V. Ryshii, A. Zhakharova. Semicond. Sci. Technol., **8**, 377 (1993).
- [11] О.Е. Kane. J. Phys. Chem. Sol., **12**, 181 (1959).
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1989) с. 768.
- [13] Д. Бом. *Квантовая теория* (М., ГИФМЛ, 1961) с. 728.
- [14] W. Baltensperger. Phil. Mag., **44**, 1355 (1953).
- [15] M. de Dios Leyva, R.P. Alvarez, J.L. Gondar. Phys. St. Sol. (b), **125**, 221 (1984).

Редактор В.В. Чалдышев

Nature of negative differential resistance of a nonideal InAs-based Schottky Barrier

A.V. Kalameitsev, D.A. Romanov, A.P. Kovchavtsev, G.L. Kuryshev, K.O. Postnikov, I.M. Subbotin

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The processes of the elastic tunneling in InAs-based MOS-structures with Schottky barrier have been investigated experimentally and theoretically. Current-voltage curves obtained under helium temperatures demonstrate the region of the negative differential resistance. The semiclassical transfer matrix approach has been developed which allowed to find analytical expression for the transmission coefficient taking the carrier conversion into account. It has been shown that the decreasing region of I-V curve connects with quasi-resonance tunneling via two-dimensional electron states lying above the Fermi level. Theoretically calculated I-V curves are in good agreement with experimental ones.

E-mail: kalam@isph.nsk.su