КОГЕРЕНТНОЕ И ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОМ ДИОДЕ СО СПЕЙСЕРОМ

И. А. Ларкин, Ю. Н. Ханин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук,
142432, Черноголовка, Россия
(Получена 9 апреля 1993 г. Принята к печати 29 апреля 1993 г.)

В работе представлены вольт-амперные характеристики резонансно-туннельных диодов со спейсерами Рассмотрена теоретическая модель для описания туннелирования через две ямы Теоретически изучено влияние электронного рассеяния на туннелирование электронов. Получены универсальные выражения, описывающие как когерентное, так и последовательное туннелирование.

Введение. В последнее время интенсивно изучались как экспериментально [1–6], так и теоретически [7–12] гетероструктуры с резонансным туннелированием. Как правило, эти структуры изготовлены из GaAs—AlGaAs и представляют собой двухбарьерную систему с одним или несколькими резонансными уровнями в яме между барьерами. Характерной особенностью этих структур является наличие падающего участка на вольт-амперной характеристике $I\,(V)$. В реальном эксперименте из-за последовательного сопротивления на ВАХ имеется гистерезис. Основным критерием качества этих структур считалось отношение I_p/I_v, где I_v — минимальное значение тока при напряжениях, превышающих $V\,(I_p)$, а также малая величина удельного сопротивления.

Обычное объяснение [9] наблюдаемого явления состоит в том, что вероятность прохождения электрона имеет резкий максимум в том случае, если его энергия равна энергии уровня в яме. Поэтому, если уровень попадает в интервал $(0 \div \varepsilon_F)$, ток большой и пиковый ток $I_p \sim D$, где $D = \min\{D_1, D_2\}$, D_1 и D_2 — вероятности прохождения через первый и второй барьеры. При увеличении напряжения уровень в яме опускается ниже дна зоны проводимости в левом контакте, и в этом случае для всех электронов вероятность прохождения мала: $D \sim D_1 D_2$ и ток $I_v \sim D_1 D_2$. Поскольку D_1 и D_2 экспоненциально малы, отношение I_p/I_v должно получаться очень большим, однако в реальном эксперименте $(I_p/I_v) \leqslant 10$.

Обычно это расхождение объясняется наличием рассеяния электронов на примесях в прибарьерной области. Для уменьшения этого рассеяния в прибарьерной области структуру не легируют, что приводит к увеличению отношения I_p/I_v [3, 4]. При такой геометрии структуры в прибарьерной области образуется еще одна яма, а спейсер играет роль еще одного барьера. При этом задача о туннелировании электрона усложняется и максимальная вероятность прохождения имеет место при совпадении энергии электрона с энергией уровней в ямах. Обычно размеры структуры подбираются таким образом, что уровень в правой яме (ток течет слева направо) при малом напряжении лежит выше уровня ямы перед барьером, и поэтому ток мал. При увеличении напряжения уровень в правой яме опускается и проходит через резонанс с уровнем в левой яме. При дальнейшем увеличении напряжения уровень опускается еще ниже и ток падает. Без учета электронного рассеяния величина I_p/I_v, так же как и в случае одной

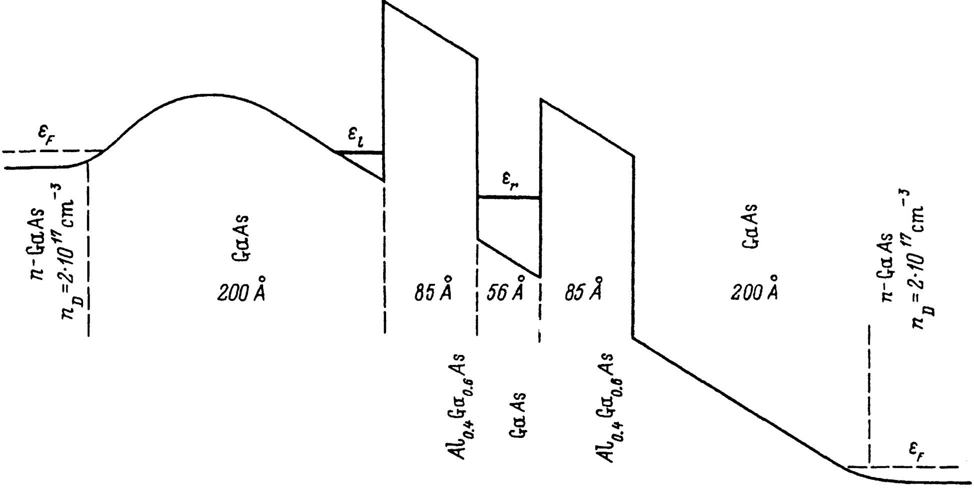

Рис. 1. Схематическая энергетическая диаграмма двухбарьерной гетероструктуры с симметричным спейсером при $V > V_p$.

ямы, получается очень большой. В настоящей работе будет показано, что электронное рассеяние существенно увеличивает величину I_v. Экспериментально это было продемонстрировано в [2]. В случае одной ямы электронное рассеяние было рассмотрено в [1, 2], где было показано, что I_p не зависит от этого рассеяния. Влияние его на величину I_v в этих работах не обсуждалось. Другой эффект электрон-электронного взаимодействия состоит в том, что форма потенциала зависит от концентрации электронов в ямах. Учет этого явления также приводит к гистерезису на ВАХ. Для одноямной структуры это было отмечено в [5, 10, 11].

В первой части будут изложены наши экспериментальные результаты, во второй части будет решена задача о туннелировании через 3 барьера без учета электронного рассеяния. В третьей части будет выяснена роль неупругих процессов при туннелировании через две ямы и найдена вольт-амперная характеристика трехбарьерной структуры. В заключение результаты теории будут сравниваться с экспериментальными данными.

1. Экспериментальные данные. Описание эксперимента

В нашем эксперименте мы использовали 3 образца, изготовленных из одной гетероструктуры, выращенной методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs. На рис. 1 показаны размеры и уровень легирования эпитаксиальных слоев. Аналогичная структура (с теми же параметрами двойного барьера) исследовалась в эксперименте [5], отличие нашей структуры состоит в наличии нелегированных слоев GaAs с каждой стороны от двойного барьера. Площадь омических контактов во всех образцах составляла $\sim 2\cdot10^{-5}$ см^2. Контакты были изготовлены методом напыления Ni—Au—Ge. Измерения проводились при температуре 4.2 K, плотность пикового тока J_p в образце 1 составляла $\approx 2.3\cdot10^3$ А/см^2, отношение $(I_p/I_v)\approx 9$. В образцах 2 и 3 $J_p\approx 4.5\cdot10^2$ А/см^2, $(I_p/I_v)\approx 6$ для образца 2 и $(I_p/I_v)\approx 1.87$ для образца 3. Вольт-амперные характеристики приведены на рис. 2, и на всех ВАХ наблюдался гистерезис, обусловленный последовательным сопротивлением. Для образца 1 величина последовательного сопротивления составляла 20 Ом, для образцов 2 и 3 — 30 Ом. Строго говоря, мы можем дать лишь верхнюю оценку последовательного сопротивления, однако в силу малости энергии Ферми в активном слое ($\varepsilon_F\approx 0.018$ эВ) собственная ВАХ диода не

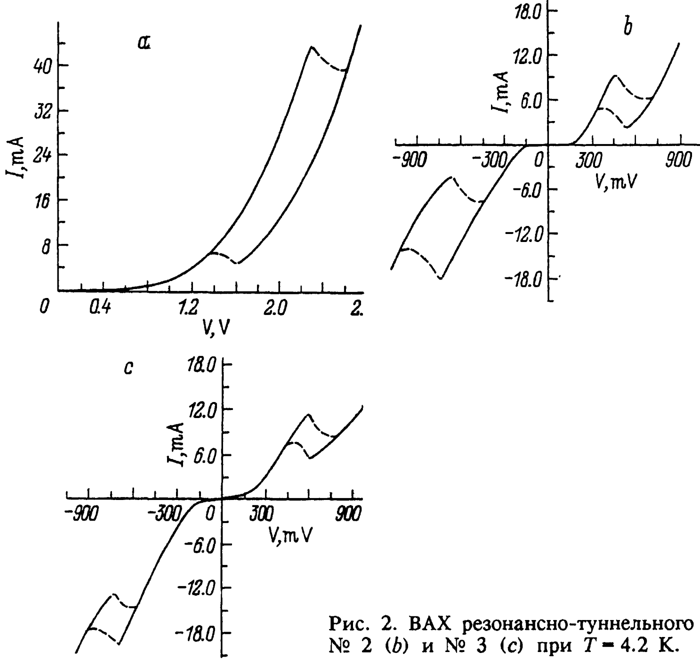

Рис. 2. ВАХ резонансно-туннельного диода № 1 (*a*), № 2 (*b*) и № 3 (*c*) при $T = 4.2$ K.

может иметь плавного роста. Учет последовательного сопротивления приводит к почти вертикальному росту собственной ВАХ в точке $V \approx V_p$, ВАХ образца 1 так же резко падает при напряжении $V > V_p$. Собственное V_p для образца 1 равно 1.2 В, у образцов 2 и 3 $V_p \approx 190$ мВ. Образец 3 в начале ВАХ имеет заметный наклон, обусловленный параллельным сопротивлением $R_{\parallel} \approx 330$ Ом. Измеренные значения тока значительно превышают как расчетные значения, согласно [4, 6], так и экспериментальные [5] на такой же структуре без спейсеров.

2. Трехбарьерное туннелирование в одноэлектронном приближении

Если не учитывать электронное рассеяние, то при туннелировании компоненты импульса p_x и p_y, параллельные стенкам, сохраняются и переменные в уравнении Шредингера разделяются, так как эффективный потенциал зависит только от координаты z. Для нахождения тока в этом приближении достаточно решить одномерное уравнение Шредингера, чтобы вычислить вероятность прохождения электрона $2\pi\hbar g(\varepsilon_z)$. Полный ток через структуру определяется интегралом [12]

$$I = 4\pi e S \int_0^\infty g(\varepsilon_z)\, d\varepsilon_z \int_0^\infty \frac{2mf(\varepsilon)}{(2\pi\hbar)^2}\, d\varepsilon_{xy}, \tag{1}$$

где S — площадь гетероструктуры, m — эффективная масса электрона, $f(\varepsilon) = [1 + e^{(\varepsilon-\mu)}]^{-1}$ — фермиевская функция распределения, $\varepsilon = \varepsilon_z + \varepsilon_{xy}$ — полная энергия электрона, $\varepsilon_{xy} = (p_x^2 + p_y^2)/2m$. Предполагается, что напряжение, приложенное в структуре, велико, и поэтому учитывается лишь ток в одном направлении.

Величина $g(\varepsilon_z)$ и полный ток находились численно в работе [4]. Воспользовавшись тем, что прозрачности получающихся барьеров малы, можно получить аналитическое выражение $g(\varepsilon_z)$ с помощью туннельного гамильтониана. Уравнение Шредингера в этом приближении имеет вид

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \varepsilon_p\right) \Psi_p = T_p \Psi_l,$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \varepsilon_l\right) \Psi_l = \sum_p T_p^* \Psi_p + H_{lr} \Psi_r,$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \varepsilon_r\right) \Psi_r = H_{lr} \Psi_l + \sum_k T_k^* \Psi_k,$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \varepsilon_k\right) \Psi_k = T_k \Psi_k, \tag{2}$$

где Ψ_p — амплитуда электрона в левом берегу, Ψ_k — в правом, ψ_l — в левой яме, Ψ_r — в правой, T_p и T_k — матричные элементы перехода из ямы в берег, а H_{lr} — матричный элемент перехода из одной ямы в другую. Система (2) полностью аналогична уравнениям из работы [13], описывающим туннелирование через две примеси, и для $g\ (\varepsilon_z)$ имеем

$$g_{lr}\ (\varepsilon_z) = \frac{2}{\pi\hbar} \frac{\Gamma_l \Gamma_r\ |H_{lr}|^2}{|(\varepsilon_z - \varepsilon_l + i\Gamma_l)\ (\varepsilon_z - \varepsilon_r + i\Gamma_r) - |H_{lr}|^2|^2}, \tag{3}$$

где Γ_l и Γ_r — полуширина уровня в левой (правой) яме,

$$\Gamma_l = \pi \sum_p |T_p|^2 \delta\ (\varepsilon_l - \varepsilon_p), \quad \Gamma_r = \pi \sum_k |T_k|^2 \delta\ (\varepsilon_r - \varepsilon_k).$$

Конкретные значения H_{lr}, Γ_l и Γ_r будут вычислены в четвертой части, пока же будем иметь в виду, что их величины удовлетворяют соотношению Γ_l, Γ_r, $H_{lr} \ll \varepsilon_F$, T, где ε_F — энергия Ферми электронов, а T — их температура. Вследствие этого функция $g\ (\varepsilon_z)$ значительно более резкая, чем

$$\rho\ (\varepsilon_z) = \int \frac{2m}{2\pi\hbar^2} 2f\ (\varepsilon_z + \varepsilon_{xy})\ d\varepsilon_{xy} = \frac{2mT}{2\pi\hbar^2} \ln \left(\frac{1}{1 + \exp\left((\varepsilon_z - \mu)\ /T\right)}\right).$$

Если при этом $\varepsilon_r - \varepsilon_l = \Delta$ таково, что $|\Delta|^2 \gg (\Gamma_l + \Gamma_r)^2 \left((H^2/\Gamma_l\Gamma_r) + 1\right)$, тогда плотность тока

$$J = \frac{4e}{\hbar} \frac{H^2 \left(\Gamma_l \rho\ (\varepsilon_l) + \Gamma_r \rho\ (\varepsilon_r)\right)}{\Delta^2}.$$

Вблизи резонанса, когда $|\Delta| \ll T$, ε_F; $\varepsilon_r \approx \varepsilon_l$ и $\rho\ (\varepsilon_l) \approx \rho\ (\varepsilon_r)$,

$$J = \frac{4e}{\hbar} \frac{(\Gamma_l + \Gamma_r)\ (|H_{lr}|^2 \Gamma_l \Gamma_r)\ \rho\ (\varepsilon_l)}{\Delta^2 \Gamma_l \Gamma_r + (\Gamma_l \Gamma_r + |H_{lr}|^2)\ (\Gamma_l + \Gamma_r)^2}. \tag{4}$$

Из решения уравнений (2) можно также вычислить плотность заряда в ямах

$$Q_{l(r)} = \int_0^\infty |\Psi_{l(r)}\ (\varepsilon_z)|^2 \rho\ (\varepsilon_z)\ d\varepsilon_z, \tag{5}$$

где Ψ_l и Ψ_r — амплитуды в ямах,

$$|\Psi_l(\varepsilon_z)|^2 = \frac{|(\varepsilon_z - \varepsilon_r) + i\Gamma_r|^2 \Gamma_l}{\pi\, |(\varepsilon_z - \varepsilon_l - i\Gamma_l)(\varepsilon_z - \varepsilon_r - i\Gamma_r) - |H_{lr}|^2|^2},$$

$$|\Psi_r(\varepsilon_z)|^2 = \frac{|H_{lr}|^2 \Gamma_l}{\pi\, |(\varepsilon_z - \varepsilon_l - i\Gamma_l)(\varepsilon_z - \varepsilon_r - i\Gamma_r) - |H_{lr}|^2|^2}.$$

Вычисляя интеграл (5) при малых Δ, получим

$$Q_1 = 2\,\frac{(\Delta^2 + (\Gamma_l + \Gamma_r)^2)\,\Gamma_l\Gamma_r + |H_{lr}|^2 (\Gamma_l + \Gamma_r)\,\Gamma_l}{\Delta^2\Gamma_l\Gamma_r + (\Gamma_l\Gamma_r + |H_{lr}|^2)(\Gamma_l + \Gamma_r)^2}\, e\rho\,(\varepsilon_l), \tag{6а}$$

$$Q_r = 2\,\frac{e\rho\,(\varepsilon_r)\,\Gamma_l\,|H_{lr}|^2 (\Gamma_l + \Gamma_r)}{\Delta^2\Gamma_l\Gamma_r + (\Gamma_l\Gamma_r + |H_{lr}|^2)(\Gamma_l + \Gamma_r)^2}. \tag{6б}$$

Из формулы (6а) видно, что если $|H_{lr}|^2 \ll \Gamma_l\Gamma_r$ или $|\Delta| \gg \Gamma_l + \Gamma_r$, то $Q_l = e\rho \times (\varepsilon_l)$, что соответствует равновесному значению заряда в левой яме. Сравнивая выражения (4) и (6б), можно заметить, что

$$J = \frac{2\Gamma_r Q_r}{\hbar}. \tag{7}$$

Максимальное значение плотности тока J_p, согласно формуле (4),

$$J_p = \frac{4e}{\hbar}\,\frac{\Gamma_l\Gamma_r}{\Gamma_l + \Gamma_r}\,\frac{|H_{lr}|^2}{\Gamma_l\Gamma_r + |H_{lr}|^2}\,\rho\,(\varepsilon_r). \tag{8}$$

Если второй и третий барьеры примерно одинаковы, то $|H_{lr}|^2 \gg \Gamma_l\Gamma_r$ и $J_p = [(4e(\Gamma_l\Gamma_r)) / (\hbar(\Gamma_l + \Gamma_r))]\,\rho\,(\varepsilon_r)$, что соответствует сумме сопротивлений от крайних барьеров, так как в резонансе при больших $|H_{lr}|$ уровни в ямах сильно гибридизованы и переход из одной ямы в другую не является «узким горлом». Вдали от резонанса при больших Δ ток пропорционален произведению плотностей состояний в левой и правой ямах, а узким горлом является переход через средний барьер

$$J_p = \frac{4e}{\hbar}(\Gamma_l + \Gamma_r)\,\frac{|H_{lr}|^2}{\Delta^2}\,\rho\,(\varepsilon_r).$$

3. Последовательное туннелирование и электронное рассеяние

Формулы (5)—(8) были получены в одноэлектронном приближении без учета электрон-электронного рассеяния в процессе туннелирования. Это приближение хорошо применимо, когда время электрон-электронного рассеяния удовлетворяет неравенству $(\tau_{ee}/\hbar) \gg \Gamma_l^{-1},\ \Gamma_r^{-1}$, что обеспечивает сохранение импульса, параллельного стенкам, в процессе туннелирования.

В нашей и в большинстве других экспериментальных ситуациях концентрация электронов в ямах велика ($N \sim 10^{10}$—10^{11} см$^{-2}$) и $\tau_{ee} \sim 1$—10 пс, что приводит (с большим запасом) к противоположному неравенству $(\tau_{ee}/\hbar) \ll \Gamma_l^{-1},\ \Gamma_r^{-1}$. В этом случае помимо прямого туннелирования становится существенным канал с рассеянием электронов, что приводит к увеличению тока. Как будет показано далее, вклад этого канала в ток будет существенным, когда узким горлом является переход через средний барьер, когда

$$|\Delta^2| \gg (\Gamma_l + \Gamma_r)^2 \left(\frac{|H_{lr}|^2}{\Gamma_l \Gamma_r} + 1\right).$$

В этом случае состояния слева и справа от барьера хорошо определены и для расчета времени туннелирования из ямы в яму можно пренебречь размазкой уровней и считать, что «прямое» туннелирование из ямы в яму невозможно вследствие закона сохранения энергии. При туннелировании с рассеянием электрон может отдать лишнюю энергию фонону или другим электронам в яме, при этом также может поменяться его импульс, параллельный барьеру, и «лишняя» энергия уйдет в энергию движения вдоль стенок.

В силу этого нет принципиальной разницы между упругим и неупругим рассеянием электрона, и основной вклад будет от электрон-электронного рассеяния, потому что концентрация электронов в левой яме велика. При больших напряжениях ($\Delta > 36$ мэВ) появляется канал испускания оптических фононов, что экспериментально наблюдалось в [2].

Переход из ямы в яму за счет рассеяния на примесях в барьере был вычислен в [14]. Во втором порядке теории возмущений [15] вероятность такого перехода равна

$$dW_{\mathrm{p}_{ol}\mathrm{p}_r} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| H_{\mathrm{p}_{ol}\mathrm{p}_r} + \int \frac{H_{\mathrm{p}_{ol}\mathrm{p}_l} H_{\mathrm{p}_l\mathrm{p}_r}}{\Delta} d\mathrm{p} \right|^2 \delta(\varepsilon_i - \varepsilon_f)\, d\mathrm{p}_r,$$

где ε_i — начальная, а ε_f — конечная энергии пары электронов, $H_{\mathrm{p}_{ol}\mathrm{p}_l}$ — матричный элемент рассеяния в левой яме из состояния p_{ol} в состояние p_l. При $\mathrm{p}_r \neq \mathrm{p}_{ol}$ матричный элемент перехода из ямы в яму $H_{\mathrm{p}_{ol}\mathrm{p}_r} = 0$, и для вероятности перехода имеем

$$dW_{\mathrm{p}_{ol}\mathrm{p}_r} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{|H_{lr}|^2}{\Delta^2} \left| \int H_{\mathrm{p}_{ol}\mathrm{p}_l} d\mathrm{p} \right|^2 \delta(\varepsilon_i - \varepsilon f)\, d\mathrm{p}_r.$$

Матричный элемент $H_{\mathrm{p}_{ol}\mathrm{p}_l}$ для двумерных электронов вычислялся в работе [16], полная вероятность перехода $W_{\mathrm{p}_o\mathrm{p}}$ при $\Delta = 0$ вычислялась для максвелловского газа в [16], а для фермиевского в [17]. В нашем случае следует вычислять переход в виртуальное состояние ($\Delta \neq 0$), и поэтому результат будет отличаться от результатов [16, 17]

$$W_{\mathrm{p}_o\mathrm{p}} = \sum_{\mathbf{k}_o,\,\mathbf{k}} f(\mathbf{k}_o) \frac{2\pi}{\hbar} |M_{\mathrm{p}_o\mathbf{k}_o\mathrm{p}\mathbf{k}}|^2 \delta(\varepsilon_{\mathrm{p}_o} + \varepsilon_{\mathbf{k}_o} + \Delta - \varepsilon_{\mathrm{p}} - \varepsilon_{\mathbf{k}})\,(1 - f(\mathbf{k})). \tag{9}$$

Здесь $f(\mathbf{k}_o)$ — функция распределения электронов, $\varepsilon_{\mathrm{p}} = p^2/m$ — энергия электрона с импульсом p, $M_{\mathrm{p}_o\mathbf{k}_o\mathrm{p}\mathbf{k}}$ — матричный элемент кулоновского взаимодействия

$$M_{\mathrm{p}_o\mathbf{k}_o\mathrm{p}\mathbf{k}} = \frac{1}{L^2} \frac{2\pi\hbar e^2}{\varkappa q} \delta(\mathrm{p}_o + \mathbf{k}_o - \mathrm{p} - \mathbf{k}), \tag{10}$$

где $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость GaAs, $\mathrm{q} = \mathrm{p} - \mathrm{p}_o = \mathbf{k} - \mathbf{k}_o$ — передача двумерного импульса, L^2 — площадь структуры. Ограничимся рассмотрением низких температур, когда $T \ll \varepsilon_F$. В этом случае $1 - f(\mathbf{k}) = \theta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_F)$ и ток через контакт площадью L^2

$$I = \frac{|H_{lr}|^2}{\Delta^2} \int\int\int d^2\mathbf{p} f(\mathbf{p})\, d^2\mathbf{k} f(\mathbf{k})\, d^2\mathbf{q} \left(1 - f(\mathbf{k}+\mathbf{q})\right) \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{h^2 2\pi e^2}{L^2 \varkappa q}\right)^2 \times$$

$$\times \frac{1}{2} \left(\frac{2L^2}{(2\pi\hbar)^2}\right)^3 \delta\left(\varepsilon_{\mathbf{p}} + \varepsilon_{\mathbf{k}} + \Delta - \varepsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{q}}\right). \tag{11}$$

При малых Δ основной вклад в интеграл дают малые передачи импульса ($q \ll p_F$), поэтому в аргументе δ-функции можно пренебречь величинами $\sim q^2$. При переходе к безразмерным переменным интегрирования имеем

$$I = \frac{|H_{lr}|^2}{\Delta^2} (2\pi)^3 \frac{L^2 h^2 m e^2 p_F^2}{\hbar \varkappa^2 (2\pi\hbar)^6} 2\pi \int\limits_{p_x^2 + p_y^2 < 1} dp_x dp_y \int\limits_{k_x^2 + k_y^2 < 1} dk_x dk_y \times$$

$$\times\, \Theta\left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{2} + k_x q_{1x} + q_1^2 - 1/2\right) \frac{d_2 \mathbf{q}_1}{q_1^2} \delta\left(\Delta/\varepsilon_p - q_{1x}(p_x - k_x)\right). \tag{12}$$

При $q_1 > (\Delta/\varepsilon_F)$ в аргументе δ-функции можно пренебречь Δ/ε_F, после чего интегрирование по $dp_x dp_y dk_x dk_y$ легко выполняется и

$$I = \frac{|H_{lr}|^2}{\Delta^2} \frac{L^2 p_F^2}{(2\pi\hbar)^2} \frac{m e^4}{\varkappa^2 \hbar^3} \int \frac{d\mathbf{q}_1}{\mathbf{q}_1}, \quad \text{где } \frac{\Delta}{\varepsilon_F} < q_1 < 1. \tag{13}$$

Замечая, что $(2L^2 p_F^2)/(2\pi\hbar)^2$ — количество электронов на площади L^2, можно представить плотность тока в виде

$$J = \frac{|H_{lr}|^2}{\Delta^2} Q_l \frac{\varepsilon_B}{\hbar} \ln \frac{\varepsilon_F}{\Delta}.$$

В противоположном предельном случае $\Delta \gg \varepsilon_F$ электроны разлетаются после рассеяния с большими противоположными импульсами $q = \sqrt{m\Delta}$ и вероятность рассеяния слабо зависит от начальных импульсов. В этом случае

$$J = \frac{|H_{lr}|^2}{\Delta^2} Q_l \frac{\pi^2 \varepsilon_F}{4\,|\Delta|} \frac{e^4 m}{2\hbar^3 \varkappa^2}. \tag{14}$$

Таким образом, при $\Delta \gg \hbar/\tau$ выражение для тока (11) можно представить в виде

$$J = \frac{|H_{lr}|^2}{\Delta^2} \frac{Q_l}{\tau},$$

где для τ справедлива следующая интерполяционная формула:

$$\frac{1}{\tau} \approx \left(\frac{2e^4 m}{\varkappa_2 \hbar^3}\right)^{-1} \ln\left(1 + \frac{\pi^2 \varepsilon_F}{4\,|\Delta|}\right). \tag{15}$$

При $\Delta > 2\varepsilon_F$ $(1/\tau) = 0$. Величина $(2e^4 m/\varkappa^2\hbar^3) = 0.035$ пс для GaAs. При $\Delta \approx (\hbar/\tau)$ и $\varepsilon_F \approx 20$ мэВ $(\hbar/\tau) \approx 7$ мэВ. Случай $\Delta \ll (\hbar/\tau)$ был рассмотрен в [18], где было получено выражение для тока

$$J \approx \frac{|H_{lr}|^2}{\Delta_2 + (\hbar/\tau)^2} \frac{1}{\tau} (Q_l - Q_r),$$

аналогичное формулам (5) и (6).

Для полного соответствия этого выражения формулам (5) и (6) имеет смысл ввести эффективное время перехода из ямы в яму $\tau_{\text{eff}}^{-1} = \tau^{-1} + \Gamma_l/\hbar + \Gamma_r/\hbar$. В результате получим

$$J = \frac{|H_{lr}|^2}{\Delta_2 + (\hbar/\tau_{\text{eff}})^2} \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} (Q_l - Q_r). \tag{16}$$

Учитывая, что $J = 2Q_r\Gamma_r/\hbar$ всегда, найдем универсальную формулу для соотношения зарядов Q_l и Q_r

$$\frac{Q_l}{Q_r} = \left[\left(\frac{\Delta^2 \tau_{\text{eff}}^2}{\hbar^2} + 1 \right) \frac{\Gamma_r \hbar}{\tau_{\text{eff}} |H_{lr}|^2} + 1 \right], \tag{17}$$

которая справедлива как для когерентного, так и для последовательного туннелирования. К сожалению, величина Γ_l, которая определяет начальный ход ВАХ, трудно поддается оценке, так как сильно зависит от формы дна зоны проводимости в прибарьерной области. При $|\Delta| \ll \varepsilon_F\ \tau^{-1} \gg \Gamma_l/\hbar$, и поэтому Γ_l можно не учитывать в τ_{eff}.

Что касается величин H_{lr} и Γ_r, то они определяются из решения одномерной задачи о туннелировании

$$|H_{lr}|^2 = \frac{4\varepsilon_{qr} F \exp(-\gamma_{lr})}{k_1 k_2 d_2}, \tag{18}$$

$$\Gamma_r = \frac{2\pi m \varepsilon_{qr}^{3/2} \varepsilon_k^{1/2} \exp(-\gamma_r)}{\hbar^2 k_3^2}, \tag{19}$$

где γ_{lr} и γ_r -- показатели туннельных экспонент, d_2 — ширина прямоугольной ямы, $k_i = \sqrt{2mE_i}$ — определяется высотой барьера, ε_{qr} — энергия электрона в прямоугольной яме относительно середины ямы, ε_k — энергия электрона сразу после барьера относительно дна зоны проводимости, F — поле, прижимающее электроны к первому барьеру. Если поле небольшое и перекос барьера слабый, то $k_1 \simeq k_2 \simeq k_3$ и $\varepsilon_k \approx \varepsilon_{qr}$. Если толщины барьеров одинаковы, то $\gamma_{lr} \approx \gamma_r$ и

$$\frac{|H_{lr}|^2}{\Gamma_r} = \frac{F(\hbar^2/2md_2)}{\pi \varepsilon_{qr}}.$$

При актуальных полях F эта величина имеет порядок десятков милливольт. Вследствие этого при одинаковой толщине барьеров и не очень большой величине ε_{qr} [$\varepsilon_{qr} \ll (\hbar^2 k^2/2m)$] в условиях резонанса узким горлом остается последний барьер. Для того чтобы рассчитать вольт-амперную характеристику, необходимо найти зависимость параметров, определяющих величину тока от приложенного напряжения. Как в случае когерентного, так и последовательного туннелирования основным параметром является величина $\Delta = -e\Delta\varphi + \varepsilon_{qu}$, где $\Delta\varphi$ — электростатическая разность потенциалов между первой и второй ямами, а ε_{qu} — разность квантово-механических энергий в прямоугольной и треугольной ямах

$$\varepsilon_{qu} = \varepsilon_{ql} - \varepsilon_{ql} \approx -2{,}3 \left(\frac{\hbar^2}{2m}(eF)^2\right)^{1/3} + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m\,(d_2 + 2\hbar/\sqrt{2m\Delta E})}, \tag{20}$$

где ΔE — высота барьера.

Для вычисления электростатической разности потенциалов мы примем простую модель, согласно которой заряды, частично экранирующие потенциал, расположены в ямах и толщина их мала по сравнению с остальными размерами. Учитывая, что скачок электрического поля $(\partial\varphi_+/\partial z) - (\partial\varphi_-/\partial z) = 4\pi Q/\varkappa$, получим

$$\Delta = -\frac{(2d_3 + d_3)(d_1 4\pi Q_l + V)}{d_1 + 2d_3 + d_2} + 4\pi Q_r \left(\frac{d_2}{2} + d_3\right) + \varepsilon_{qu}, \tag{21}$$

где V — разность потенциалов между легированными областями, d_1 — ширина спейсера, d_3 — ширина барьера.

Для когерентного туннелирования уравнения (2), (6а), (6б), (7) и (21) образуют замкнутую систему уравнений, решая которую можно построить вольт-амперную характеристику. В некогерентном случае ограничимся рассмотрением, когда первый барьер не является узким горлом. В этом случае концентрация электронов в левой яме равновесна и электрическое поле в левом спейсере равно нулю. Исходя из этого можно легко построить ВАХ, выражая разность потенциалов V и ток J в зависимости от параметра Q_l,

$$\Delta = \varepsilon_{qu} - \frac{4\pi Q_l}{\varkappa}\left(d_3 + \frac{1}{2}d_2\right), \quad J = Q_r\frac{2\Gamma_r}{\hbar},$$

$$Q_r = \frac{Q_l}{(\Delta^2\Gamma_l\tau_{\text{eff}})/(\hbar\,|H_{lr}|^2) + (\Gamma_r\hbar)/(\tau_{\text{eff}}\,|H_{lr}|^2) + 1},$$

$$V = \varepsilon_{qu} + \varepsilon_{ql} - \Delta + \frac{4\pi(Q_l + Q_r)}{\varkappa}\left(\frac{1}{2}d_2 + d_3 + d_1 + \frac{d_4}{2}\right) + R_s J, \tag{22}$$

где d_4 — ширина области обеднения после правого спейсора $d_4 = (Q_l + Q_r)/(eN_D)$, где N_D — уровень легирования правого берега. Если $d_3 + 1/2d_2 \ll 1/2\ d_2 + d_3 + d_1 + d_4$ и R_s мал6, то напряжение определяется лишь суммой $Q_l + Q_r$. Вводя безразмерные переменные

$$q = \frac{4\pi(Q_l + Q_r)(d_3 + 1/2d_2)}{\varepsilon_{qu}\varkappa},$$

$$q_r = \frac{4\pi Q_r(d_3 + 1/2d_2)}{\varepsilon_{qu}\varkappa}, \tag{23}$$

получим универсальное уравнение для вольт-амперной характеристики

$$q_r = \frac{q}{(1 - q + q_r)^2 a + b + 2}, \tag{24}$$

где

$$a = \frac{\Gamma_r\tau_{\text{eff}}\varepsilon^2 qu}{\hbar\,|H_{lr}|^2}, \quad b = \frac{\Gamma_r\hbar}{\tau_{\text{eff}}\,|H_{lr}|^2},$$

обычно $a \gg 1$, $b \ll 1$. На рис. 3 приведены зависимости q_r от q при $b = 0$ и $a = 1,\ 98/27,\ 100$.

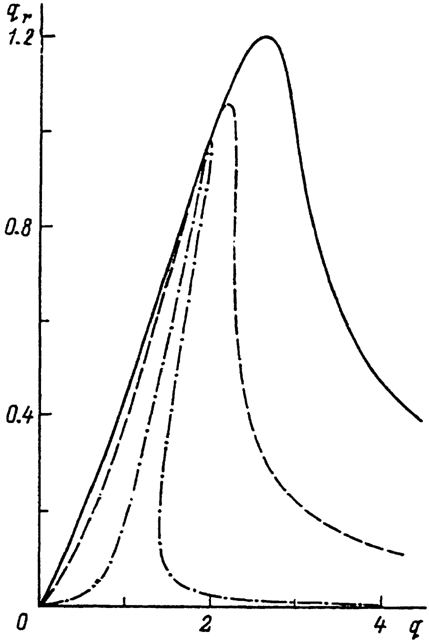

Рис. 3. Зависимость q_r (q) при $b=0$ и $a=1$ (сплошная линия), $a=98/27$ (штриховая), $a=100$ (штрих-пунктирная).

Значение параметра $a=98/27$ разделяет гистерезисный и безгистерезисный режимы.

В заключение отметим, что из теоретического рассмотрения в частях 3 и 4 видно, что случаи когерентного и последовательного туннелирования различаются лишь формой пика в районе резонанса. Что касается величин J_p и V_p, они в обоих случаях совпадают. В когерентном случае равенство зарядов следует из формул (6а) и (6б), а величина их определяется равновесным с левым берегом значением; в некогерентном случае электрон-электронное рассеяние выравнивает электрохимические потенциалы, а электростатический потенциал равен разности энергий уровней в ямах. Поскольку прозрачность первого барьера велика, величина Q_l определяется равенством электрохимических потенциалов электронов в левой яме и левом береге. Поэтому для вычисления V_p в любом случае можно пользоваться формулой (18), а для вычисления J_p — формулой (7). Решая уравнение (16) с $\varepsilon_{qr}=74$ мэВ, найдем $\varepsilon_{qu}=35$, а $\varepsilon_{ql}=40$ мэВ.

Учитывая энергию уровня ε_{ql}, энергию Ферми двумерного электронного газа

$$\varepsilon_{F_{2d}} \approx \frac{\varepsilon_{qu}}{4} \frac{a_B}{d_1 + 1/2\, d_2}$$

и падение напряжения в обедненном слое, получим $V_p=187$ мВ. В нашем эксперименте на образцах 2, 3 эти напряжения для разных полярностей равны: 185, 188, 188 и 215 мВ, что неплохо согласуется с расчетами. V_p образца 1 составляет 1.2 В и, по-видимому, объясняется флуктуацией ширины ямы, которая должна быть равна (при прочих условиях) 35 Å. Это соответствует $\varepsilon_{qr}=195$ и $\varepsilon_{ql}=85$ мэВ. Для вычисления I_p следует учесть изменение прозрачности барьера под воздействием электрического поля. Эффективная высота в этом случае

$$\Delta E_{\text{eff}} = \Delta E - \varepsilon_{qr} - \left(\frac{d_2}{2} \frac{\varepsilon_{qu}}{1/2\, d_2 + d_3} + \varepsilon_{qu} \right).$$

Для образцов 2 и 3 $\Delta E_{\text{eff}} = 212$ мэВ и пиковый ток

$$I_p = \frac{SQ_r \varepsilon_{qr}}{\hbar} \exp\left(-2d_3 \sqrt{2\, \Delta E_{\text{eff}} m}\ /\hbar\right) \approx 12 \text{ мА}.$$

Экспериментальные значения составляют 9, 10, 18 и 19 мА. Для вычисления прозрачности барьера образца 1 следует использовать формулы для сильно перекошенного барьера [9]

$$\Gamma_r \sim \varepsilon_{qr} \exp\left(-\frac{3}{4} \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m}\ \frac{\Delta\varepsilon^{3/2}}{\varepsilon_{qu}/\ (1/2\, d_2 + d_3)} \right).$$

Она получается большой, и поэтому даже в резонансе ток определяется прозрачностью первого барьера.

В эксперименте [1] отчетливо видна лоренцева форма ВАХ, что позволяет оценить ширину пика $\hbar/\tau_{\text{eff}} \approx 10$ мэВ.

В работе [3] показано, что пиковый ток J_p не зависит от ширины спейсера при отрицательном смещении в соответствии с нашими результатами. Внутреннее напряжение на структуре, рассчитанное по формуле (22), дает такую же зависимость от d_1, как и расчеты в [3]. Из численных расчетов [4] видно, что положение резонанса определяется совпадением уровней в правой и левой яме, а заряды Q_l и Q_r примерно равны в точке резонанса в соответствии с формулами (6а) и (6б).

Наши расчеты и эксперимент показали, что максимальное J_p/J_v достигается в том случае, когда узким горлом является второй барьер, причем на величину пикового тока в этом случае влияет электрон-электронное рассеяние.

Авторы благодарны П. С. Копьеву за предоставление пластины, из которой были изготовлены образцы, Ю. В. Дубровскому за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] E. R. Brown, C. D. Parker, T. C. L. G. Sollner, C. I. Huang, C. E. Stutz. Proceedings on the OSA Topical Meeting on Picosecond Electronics and Optoelectronics. 4, 115 (1989).
[2] M. L. Leadbeater, E. S. Alves, M. Henini, O. H. Hughes. Superlatties and Microstructures, 6, 63 (1989).
[3] S. Muto, T. Inata, H. Ohnishi, N. Yokoyama, S. Hiyamizy. Japan. J. Appl. Phys., 25, 577 (1986).
[4] I. Mehdi, R. K. Mains, G. I. Haddad. Appl. Phys. Lett., 57, 899 (1990).
[5] E. X. Ping, H. X. Jiang. Phys. Rev. B, 40, 11792 (1989).
[6] P. Gueret, C. Rossel, E. Maclay, H. Meier. J. Appl. Phys., 66, 278 (1989).
[7] M. Buttiker. IBM J. Res. Develop, 32, 63 (1988).
[8] N. S. Wingreen, K. W. Jacobsen, J. W. Wilkins. Phys. Rev. B, 40, 11834 (1989).
[9] B. Ricco, M. Y. Asbel. Phys. Rev. B, 29, 1970 (1984).
[10] F. W. Sheard, G. A. Toombs. Appl. Phys. Lett., 52, 1228 (1988).
[11] M. Rahman, J. H. Davies. Semicond. Sci. Technol., 5, 168 (1990).
[12] L. A. Cury, N. Studart. Superlattices and Microstructures, 4, 245 (1988).
[13] А. И. Ларкин, К. А. Матвеев. ЖЭТФ, 93, 1030 (1987).
[14] И. А. Ларкин. ФТП, 23, 1664 (1989).
[15] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, 704. М. (1963).
[16] С. Э. Есипов, И Б. Левинсон. ЖЭТФ, 90, 330 (1986).
[17] С. Э. Есипов. ЖЭТФ, 92, 1074 (1987).
[18] Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис. ФТП, 6, 148 (1972).

Редактор В. В. Чалдышев