

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ИНЖЕКТОРЕ С РЕЗОНАНСНЫМ ТУННЕЛИРОВАНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ

Долманов И. Н., Рыжий В. И., Толстихин В. И.

Построена теоретическая модель туннельно-резонансного инжектора с буферным слоем, позволяющая исследовать влияние механизма переноса электронов через этот слой на вольт-амперную характеристику элемента. Показано, что квазибаллистический перенос резонансных электронов приводит к увеличению отрицательного дифференциального сопротивления на падающем участке вольт-амперной характеристики, а также к формированию двух областей отсечки, наблюдаемых во многих экспериментах.

Введение. Структуры с резонансным туннелированием электронов играют важную роль в формировании элементной базы полупроводниковой электроники, использующей размерное квантование носителей заряда [1-3]. Основная

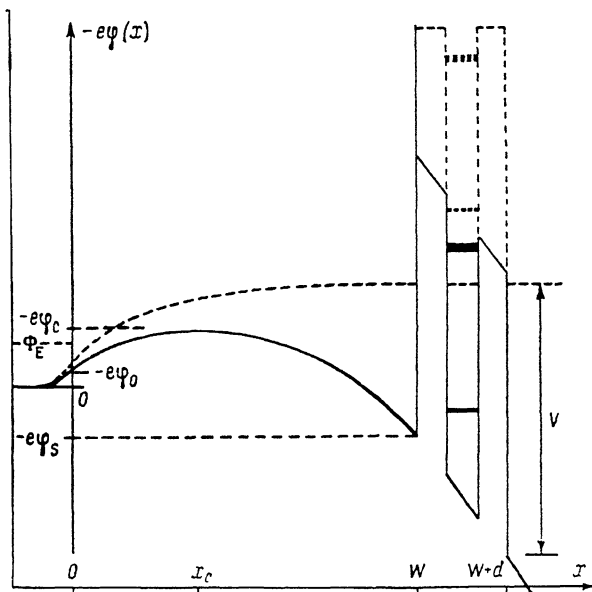


Рис. 1. Схематическая диаграмма зоны проводимости туннельно-резонансного инжектора.

особенность таких структур — селективность (по энергии) квантово-механического коэффициента пропускания — предопределяет и сферу их применения. Прежде всего это приборы с высокой отрицательной дифференциальной проводимостью (или резкой отсечкой тока) и структуры, осуществляющие функции энергетического фильтра горячих носителей заряда. В качестве основного элемента они содержат инжектор с резонансным туннелированием электронов, зонная диаграмма которого приведена на рис. 1. Он состоит из эмиттерного n^+ -слоя ($x \leq 0$) и туннельно-резонансной структуры (ТРС, $W \leq x \leq W+d$),

включающей в себя одну или несколько квантовых ям (КЯ), чередующихся с полупрозрачными барьерами. Между эмиттером и ТРС обычно помещают более или менее протяженный узкозонный буферный n -слой (БС, $0 < x < W$), который позволяет понизить емкость прибора [4], избежать сегрегации примеси на гетерограницах ТРС [5], уменьшить влияние дальнедействующего примесного потенциала на процесс туннелирования [6] и, как показывают эксперименты [7, 8], заметно улучшить параметры приборов с ТРС.

В то же время нелегированный, относительно тонкий, но классически размерный БС ($100 < W \leq 1000 \text{ \AA}$) может оказывать существенное влияние на транспортные характеристики инжектора. Причины такого влияния в основном связаны с большим числом пролетных (баллистических) электронов, без рассеяния достигающих ТРС, а также с накоплением рассеявшихся и термализованных электронов в потенциальной яме вблизи ТРС [9, 10]. Вклад пролетных электронов в формирование тока инжектора исследовался нами в работе [11], где было показано, что баллистический транспорт в БС приводит к укрупнению вольт-амперной характеристики (ВАХ) в области отсечки туннельного тока. Однако в [11] не принимались во внимание ни рассеяние в БС, ни накопление термализованных носителей вблизи ТРС. Цель настоящей работы состоит в построении теории инжектора с резонансным туннелированием электронов, адекватно учитывающей эти кинетические эффекты.

1. Постановка задачи. Основные уравнения

Не ограничивая общности рассмотрения процессов, протекающих собственно в инжекторе, будем считать, что в области $x > W+d$ элемент продолжен блокирующим коллекторным контактом, а его бестоковому состоянию отвечает равенство нулю электрического поля F на коллекторной границе ТРС: $x = W+d+0$ [9, 11]. Будем пренебрегать при этом рассеянием и накоплением электронов в КЯ, по-видимому, слабо влияющими на основные параметры инжектора с ТРС, имеющей относительно тонкие ($\leq 50 \div 60 \text{ \AA}$) симметричные барьеры [12, 13].

Тогда падение напряжения на коллекторе V и плотность его тока J , возникающие при подаче на коллектор положительного смещения ($F > 0$), определяются соотношениями

$$V = \varphi_s(F > 0) - \varphi_s(F = 0) + Fd, \quad (1)$$

$$J = J_E(F > 0) - J_E(F = 0). \quad (2)$$

Здесь φ_s — разность потенциалов между толщей n^+ -эмиттера ($x \rightarrow -\infty$) и эмиттерной границей ТРС ($x=W$), а J_E — плотность эмиссионного тока через ТРС:

$$J_E(F) = \frac{2e}{(2\pi)^3} \int_0^\infty dk_{\perp} \int dk_{\tau} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \mathcal{E}(k_{\perp}, k_{\tau})}{\partial k_{\perp}} f_s(k_{\perp}, k_{\tau}) \mathcal{D}(k_{\perp}), \quad (3)$$

где e , \mathcal{E} — заряд и кинетическая энергия электрона, k_{\perp} , k_{τ} — нормальная и тангенциальная (по отношению к плоскости гетеропереходов) компоненты его квазиимпульса, f_s — функция распределения (ФР) электронов на эмиттерной границе ТРС, \mathcal{D} — коэффициент прозрачности ТРС, вычисляемый в одноэлектронном приближении.

В рамках используемых здесь допущений (отсутствия рассеяния и пространственного заряда в ТРС) этот коэффициент явно зависит от напряженности электрического поля в ТРС F и, например, в приближении изотропного квадратичного закона дисперсии с эффективной массой m может быть записан [14] в терминах функций Эйри $Ai(t)$ и $Bi(t)$ от аргументов:

$$t = \left(\frac{\mathcal{E}_{\perp f}}{eF} + x_j \right) \left(\frac{2meF}{\hbar^2} \right)^{1/3},$$

где $\mathcal{E}_{\perp j}$ и x_j — значения энергии поперечного движения электрона и нормальной координаты на j -й границе ($j=0, 1, 2, \dots$, причем $x_0 = W$). Зависимость j , от F менее тривиальна и, вообще говоря, определяется решением самосогласованной системы уравнений Больцмана для ФР $f(x, k_{\perp}, k_{\tau})$ и Пуассона для потенциала $\varphi(x)$ во всей полубесконечной области классически размерного движения $-\infty < x \leq W$:

$$\frac{1}{\hbar} \frac{\partial \mathcal{E}(k_{\perp}, k_{\tau})}{\partial k_{\perp}} \frac{\partial f(x, k_{\perp}, k_{\tau})}{\partial x} + \frac{e}{\hbar} \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x} \frac{\partial f(x, k_{\perp}, k_{\tau})}{\partial k_{\perp}} = \left(\frac{df}{dt} \right)_{\text{col}}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\kappa}{4\pi e} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} dk_{\perp} \int dk_{\tau} f(x, k_{\perp}, k_{\tau}) - N_D \Theta(-x). \quad (5)$$

Здесь κ — диэлектрическая проницаемость кристалла, N_D — концентрация ионизованных донорных примесей в эмиттере. Граничные условия к уравнениям (4), (5) должны формулироваться в толще эмиттера ($x \rightarrow -\infty$) и на поверхности ТРС ($x = W$). При их записи будем исходить из очевидных допущений о равновесности электронного газа и отсутствии пространственного заряда в n^+ -эмиттере. Тогда, используя как параметр значение электрического поля в ТРС F , получим [11]

$$x \rightarrow -\infty: f(k_{\perp} > 0, k_{\tau}) = f_E \equiv \left[1 + \exp\left(\frac{\mathcal{E} - \Phi_E}{T}\right) \right]^{-1}, \quad \varphi = 0, \quad (6)$$

$$x = W: f(k_{\perp} < 0, k_{\tau}) = f(k_{\perp} > 0, k_{\tau}) [1 - \mathcal{D}(k_{\perp}, F)], \quad \frac{d\varphi}{dx} = F > 0, \quad (7)$$

где T и Φ_E — температура (в энергетических единицах) и уровень Ферми в эмиттере. Таким образом, самосогласованный расчет ВАХ инжектора может быть проведен в параметрической форме (с использованием в качестве параметра напряженности электрического поля в ТРС F) и сводится к решению граничной задачи (4)–(7) с последующим вычислением падения напряжения $V(F)$ и плотности тока $J(F)$ по формулам (1)–(3).

Ограничиваясь приближением изотропного квадратичного закона дисперсии, в приведенных уравнениях удобно перейти к безразмерным переменным, в которые вводится естественная нормировка координаты — на характерную длину экранирования: $\xi = x/l_s$, $l_s = (\kappa T / 4\pi e^2 N_D)^{1/2}$, нормальной компоненты квазиимпульса — на тепловое значение: $\eta = \hbar k_{\perp} / \sqrt{mT}$, потенциала — на тепловой потенциал: $\mathcal{V} = e\varphi/T$, уровня Ферми в эмиттере — на температуру: $\zeta_E = \Phi_E/T$, а вместо ФР $f(x, k_{\perp}, k_{\tau})$ использовать одномерную и нормированную ФР $u(\xi, \eta)$:

$$u(\xi, \eta) = \frac{\sqrt{mT}}{\hbar N_D} \frac{2}{(2\pi)^3} \int dk_{\tau} f\left(x = l_s \xi, k_{\perp} = \frac{\sqrt{mT}}{\hbar} \eta, k_{\tau}\right).$$

В результате уравнения (4)–(5) принимают вид

$$\eta \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathcal{V}}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} = \left(\frac{du}{d\tau} \right)_{\text{col}}, \quad (8)$$

$$\frac{d^2 \mathcal{V}}{d\xi^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} u d\eta - \Theta(-\xi) \quad (9)$$

с граничными условиями

$$\xi \rightarrow -\infty: u(\eta \geq 0) = u_E(\eta) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\mathcal{F}_0(\zeta_E - \eta^2/2)}{\mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E)}, \quad \mathcal{V} = 0, \quad (10)$$

$$\xi = \xi_s \equiv \frac{W}{l_s}: u(\eta < 0) = u(\eta > 0) [1 - \mathcal{D}(\eta, g)], \quad \frac{d\mathcal{V}}{d\xi} = g \equiv \frac{eFl_s}{T}, \quad (11)$$

при записи которых использовано обозначение \mathcal{F}_α для фермиевского го интеграла с индексом α :

$$\mathcal{F}_\alpha(y) = \frac{1}{\Gamma(\alpha+1)} \int_0^\infty \frac{z^\alpha dz}{1 + \exp(z-y)}.$$

Плотность эмиссионного тока через ТРС определяется теперь равенством

$$J_E = J_{TE} \int_0^\infty d\eta u_s(\eta) \eta \mathcal{E}(\eta), \quad (12)$$

где $J_{TE} = eN_D \sqrt{T/m}$ и $u_s(\eta) = u(\xi_s, \eta)$.

Решение граничной задачи (8)–(11) [или (4)–(7)] в общем виде весьма затруднительно и может быть осуществлено лишь численными методами (например, методом макрочастиц [15]). Вместе с тем влияние БС на ВАХ инжектора с резонансным туннелированием электронов, исследование которого и составляет предмет данной работы, проявляется главным образом в таких кинетических эффектах, как баллистический пролет резонансных электронов [11] и зависимость концентрации термализованных электронов вблизи эмиттерной границы ТРС ($x=W$) от величины туннельного тока [9]. Вероятность баллистического пролета в пространстве между виртуальным катодом (т. е. максимумом при $x=x_c$ на зонной диаграмме рис. 1) и ТРС не очень мала в случае, если отношение $\alpha = l/W$, где l — длина свободного пробега резонансного электрона, удовлетворяет неравенству $\alpha \geq 1$. С другой стороны, концентрация термализованных электронов в потенциальной яме вблизи ТРС может заметно отличаться от равновесной и, стало быть, зависеть от плотности туннельного тока, если ширина резонансного уровня Γ и температура электронов T удовлетворяют соотношению $\Gamma/T \equiv \beta \geq 1$, т. е. при больших плотностях тока. Таким образом, основываясь на простых качественных соображениях, можно выделить два безразмерных параметра — $\alpha = l/W$ и $\beta = \Gamma/T$, оценка которых позволяет идентифицировать механизм переноса заряда через БС инжектора с резонансным туннелированием и определить адекватный подход к решению уравнений (8)–(11) [или (4)–(7)]. При этом для каждого из возможных предельных случаев, а именно: а) $\alpha \ll 1$, $\beta \ll 1$, б) $\alpha \ll 1$, $\beta \geq 1$, в) $\alpha \geq 1$, $\beta \ll 1$, г) $\alpha \geq 1$, $\beta \geq 1$ удается получить решения указанных уравнений в квадратурах и по формулам (1)–(3) провести параметрический расчет ВАХ. Рассмотрим эти случаи по отдельности.

2. Предельные случаи

а) $\alpha \ll 1$, $\beta \ll 1$. Доля пролетных (баллистических) электронов, не испытывающих рассеяния в пространстве между виртуальным катодом и ТРС, пренебрежимо мала, так же как и мало отношение резонансного туннельного тока к термоэмиссионному току виртуального катода. В таких условиях ФР электронов $u(\xi, \eta)$ и распределение потенциала в БС $\mathcal{V}(\xi)$ близки к равновесным, т. е.

$$u(\xi, \eta) \approx u_0(\xi, \eta) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\mathcal{F}_0(\zeta_E + \mathcal{V}(\xi) - \eta^2/2)}{\mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E)}, \quad (13)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} u(\xi, \eta) d\eta = \frac{\mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E + \mathcal{V}(\xi))}{\mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E)}, \quad (14)$$

а задача интегрирования уравнения Пуассона (9) с граничными условиями (10), (11) сводится к решению следующих трансцендентных уравнений:

$$\mathcal{F}_{3/2}(\zeta_E + \mathcal{V}_c) = \mathcal{F}_{3/2}(\zeta_E) + \mathcal{V}_0 \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E), \quad (15)$$

$$\mathcal{F}_{3/2}(\zeta_E + \mathcal{V}_s) = \mathcal{F}_{3/2}(\zeta_E) + (\mathcal{V}_0 + 3/2 g^2) \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E), \quad (16)$$

$$\begin{aligned}
 & \int_{\xi_c}^{\xi_0} \frac{d\mathcal{V}}{\sqrt{(\mathcal{E}_{s/2}(\xi_E + \mathcal{V}) - \mathcal{E}_{s/2}(\xi_E + \mathcal{V}_c)) / \mathcal{E}_{1/2}(\xi_E)}} + \\
 & + \int_{\xi_c}^{\xi_s} \frac{d\mathcal{V}}{\sqrt{(\mathcal{E}_{s/2}(\xi_E + \mathcal{V}) - \mathcal{E}_{s/2}(\xi_E + \mathcal{V}_c)) / \mathcal{E}_{1/2}(\xi_E)}} = \sqrt{2\xi_s}, \quad (17)
 \end{aligned}$$

в которых \mathcal{V}_0 , \mathcal{V}_c и \mathcal{V}_s — значения потенциала $\mathcal{V}(\xi)$ соответственно на границе эмиттера ($\xi=0$), виртуальном катоде ($\xi=\xi_c$) и на границе ТРС ($\xi=\xi_s$). Разрешая эти уравнения и определяя таким образом зависимость $\mathcal{V}_s(g)$, расчет ВАХ проводим непосредственно по формулам (1), (2), (12), используя при этом в качестве $u_s(\eta)$ ФР (13) со значением $\mathcal{V}_s(\xi)=\mathcal{V}_s(g)$. Результаты, полученные для туннельно-резонансных инжекторов на AlGaAs/GaAs с различными толщинами БС, представлены на рис. 2. Туннельный ток каждого из них обусловлен термализованными электронами, локализованными вблизи эмиттерной границы ТРС. Отсечка тока, связанного с резонансным туннелированием через первый уровень размерного квантования в КЯ, здесь происходит при опускании этого уровня ниже дна зоны проводимости на эмиттерной границе ТРС. Второй растущий участок на ВАХ для выбранных параметров струк-

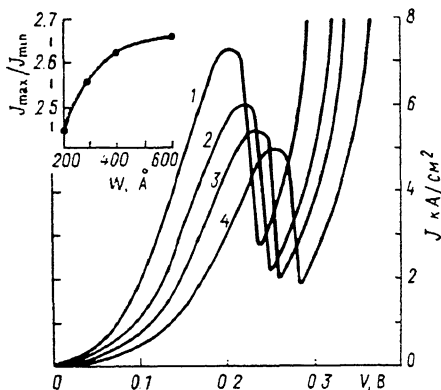


Рис. 2. ВАХ инжектора с резонансным туннелированием электронов.

Случай а) $\alpha \ll 1$, $\beta \ll 1$. $T=300$ К. Параметры структуры: толщина $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ барьерных слоев в ТРС 51 Å; ширина GaAs КЯ 51 Å; $N_D=2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$; ширина БС, Å: 1 — 200, 2 — 300, 3 — 400, 4 — 600. На вставке приведена зависимость контрастности ВАХ от толщины БС.

туры связан главным образом с резонансным туннелированием через второй уровень размерного квантования. В целом расчетные ВАХ инжекторов с различными толщинами БС однотипны. Однако имеется очевидная количественная зависимость параметров ВАХ на падающем участке от толщины БС. Так, на вставке к рис. 2 показана зависимость контрастности ВАХ (т. е. отношения максимальной и минимальной плотностей тока на падающем участке) от толщины БС. В рамках используемой модели увеличение контрастности ВАХ при росте W связано с ослаблением вырождения вблизи эмиттерной границы ТРС, что при расположении уровня Ферми между первым и вторым уровнями размерного квантования приводит к снижению туннельно-резонансного тока через второй уровень при слабо меняющемся токе через первый. Это обстоятельство может служить решающей причиной наблюдавшегося экспериментально [8] роста контрастности ВАХ AlGaAs/GaAs-диодов с резонансным туннелированием электронов при увеличении толщины БС до 500 Å, так как при столь больших толщинах БС влияние примесного потенциала и сегрегации примеси на гетерограницах, падающее с ростом W [5], уже несущественно.

б) $\alpha \ll 1$, $\beta \geq 1$. Доля баллистических электронов, без рассеяния преодолевающих пространство между виртуальным катодом и ТРС, по-прежнему мала, так что туннельный ток обусловлен термализованными носителями заряда, локализованными вблизи $x=W$. Однако концентрация этих носителей может быть отлична от равновесной лишь при плотностях туннельного тока, сравнимых с плотностью эмиссионного тока виртуального катода. Последнее обстоятельство возможно именно в силу условия $\Gamma \geq T$. Функция распределения в классической потенциальной яме справа от виртуального катода (рис. 1) близка к равновесной, но с квазиуровнем Ферми Φ_s , вообще говоря, отличным от уровня Ферми в эмиттере ($x < 0$) Φ_E . Отрыв Φ_s от Φ_E происходит вблизи виртуального катода ($x=x_c$), где концентрация электронов может быть недостаточной

для их термализации. В этом случае перенос через виртуальный катод осуществляется в режиме термоэмиссии, и плотность вытекающего в классическую потенциальную яму тока J_{in} равна

$$J_{in} = J_{TE} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\mathcal{F}_1(\zeta_E + \mathcal{V}_c) - \mathcal{F}_1(\zeta_s + \mathcal{V}_c)}{\mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E)}, \quad (18)$$

где $\zeta_s = \Phi_s/T$. Плотность вытекающего через ТРС тока J_{out} определяется выражением (12), в котором условие квазиравновесности ФР для области за виртуальным катодом позволяет использовать в качестве u_s функцию (13) с заменой аргумента \mathcal{F}_0 на $\zeta_s + \mathcal{V}_c - \eta^2/2$. В стационарном режиме $J_{in} = J_{out} = J$ и, таким образом, величины ζ_s и ζ_E оказываются связанными условиями непрерывности тока. В остальном расчет распределения потенциала в БС аналогичен рассмо-

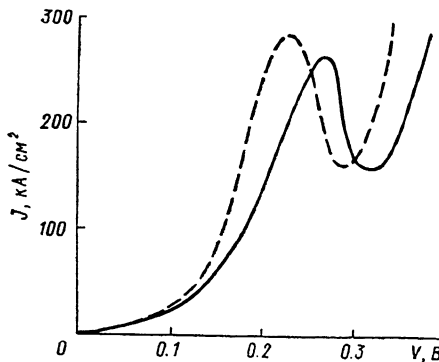


Рис. 3. ВАХ инжектора с резонансным туннелированием электронов.

Случай б) $\alpha \ll 1$, $\beta \gg 1$ (сплошная линия). $T=300$ К. Параметры структуры: толщина $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ барьерных слоев в ТРС 20 Å; ширина GaAs КЯ 60 Å; $N_D = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $W=500$ Å. Штриховая линия — ВАХ той же структуры для случая а).

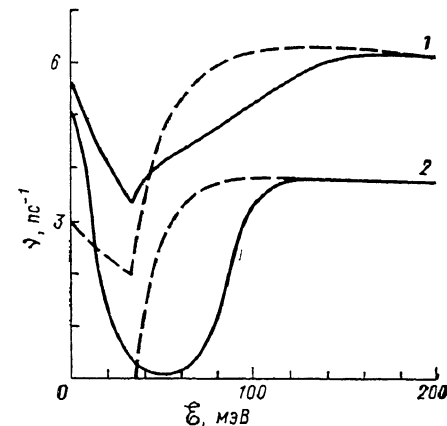


Рис. 4. Зависимость характерной частоты рассеяния на LO-фононах ν_{col} от энергии электрона ϵ при температурах 300 (1) и 77 К (2).

Φ , мэВ: сплошные линии — 50, штриховые — 0.

тренному выше случаю а и сводится к решению уравнения (15) совместно с уравнениями

$$\mathcal{F}_{3/2}(\zeta_s + \mathcal{V}_c) = \mathcal{F}_{3/2}(\zeta_s + \mathcal{V}_c) + 1/2 g^2 \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E), \quad (19)$$

$$\int_{\mathcal{V}_c}^{\mathcal{V}_s} \frac{d\mathcal{V}}{\sqrt{(\mathcal{F}_{3/2}(\zeta_E + \mathcal{V}) - \mathcal{F}_{3/2}(\zeta_s + \mathcal{V}_c)) / \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E)}} + \int_{\mathcal{V}_c}^{\mathcal{V}_s} \frac{d\mathcal{V}}{\sqrt{(\mathcal{F}_{3/2}(\zeta_s + \mathcal{V}) - \mathcal{F}_{3/2}(\zeta_s + \mathcal{V}_c)) / \mathcal{F}_{1/2}(\zeta_E)}} = \sqrt{2\epsilon_s}. \quad (20)$$

На рис. 3 представлена ВАХ AlGaAs/GaAs-инжектора с резонансным туннелированием электронов, рассчитанная самосогласованно по формулам (1), (2), (12), (15), (18)—(20). Для сравнения штриховой линией показан результат расчета ВАХ той же структуры, но без учета разрыва квазиуровней Ферми на виртуальном катод (случай а). Видно, что при больших плотностях тока влияние БС с непостоянным уровнем Ферми на ВАХ аналогично последовательно включенному сопротивлению. Заметим при этом, что помимо смещения ВАХ в область больших напряжений разрыв уровней Ферми приводит и к изменению величины отрицательной дифференциальной проводимости. При достаточно большой величине паразитного сопротивления, вносимого БС, это обстоятельство может служить причиной бистабильности на ВАХ, аналогичной рассматривавшейся в работе [16].

в) $\alpha \gg 1$, $\beta \ll 1$. Вероятность рассеяния эммитруемых с виртуального катода электронов невелика, т. е. механизм переноса в основном квазибаллистический, а ширина линии пропускания ТРС Γ мала по сравнению с температурой, так что фазовый объем, занимаемый носителями заряда с резонансными значениями поперечного квазиимпульса, также относительно мал. В этих условиях подавляющее большинство электронов отражается от ТРС как от непрозрачной стенки, что при конечной вероятности рассеяния в стационарном режиме приводит к равновесности ФР во всем фазовом объеме, за исключением, быть может, относительно узких областей вблизи резонансного значения нормальной компоненты квазиимпульса [9, 10]. Возможная особенность на ФР в указанной области фазового объема по сути дела обусловлена граничным условием (11) [или (7)], означающим отсутствие при $x=W$ электронов, имеющих резонансное значение нормальной компоненты квазиимпульса, взятое с обратным знаком. Доля таких электронов мала, и поэтому распределение потенциала в БС то же, что и в случае а, т. е. величины φ_0 , φ_c , φ_v определяются уравнениями (15)–(17). Что же касается туннельного тока, то при $\alpha \gg 1$ особенность на ФР $u_s(\eta)$ при резонансных значениях η играет определяющую роль в его формировании и прежде всего для таких напряжений на инжекторе, которым соответствует положение уровня резонансного туннелирования между виртуальным катодом и дном зоны проводимости на эммиттерной границе ТРС. Задача расчета ВАХ инжектора в рассматриваемом предельном случае сводится к определению ФР $u(\xi, \eta)$ в узком интервале резонансных значений η . Используя допущение о равновесности ФР всюду вне этого интервала, обоснованное в силу неравенства $\beta \ll 1$, интеграл столкновений для резонансной области η можно представить в виде

$$\left(\frac{du}{d\tau}\right)_{\text{col}} = -\frac{\nu_{\text{col}}(\eta)}{\omega_{\text{pl}}} (u(\xi, \eta) - u_0(\xi, \eta)), \quad (21)$$

где $\nu_{\text{col}}(\eta)$ — зависящая от η частота столкновений, $\omega_{\text{pl}} = (4\pi e^2 N_D / \epsilon m)^{1/2}$ — характеристическая плазменная частота. Происхождение этого соотношения обусловлено тем, что при сделанных допущениях в больцмановском интеграле столкновений $(df/dt)_{\text{col}}$ для узкого интеграла резонансных значений поперечного квазиимпульса «приходящий» член равен «уходящему», взятому в состоянии равновесия. Кроме того, при записи (21) мы пренебрегли тангенциальной составляющей квазиимпульса, что, вообще говоря, не является обязательным для перехода к τ -приближению в интеграле столкновений для трехмерной ФР $f_s(k_L, \mathbf{k}_\perp)$. Основным каналом рассеяния в нелегированном GaAs и родственных ему соединениях, на которых выполнено подавляющее большинство экспериментов по резонансному туннелированию электронов (см., например, [3]), является взаимодействие с полярными оптическими фононами. Ограничиваясь учетом только этого канала и принимая во внимание влияние вырождения на заполнение состояний, между которыми происходят переходы с испусканием или поглощением LO-фонона, для $\nu_{\text{col}}(\eta)$ получим

$$\nu_{\text{col}}(\eta) = \frac{1}{\tau_{\text{po}}} \frac{\eta_0}{\eta} \frac{\text{ch}(1/4 \eta^2 - 1/2 \zeta)}{\text{sh}(1/4 \eta_0^2)} \times \left\{ \frac{\text{Arsh}(\eta/\eta_0)}{\text{ch}(1/4 \eta^2 + 1/4 \eta_0^2 - 1/2 \zeta)} + \Theta(\eta - \eta_0) \frac{\text{Arsh}\left(\left[\frac{\eta^2}{\eta_0^2} - 1\right]^{1/2}\right)}{\text{ch}(1/4 \eta^2 - 1/4 \eta_0^2 - 1/2 \zeta)} \right\}, \quad (22)$$

где τ_{po} — характерное время (~ 0.3 пс для GaAs), $\eta_0 = \sqrt{2\hbar\omega_0/T}$, $\hbar\omega_0$ — энергия LO-фонона (~ 36 мэВ для GaAs), $\zeta = \Phi/T$, Φ — положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости. На рис. 4 представлены рассчитанные по формуле (22) зависимости $\nu(\mathcal{E})$, $\mathcal{E} = 1/2 T \eta^2$ для GaAs при разных значениях уровня Ферми и температуры. Видно, что для низких температур и высоких уровней вырождения имеется область энергий, в которой вероятность рассеяния на LO-фононах весьма мала. Это обстоятельство связано с тем, что при указанных условиях процессы с поглощением фонона редки в силу малости самого числа тепловых LO-фононов, а процессы с испусканием фонона затруднены

из-за заполненности состояний с энергией $\mathcal{E} - \hbar\omega_0$ в силу вырождения. Представление интеграла столкновений в виде (21) позволяет получить аналитическое решение уравнения (8) с граничными условиями (10), (11). Так, ФР $u(\xi, \eta)$ на эмиттерной границе ТРС можно представить в виде

$$u_s(\eta) = \begin{cases} u_s(-\eta) [1 - \mathcal{D}(\eta)], & \eta < 0, \\ u_0(\xi_s, \eta) \left\{ 1 - \frac{\mathcal{D}(\eta)}{\exp[S(\eta)] - [1 - \mathcal{D}(\eta)]} \right\}, & 0 \leq \eta \leq \sqrt{2(\mathcal{V}_s - \mathcal{V}_c)}, \\ u_0(\xi_s, \eta), & \eta > \sqrt{2(\mathcal{V}_s - \mathcal{V}_c)}, \end{cases} \quad (23)$$

где

$$S(\eta) = 2 \int_{\xi_r}^{\xi_s} \frac{v_{col}(\eta_1)}{\omega_{p1}} \frac{d\xi}{\eta_1(\xi)}, \quad \eta_1(\xi) = \sqrt{\eta - 2(\mathcal{V}_s - \mathcal{V}(\xi))},$$

ξ_r — точка поворота при движении по замкнутой траектории внутри классической потенциальной ямы, определяемая равенством $\eta_1(\xi_r) = 0$. Величина S

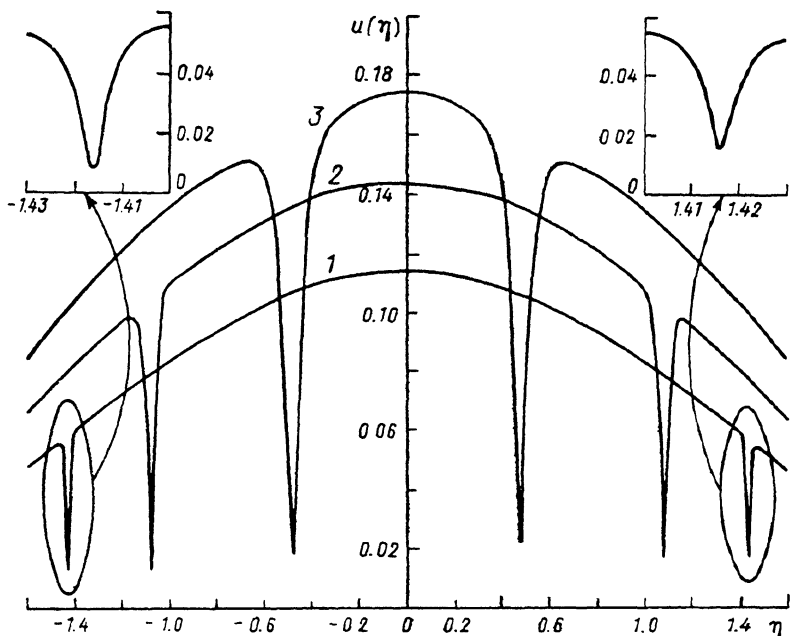


Рис. 5. Зависимость ФР $u_s(\eta)$ на эмиттерной границе ТРС от η .

Параметры ТРС те же, что и на рис. 1. $W=300$ Å; $T=300$ К; $N_D=2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. $V, B: 1 - 0.175, 2 - 0.209, 3 - 0.242$. На вставках приведены резонансные особенности на ФР в увеличенном масштабе.

представляет собой отношение характерного периода осцилляции электрона в потенциальной яме БС к характерному времени рассеяния и учитывает приход электронов в состояния с резонансными значениями η за счет рассеяния. Если для резонансных η [$\mathcal{D}(\eta) \sim 1$] рассеяние мало, т. е. $S \ll 1$, то ФР $u_s(\eta > 0)$ для запертых в классической потенциальной яме электронов равна $u_s(\eta) = u_0(\xi_s, \eta) S(\eta) / \mathcal{D}(\eta)$ и, следовательно, значительно меньше равновесной. Эти соображения подтверждаются и расчетом, проведенным по формулам (22), (23) для равновесного распределения потенциала $\mathcal{V}(\xi)$ при различных напряжениях на инжекторе V . Результаты представлены на рис. 5. Провалы на ФР для резонансных η связаны с тем, что при $S \ll 1$ вероятность выноса электронов через ТРС выше, нежели вероятность прихода из других областей фазового пространства за счет рассеяния. Этот эффект проявляется лишь при напряжениях, соответствующих опусканию уровня резонансного туннелирования ниже виртуального катода. Для меньших же напряжений ФР $u_s(\eta)$ в области резонансных значений η близка к равновесной. В результате на ВАХ

инжектора образуются две области отсечки, первая из которых связана с опусканием уровня резонансного туннелирования ниже виртуального катода, а вторая — с опусканием того же уровня ниже дна зоны проводимости на эмиттерной границе ТРС. Примеры численного расчета ВАХ по формулам (1), (2), (12), (23) [для равновесного распределения потенциала $\mathcal{U}(\xi)$], демонстрирующие две области отсечки, приводятся на рис. 6.

е) $\alpha \geq 1, \beta \geq 1$. Электроны в основном движутся без рассеяния (баллистически) при том, что вероятность выноса через ТРС выше, чем вероятность захвата в классическую потенциальную яму из-за рассеяния для большинства носителей заряда. Это позволяет пренебречь вкладом захваченных электронов как в распределение потенциала, так и в туннельный ток, считая, что пространственный заряд и ФР сильно неравновесны и обусловлены пролетными электронами. Этот случай (ВАХ инжектора с баллистическим транспортом в БС) рассматривался нами в работе [11], и здесь нет смысла останавливаться на нем подробнее. Укажем лишь на то, что единственная область отсечки на ВАХ инжектора с баллистическим переносом через БС связана с опусканием уровня резонансного туннелирования ниже виртуального катода.

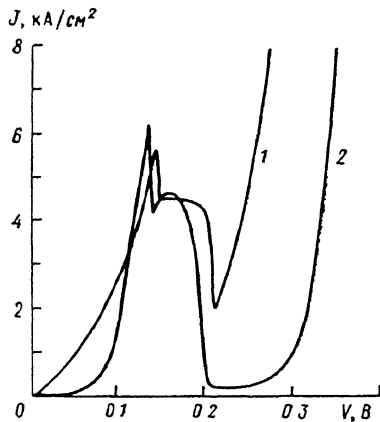


Рис. 6. ВАХ инжектора с резонансным туннелированием электронов.

Случай е) $\alpha \geq 1, \beta \leq 1$. Параметры ТРС те же, что и на рис. 1. $W=200 \text{ \AA}$; $N_D=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Т, К: 1 — 300, 2 — 77.

Заключение. Сложная структура ВАХ в области отсечки, наблюдаемая при экспериментальных исследованиях резонансного туннелирования электронов [7, 8, 13, 17], в настоящее время является предметом оживленной дискуссии [7, 18, 19]. В частности, причиной возникновения двух областей отсечки на ВАХ может, как было показано выше, служить и квазибаллистический транспорт электронов в БС. Квазибаллистическими же эффектами можно объяснить и наблюдавшийся в [13, 19] более резкий характер первой из отсечек туннельного тока, чем это следует из моделей без учета квазибаллистического транспорта (см. случаи а, б). Действительно, независимо от формы потенциальных барьеров величина коэффициента пропускания ТРС \mathcal{D} вблизи резонанса может быть представлена в виде [1, 20]

$$\mathcal{D} \approx \frac{4\mathcal{D}_1\mathcal{D}_2}{(\mathcal{D}_1 + \mathcal{D}_2)^2} \left(\frac{1}{1 + [(\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\perp 0})/\Gamma]^2} \right),$$

где $\mathcal{D}_1, \mathcal{D}_2$ — туннельные прозрачности барьеров, $\varepsilon_{\perp 0}$ — резонансная энергия. Если \mathcal{D}_1 и \mathcal{D}_2 существенно различны, скажем, эмиттерный барьер менее прозрачен ($\mathcal{D}_1 \ll \mathcal{D}_2$), что как раз и имеет место для технологически симметричной структуры при больших смещениях, то максимальная величина коэффициента пропускания равна $\mathcal{D}_{\max} \approx \mathcal{D}_1/\mathcal{D}_2 \ll 1$. Таким образом, в области отсечки коэффициент прозрачности ТРС, а вместе с ним и величина туннельного тока пропорциональны прозрачности эмиттерного барьера, быстро падающей с уменьшением энергии электрона при $\varepsilon_{\perp} \rightarrow 0$. Поэтому при квазиравновесной ФР в БС начальный участок отсечки тока определяется именно уменьшением \mathcal{D}_{\max} при $\varepsilon_{\perp 0} \rightarrow 0$, тогда как ширина первой из областей отсечки при квазибаллистическом транспорте в БС определяется шириной линии пропускания ТРС, т. е. порядка Γ .

Список литературы

[1] Татар А. С. // Электрон. техн. Сер. 1. 1987. № 9 (403). С. 21—34. 1988. № 2 (406). С. 17—33.

- [2] Lippens D., De Saint Pol L., Bouregba R., Mounaix P., Vinchon T. // *Rev. Phys. Appl.* 1989. V. 24. N 1. P. 17—30.
- [3] Долманов И. Н., Толстихин В. И., Еленский В. Г. // *Зарубежн. радиоэлектрон.* 1990. № 7. С. 66—87.
- [4] Huang C. J., Paulus M. J. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 51. N 2. P. 121—123.
- [5] Tsuchina M. et al. // *Japan. J. Appl. Phys.* 1986. V. 25. N 3. P. L185—L187.
- [6] Muto S. et al. // *Japan. J. Appl. Phys.* 1986. V. 25. N 7. P. L577—L579.
- [7] Hughes O. H. et al. // *J. Vac. Sci. Techn.* 1988. V. B6. N 4. P. 1161—1164.
- [8] Lakhani A. A., Potter R. C. et al. // *Electron. Lett.* 1988. V. 24. N 3. P. 153—154.
- [9] Долманов И. Н., Рыжий В. И., Семькина Е. А., Толстихин В. И. // *Тез. докл. VII Всес. симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках»*. Палагга, 1989. Ч. I. С. 67—70.
- [10] Рыжий В. И., Семькина Е. А. // *ФТП.* 1990. Т. 24. В. 1. С. 115—120.
- [11] Долманов И. Н., Рыжий В. И., Толстихин В. И. // *ФТП.* 1989. Т. 23. В. 3. С. 499—504.
- [12] Weil T., Vinter B. // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 50. N 18. P. 1281—1283.
- [13] Leadbeater M. L., Alves E. S., Eaves L. et al. // *Semicond. Sci. Techn.* 1988. V. 3. 1060—1062.
- [14] Brennan K. F., Summers C. J. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 61. N 2. P. 614—623.
- [15] Баннов Н. А., Рыжий В. И., Волков Ю. А. // *Микроэлектрон.* 1987. Т. 16. В. 3. С. 210—219.
- [16] Collins S., Lowe D., Barker J. R. // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 63. N 1. P. 142—149.
- [17] Brown E. R., Goodhue W. D., Sollner T. C. L. G. et al. // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 64. N 3. P. 1519—1529.
- [18] Sollner T. C. L. G. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 59. N 14. P. 1622.
- [19] Goldman V. J., Tsui D. S., Cunningham J. E. // *Sol. St. Electron.* 1988. V. 31. N 3/4. P. 731—734.
- [20] Lurie S. // *Superlat. Microstr.* 1989. V. 5. N 3. P. 375—382.

Физико-технологический институт АН СССР
Москва

Получена 26.03.1990
Принята к печати 27.04.1990