

Резонансное взаимодействие электронов с высокочастотным электрическим полем в несимметричных двухбарьерных структурах

© Е.И. Голант, А.Б. Пашковский

Научно-исследовательский институт "Исток",
141120 Фрязино, Россия

(Получена 10 июня 1996 г. Принята к печати 20 января 1997 г.)

Получены аналитические выражения для волновых функций электронов, малосигнальной высокочастотной проводимости, ширин энергетических уровней (минизон) в несимметричной двухбарьерной структуре с тонкими барьерами, в условиях когерентного туннелирования электронов как строго по центрам энергетических уровней, так и при отклонении их энергии от строго резонансной. Показано, что соответствующим выбором расположения минизон структуры относительно дна зоны проводимости полупроводниковых материалов слева и справа от нее, можно добиться коэффициента прохождения электронов равного 1, а также существенного увеличения интегральной (с учетом распределения падающих на структуру электронов по энергии) высокочастотной проводимости структуры.

1. Введение

В последнее время значительно усилился интерес к двух- и многобарьерным резонансно-туннельным структурам, обусловленный созданием униполярного квантового каскадного лазера инфракрасного (ИК) диапазона на межподзонных электронных переходах [1,2]. Теория и расчет лазеров такого типа строятся обычно в предположении последовательного туннелирования электронов, т. е. предполагается, что значительная часть электронов, проходящих через структуру, испытывает столкновения с фононами, нарушающие когерентность волновых функций электронов [3]. Вместе с тем, как было показано в [4], эффективная лазерная генерация на межподзонных переходах возможна и на основе структур с когерентным туннелированием, когда время туннелирования электронов из квантовой ямы меньше времени фононного рассеяния.

Особенности резонансного взаимодействия когерентно туннелирующих электронов с высокочастотным полем как в симметричных двухбарьерных резонансно-туннельных структурах (ДБРТС), так и в структурах с разной мощностью барьеров, но с одинаковым уровнем дна зоны проводимости внутри и по обе стороны от структуры, были исследованы в [5]. Там же в приближении достаточно мощных барьеров были получены аналитические выражения для динамической проводимости и ширины резонансных уровней симметричной ДБРТС в зависимости от ширины ямы и высоты барьеров. Это позволило оценить рабочие характеристики ДБРТС как активного элемента приборов ТГц-диапазона при инжекции электронов на произвольный энергетический уровень симметричной структуры. Однако использование структур с однородным профилем дна зоны проводимости подразумевает наличие инжектора в виде барьера, двухбарьерной структуры или скачка потенциала, обеспечивающих существенно неравновесное распределение электронов по энергии в падающем на ДБРТС потоке электронов [6,7]. Применение ДБРТС с разными

уровнями дна зоны проводимости на входе и выходе структуры позволяет создать нужное распределение без использования инжектора, что весьма упрощает изготовление и расширяет спектр возможных применений таких структур. Поэтому представляется целесообразным распространить метод расчета, предложенный в [5], на несимметричные ДБРТС с разными уровнями дна зоны проводимости, с тем чтобы проанализировать возможность увеличения динамической проводимости и пропорциональной ей интенсивности излучательных переходов в таких структурах.

2. Строго резонансное туннелирование электронов

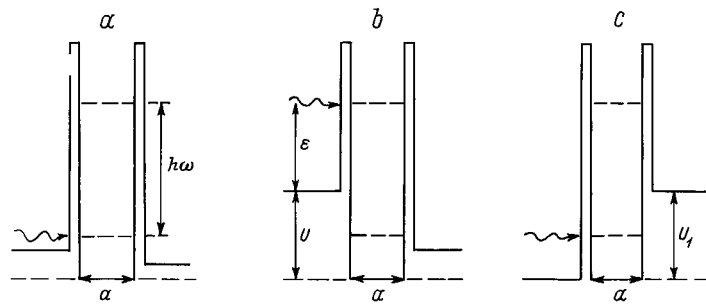
Предположим, что к структуре с тонкими (δ -образными) барьерами приложено однородное электрическое высокочастотное (ВЧ) поле достаточно малой амплитуды, которое изменяется со временем по закону $E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Для определенности считаем, что электроны движутся слева направо, поле вне структуры отсутствует, а влиянием пространственного заряда можно пренебречь. Тогда с учетом сделанных выше допущений нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + H(x)\psi + H(x, t)\psi, \quad (1)$$

$$H(x) = -U[\theta(x) - \theta(x-a)] - U_1\theta(x-a) + \alpha\delta(x)\psi + \gamma\alpha\delta(x-a),$$

$$H(x, t) = -qE\{x[\theta(x) - \theta(x-a)] + a\theta(x-a)\}(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}).$$

Здесь q , m^* — заряд и масса электрона; $\alpha = \varphi_b b$; φ_b , b — высота и ширина первого барьера соответственно; $\theta(x)$ — единичная функция, γ — численный коэффициент, характеризующий асимметрию барьеров, U и U_1 — величины скачков дна зоны проводимости



Схематическое изображение зонной диаграммы рассматриваемых двухбарьерных структур.

на барьерах (см. рисунок). При этом возможны три основные ситуации.

1. Переходы совершаются между уровнями, которые лежат над дном зоны проводимости полупроводниковых материалов как слева, так и справа от структуры (рисунок, *a*).

2. Электроны инжектируются на уровень, расположенный выше дна зоны проводимости левого (входного) материала, и переходят на уровень, лежащий ниже дна зоны проводимости этого материала (рисунок, *b*).

3. Электроны инжектируются на уровень, расположенный ниже дна зоны проводимости правого (выходного) материала, и переходят на уровень, лежащий выше дна зоны проводимости этого материала (рисунок, *c*).

Волновая функция основного состояния ψ_0 , нормированная на 1 электрон, равна

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp ik_0x + D_0 \exp(-ik_0x), & x < 0; \\ A_0 \sin kx + B_0 \cos kx, & 0 < x < a; \\ C_0 \exp ik_1(x - a), & x > a. \end{cases} \quad (2)$$

В 1-м случае, в приближении малого сигнала, поправка ψ_1 к ней имеет вид [8,9]

$$\psi_1 = \psi_+(x)e^{-i(\omega_0+\omega)t} + \psi_-(x)e^{-i(\omega_0-\omega)t},$$

где $\omega_0 = \varepsilon/\hbar$, ε — энергия электронов, падающих на структуру;

$$k_0 = (2m^*\varepsilon/\hbar^2)^{1/2}, \quad k = [2m^*(\varepsilon + U)/\hbar^2]^{1/2}, \\ k_1 = [2m^*(\varepsilon + U_1)/\hbar^2]^{1/2}$$

— их волновые векторы. Функции ψ_{\pm} для данной структуры имеют вид

$$\psi_{\pm}(x) = \begin{cases} D_{\pm} \exp(-ik_{0\pm}x), & x < 0; \\ A_{\pm} \sin k_{\pm}x + B_{\pm} \cos k_{\pm}x + \chi_{\pm}(x), & 0 < x < a; \\ C_{\pm} \exp ik_{1\pm}(x - a) + P_{\pm} \exp ik_1(x - a), & x > a, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$k_{0\pm} = [2m^*(\varepsilon \pm \hbar\omega)/\hbar^2]^{1/2}, \quad k_{\pm} = [2m^*(\varepsilon + U \pm \hbar\omega)/\hbar^2]^{1/2}, \\ k_{1\pm} = [2m^*(\varepsilon + U_1 \pm \hbar\omega)/\hbar^2]^{1/2}, \quad P_{1\pm} = \mp \frac{qEa}{\hbar\omega} \psi_0(a);$$

функции

$$\chi_{1\pm}(x) = \mp qEx\psi_0(x)/\hbar\omega + qE\psi_0'(x)/m^*\omega^2$$

— частные решения соответствующего уравнения для ψ_{\pm} [8], а система уравнений для определения коэффициентов $A_{1\pm}, B_{1\pm}, C_{1\pm}, D_{1\pm}$ находится из условий сшивания волновой функции и ее производных на барьерах в каждый момент времени и имеет вид

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ ik_{0\pm} - y & k_{\pm} & 0 & 0 \\ 0 & \sin k_{\pm}a & \cos k_{\pm}a & -1 \\ 0 & -k_{\pm} \cos k_{\pm}a & k_{\pm} \sin k_{\pm}a & ik_{1\pm} - \gamma y \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} D_{\pm} \\ A_{\pm} \\ B_{\pm} \\ C_{\pm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$f_1 = \chi_{\pm}(0), \quad f_2 = -\chi'_{\pm}(0), \quad f_3 = P_{\pm} - \chi_{\pm}(a), \\ f_4 = (\gamma y - ik_1)P_{\pm} + \chi'_{\pm}(a), \quad y = 2m^*\alpha/\hbar^2.$$

Аналитическое решение (4) вполне возможно, однако получающиеся формулы имеют довольно громоздкий вид и неудобны для исследования. Вместе с тем при определенных условиях их удается заметно упростить. Известно, что в ДБРТС коэффициент прохождения имеет четко выраженный резонансный характер, а в симметричных структурах с тонкими барьерами и одинаковой высотой дна зоны проводимости как внутри, так и вне структуры величина волнового вектора электрона, при котором его коэффициент прохождения равен единице (резонансное туннелирование), находится из решения трансцендентного уравнения [10]

$$\text{tg } ka = -\frac{k\hbar^2}{\alpha m^*} = -\frac{2k}{y}. \quad (5)$$

Предположим, что и для несимметричной структуры коэффициент прохождения (а также вероятность взаимодействия) максимальны при

$$\text{tg } ka = -\beta k/y. \quad (6)$$

Аналогично [10] можно показать, что это выполняется, когда

$$\beta = (1 + \gamma)/\gamma. \quad (7)$$

В условиях резонансного туннелирования коэффициенты невозмущенной волновой функции принимают вид

$$D_0 = \frac{\gamma^2 k_0 - k_1}{\gamma^2 k_0 + k_1}, \quad B_0 = \frac{2\gamma^2 k_0}{\gamma^2 k_0 + k_1}, \quad (8)$$

$$A_0 = \frac{2\gamma^2 k_0}{\gamma^2 k_0 + k_1} \frac{y}{k} + i \frac{2k_1 k_0}{k(\gamma^2 k_0 + k_1)},$$

$$C_0 = \frac{2\gamma k_0}{\gamma^2 k_0 + k_1} (-1)^{N+1},$$

откуда следует, что для такой структуры коэффициент отражения равен нулю при $k_1 = \gamma^2 k_0$.

Пусть моноэнергетический поток электронов проходит через резонансный уровень с номером N , а частота электрического поля соответствует переходам на резонансный уровень с номером L ($L = 1, 2, \dots$). При $y \gg k_{\pm}$ и величине волнового вектора, соответствующего резонансному уровню, определитель системы (4) становится мал и равен

$$\Delta \approx \frac{ik_{\pm}}{\gamma} (k_{1\pm} + \gamma^2 k_{0\pm}) (-1)^{L+1}, \quad (9)$$

а при переходах на нерезонансный уровень $\Delta \approx k_{\pm} y$. Поэтому для узких резонансных уровней будет существенна вероятность переходов только между двумя уровнями. В случае же широких уровней с большими номерами становится существенными переходы как на нижний, так и на верхний уровень. При $y \gg k_{\pm}$ определители для нахождения C_{\pm} и D_{\pm} имеют вид

$$\Delta_{D\pm} \approx \frac{qE}{m^* \omega^2} \frac{2\gamma^2 k_0}{\gamma^2 k_0 + k_1} (ik_1 + y)(ik_{1\pm} - \gamma y) \times k_{\pm} (\cos k_{\pm} a - \cos ka), \quad (10)$$

$$\Delta_{C\pm} \approx \frac{qE}{m^* \omega^2} \frac{2\gamma^2 k_0}{\gamma^2 k_0 + k_1} (ik_1 + y)(ik_{0\pm} - y) \times k_{\pm} (\cos k_{\pm} a \cos ka - 1). \quad (11)$$

С учетом (6) видно, что, как и в симметричной структуре, при переходах с нечетным изменением номера уровня

$$|\cos k_{\pm} a - \cos ka| \approx |\cos k_{\pm} a \cos ka - 1| \approx 2,$$

а при четном изменении номера уровня

$$|\cos k_{\pm} a - \cos ka| \approx |\cos k_{\pm} a \cos ka - 1| \approx 0.$$

Это известное правило отбора по четности объясняется особенностями симметрии волновых функций и возмущения.

Для волновых функций вида (3) малосигнальная динамическая проводимость на частоте ω определяется

разностью выходящих из ДБРТС потоков электронов, поглотивших и испустивших квант энергии $\hbar\omega$ [8]:

$$\sigma = \frac{\hbar^2 \omega}{2aE^2 m^*} \left[k_+ (|C_+|^2 + |D_+|^2) - k_- (|C_-|^2 + |D_-|^2) \right]. \quad (12)$$

Из (9)–(12) для моноэнергетических электронов с концентрацией n при переходах между резонансными уровнями, с учетом того что $ak_{\pm} \approx \pi L$, для активной проводимости ДБРТС можно получить

$$\sigma \approx \sigma_{\text{sim}} \frac{8\gamma^6 k_0^2 k_{\pm}}{(\gamma^2 k_0 + k_1)^2 (\gamma^2 k_{0\pm} + k_{1\pm})}, \quad (13)$$

где σ_{sim} — резонансная проводимость симметричной ДБРТС с постоянной высотой дна зоны проводимости как внутри структуры, так и вне ее и мощностью барьеров α [5]

$$\sigma_{\text{sim}} \approx \pm \frac{8q^2 m^* \alpha^4 n}{\pi L \hbar^6 \omega^3} [1 - (-1)^{N-L}]. \quad (14)$$

Здесь знак “+” соответствует переходам на верхний резонансный уровень, знак “–” — на нижний.

Интересно отметить, что при $\gamma \rightarrow \infty$ и $k_0 = k$ (для случая, когда барьер — участок с локализованным полем типа “бесконечная стенка”) $\sigma = 8\sigma_{\text{sim}}$.

Наиболее интересным с практической точки зрения представляется 2-й случай, когда резонансный уровень, на который переходят электроны, лежит ниже дна зоны проводимости в области слева от структуры. В этом случае волновая функция основного состояния имеет тот же вид, что и в предыдущем, а функция ψ_- принимает форму

$$\psi_-(x) = \begin{cases} D_- \exp \kappa x, & x < 0; \\ A_- \sin k_- x + B_- \cos k_- x + \chi_-(x), & 0 < x < a; \\ C_- \exp ik_1(x-a) + P_- \exp ik_1(x-a), & x > a, \end{cases} \quad (15)$$

где $\kappa = [2m^*(\hbar\omega - \varepsilon)/\hbar^2]^{1/2}$. Система уравнений для определения коэффициентов возмущенных волновых функций имеет вид

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ -(\kappa + y) & k_- & 0 & 0 \\ 0 & \sin k_- a & \cos k_- a & -1 \\ 0 & -k \cos k_- a & k_- \sin k_- a & -\gamma y + ik_{1-} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} D_- \\ A_- \\ B_- \\ C_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Интересно, что определитель этой системы мал почти при тех же условиях, что и в предыдущем случае:

$$\beta = \frac{(\gamma + 1)y + \varkappa}{\gamma(y + \varkappa)} \approx \frac{1 + \gamma}{\gamma} - \frac{\varkappa}{y}. \quad (17)$$

При этом

$$\Delta \approx \frac{ik_-k_{1-}}{\gamma}(-1)^{L+1}, \quad (18)$$

$$\Delta_{C-} \approx \frac{qE}{m^*\omega^2} \frac{2k_0}{\gamma^2k_0 + k_1} (ik_1 + \gamma y)(\varkappa y)k_- \times (1 - \cos k_-a \cos ka), \quad (19)$$

откуда, как и в предыдущем случае, имеем те же правила отбора, что и для симметричной структуры, а для активной проводимости получаем

$$\sigma \approx \sigma_{\text{sim}} \frac{8\gamma^6 k_0^2 k_-}{(\gamma^2 k_0 + k_1)^2 k_{1-}}. \quad (20)$$

В 3-м случае, когда переходы совершаются с уровня, который лежит ниже дна зоны проводимости справа, на уровень, который лежит над дном зоны проводимости, волновая функция основного состояния имеет вид

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp ik_0x + D_0 \exp(-ik_0x), & x < 0, \\ A_0 \sin kx + B_0 \cos kx, & 0 < x < a, \\ C_0 \exp[-\varkappa(x - a)], & x > a. \end{cases} \quad (21)$$

Здесь $\varkappa = [2m^*(U_1 - \varepsilon)/\hbar^2]^{1/2}$. Для этого случая условия резонанса

$$\beta = \frac{(\gamma + 1)y + \varkappa}{\gamma y + \varkappa} \approx \frac{1 + \gamma}{\gamma} - \frac{\varkappa}{\gamma^2 y}, \quad (22)$$

а коэффициенты D_0, A_0, B_0, C_0 принимают значения

$$D_0 = 1, \quad B_0 = 2, \quad A_0 = \frac{2y}{k}, \quad C_0 = \frac{2}{\gamma}(-1)^{N+1}. \quad (23)$$

Поправка к основному состоянию описывается формулой (3), откуда из системы уравнений (4) можно получить

$$\Delta_{D+} \approx \frac{qE}{m^*\omega^2} 2\gamma y (ik_{1+} - \gamma y)k_+ (\cos k_+a - \cos ka). \quad (24)$$

$$\Delta_{C+} \approx \frac{qE}{m^*\omega^2} 2y (ik_{0+} - y)k_+ (\cos k_+a \cos ka - 1) \quad (25)$$

и окончательно

$$\sigma \approx \sigma_{\text{sim}} \frac{8\gamma^2 k_+}{\gamma^2 k_{0+} + k_{1+}}. \quad (26)$$

3. Прохождение электронов вблизи центров резонансных уровней

В соответствии с (13), (20), (26) моноэнергетическая проводимость σ прямо пропорциональна 4-й степени мощности барьеров α . Увеличивая α , можно, казалось бы, получать сколь угодно большие значения резонансной проводимости ДБРТС. Однако эта возможность лимитируется, как было указано в [5], сужением резонансных уровней ДБРТС, приводящим к возрастанию среднего времени нахождения электрона в яме и, следовательно, к возрастанию роли процессов рассеяния, которые нарушают когерентность туннелирования электронов. Кроме того, от ширины энергетических уровней существенно зависят интегральная проводимость ДБРТС и ее рабочий ток. Поэтому для оценки потенциальных возможностей несимметричных ДБРТС необходимо определить ширину уровней энергии для указанных выше вариантов расположения уровней относительно дна зон проводимости левого и правого контактных слоев, а также интенсивность переходов между произвольными разрешенными электронными состояниями при малых отклонениях энергии электронов от центров уровней.

В [5] было показано, что ширина M -го уровня (M -й энергетической минизоны) Γ_M^{sim} , определяемая туннелированием через одинаковые δ -барьеры при одинаковом уровне дна зоны проводимости внутри и по обе стороны от структуры, обратно пропорциональна α^2 :

$$\Gamma_M^{\text{sim}} = \left(\frac{\hbar^2 \pi M}{m^*} \right)^3 \frac{1}{\alpha^2 a^4}. \quad (27)$$

При резонансном волновом векторе k на уровне M и малых отклонениях от него $\delta k \ll k$ из (6) следует

$$\text{tg}(k + \delta k)a = -\frac{\beta k}{y} - \delta ka. \quad (28)$$

Рассмотрим случай, когда уровни, между которыми совершаются переходы, лежат выше дна зоны проводимости полупроводникового материала справа и слева от структуры. Оставляя в определителе системы (4) поправку с максимальной степенью y , получаем

$$\Delta(k + \delta k) \approx \left(\frac{ik}{\gamma} (k_1 + \gamma^2 k_0) - \gamma y^2 \delta ka \right) (-1)^{M+1}. \quad (29)$$

Если для несимметричной структуры принять за полуширину уровня расстояние от резонанса, на котором интенсивность переходов (в статическом случае — коэффициент прохождения) уменьшается вдвое, (а анализ определителей для нахождения коэффициентов C_{\pm} и D_{\pm} и выражения (29) показывает, что это соответствует двукратному увеличению величины квадрата модуля определителя (9)), то, выразив δk через $\delta \varepsilon$, из (29) можно получить

$$\Gamma_M = \Gamma_M^{\text{sim}} \frac{\gamma^2 k_0 a + k_1 a}{2\pi M \gamma^2}. \quad (30)$$

Пусть теперь электроны проходят на расстоянии $\delta\varepsilon$ от резонансного уровня \mathcal{E}_N в слабом электрическом поле с частотой $\omega = \omega_{NL} + \delta\omega$, где $\omega_{NL} = (\mathcal{E}_N - \mathcal{E}_L)/\hbar$, $\delta\omega \ll \omega_{NL}$. Тогда из того факта, что при малых отклонениях от резонанса в основном изменяется определитель системы (4) или (16), а определители для нахождения коэффициентов волновой функции практически не изменяются, для проводимости моноэнергетического потока электронов можно записать

$$\begin{aligned} & \sigma(\mathcal{E}_N + \delta\varepsilon, \omega_{NL} + \delta\omega) \\ & \approx \sigma(\mathcal{E}_N, \omega_{NL}) \left| \frac{\Delta(\mathcal{E}_N)}{\Delta(\mathcal{E}_N + \delta\varepsilon)} \frac{\Delta(\mathcal{E}_L)}{\Delta(\mathcal{E}_L + \delta\varepsilon - \hbar\delta\omega)} \right|^2 \\ & = \sigma(\mathcal{E}_N, \omega_{NL})/F_{NL}, \end{aligned} \quad (31)$$

где

$$\begin{aligned} F_{NL} = & 1 + \frac{\gamma^4 y^4 a^2}{(k_1 + \gamma^2 k_0)^2} \left(\frac{\delta\varepsilon}{2\mathcal{E}_N} \right)^2 \\ & + \frac{\gamma^4 y^4 a^2}{(k_{1\pm} + \gamma^2 k_{0\pm})^2} \left(\frac{\delta\varepsilon - \hbar\delta\omega}{2\mathcal{E}_L} \right)^2 \\ & + \frac{\gamma^8 y^8 a^4}{(k_1 + \gamma^2 k_0)^2 (k_{1\pm} + \gamma^2 k_{0\pm})^2} \\ & \times \left(\frac{\delta\varepsilon}{2\mathcal{E}_N} \right)^2 \left(\frac{\delta\varepsilon - \hbar\delta\omega}{2\mathcal{E}_L} \right)^2. \end{aligned} \quad (32)$$

Аналогично (30) для случая, когда уровень, на который совершаются переходы, лежит ниже дна зоны проводимости полупроводника слева от структуры, из выражений (16), (18) получаем

$$\Gamma_M = \Gamma_M^{\text{sim}} \frac{k_{1-} a}{2\pi M \gamma^2}. \quad (33)$$

Видно, что, как и следовало ожидать, при одинаковой мощности барьеров ($\gamma = 1$) и в отсутствие разрыва зон проводимости на 2-ом барьере ($U = U_1$) ширина уровня вдвое меньше, чем в аналогичной симметричной структуре.

В 3-м случае, когда уровень, по которому электроны инжектируются в структуру, ниже дна зоны проводимости правого материала, имеем

$$\Gamma_M = \Gamma_M^{\text{sim}} \frac{k_0 a}{2\pi M}. \quad (34)$$

При этом для нерезонансной проводимости для всех 3 случаев формула (31) приводится к виду

$$\begin{aligned} & \sigma(\mathcal{E}_N + \delta\varepsilon, \omega_{NL} + \delta\omega) \\ & \approx \frac{\sigma(\mathcal{E}_N, \omega_{NL})}{1 + 4 \left(\frac{\delta\varepsilon}{\Gamma_N} \right)^2 + 4 \left(\frac{\delta\varepsilon - \hbar\delta\omega}{\Gamma_L} \right)^2 + 16 \left(\frac{\delta\varepsilon}{\Gamma_N} \right)^2 \left(\frac{\delta\varepsilon - \hbar\delta\omega}{\Gamma_L} \right)^2}. \end{aligned} \quad (35)$$

Для приборных применений основной интерес представляет интегральная проводимость G , которая с использованием формулы (35) может быть определена как

$$G(\mathcal{E}_N, \omega) = S \int_0^\infty \frac{f(\varepsilon)}{a} \sigma[\mathcal{E}_N + (\varepsilon - \mathcal{E}_N), \omega] d\varepsilon, \quad (36)$$

где S — площадь поперечного сечения ДБРТС, $f(\varepsilon)$ — функция распределения числа электронов по "поперечной" (перпендикулярной барьерам) энергии ε в падающем на структуру потоке. Если уровни достаточно узки, и на их ширине концентрация электронов сильно не изменяется, а нижний уровень много уже верхнего, то

$$G(\mathcal{E}_N, \omega) \approx S \frac{f(\mathcal{E}_N)}{a} \sigma(\mathcal{E}_N, \omega) \Gamma_L = \zeta \sigma_{NL} \Gamma_L. \quad (37)$$

Интересно отметить, что когда переходы совершаются с уровня, который лежит над дном зоны проводимости, на уровень, который лежит ниже дна зоны проводимости слева (рисунок, *b*), то из (20) следует, что при $k_{1-} \rightarrow 0$ (нижний уровень приближается к дну зоны проводимости справа) малосигнальная моноэнергетическая проводимость бесконечно возрастает, что можно рассматривать как следствие бесконечного возрастания одномерной плотности электронных состояний вблизи дна зоны проводимости. В то же время интегральная проводимость

$$G \approx \zeta \sigma_{NL} \Gamma_L = \zeta \Gamma_L^{\text{sim}} \sigma_{\text{sim}} \frac{4\gamma^2 k_0^2}{(\gamma^2 k_0 + k_1)^2} \quad (38)$$

от k_{1-} вообще не зависит. Также интересно отметить, что в этом случае при $\gamma \rightarrow \infty$ интегральная проводимость монотонно возрастает, стремясь к конечной величине (в 4 раза большей, чем для аналогичной симметричной), в то время как $\sigma_{NL} \rightarrow \infty$. При $k_1 = \gamma^2 k_0$, т.е. когда коэффициент отражения от такой структуры равен 0, ее интегральная проводимость равна проводимости аналогичной симметричной структуры.

4. Заключение

Таким образом, получены следующие результаты.

1. Найдены волновые функции электронов, резонансно взаимодействующих с ВЧ электрическим полем в двухбарьерных структурах с тонкими высокими несимметричными барьерами и произвольной высотой дна зоны проводимости внутри и вне структуры.

2. Найдены условия, при которых статический коэффициент прохождения через такие структуры максимален (равен 1).

3. Получены аналитические выражения для моноэнергетической малосигнальной резонансной проводимости в несимметричных ДБРТС.

4. Найдены аналитические выражения для ширины резонансных уровней несимметричной ДБРТС и моноэнергетической проводимости электронов, туннелирующих через ДБРТС вблизи середины резонансных для ряда структур.

5. Показано, что резонансная проводимость структуры с толстым выходным барьером (т.е. структуры типа барьер–(участок с локализованным полем)–(бесконечная стенка)), пропорциональная интенсивности квантовых переходов между серединами уровней, в 8 раз превосходит проводимость аналогичной симметричной структуры.

6. Для структуры, в которой электроны переходят на уровень, лежащий ниже дна зоны проводимости полупроводникового материала, расположенного слева от структуры, показано, что моноэнергетическая проводимость стремится к $-\infty$, когда дно зоны проводимости материала справа от структуры приближается к уровню, на который совершаются переходы. В то же время интегральная проводимость остается конечной величиной из-за уменьшения ширины нижнего уровня.

Данная работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 94-02-04449) и Научным советом по программе "Физика твердотельных наноструктур" (проект № 1-050).

Список литературы

- [1] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Science*, **264**, 553 (1994).
- [2] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.L. Hutchinson, S.-N.G. Chy, A.Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 3680 (1996).
- [3] A. Kastalsky, V.J. Goldman, J.H. Abeles. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 2636 (1991).
- [4] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. *Письма ЖТФ*, **20**, № 21, 74 (1994).
- [5] И.В. Беляева, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. *ФТП*, **31**, 137 (1997).
- [6] S. Bending, A. Peck, J. Lee, K.V. Klitzing. *Sol. St. Electron.*, **32**, 1161 (1989).
- [7] P. England, J.R. Hayes, E. Colas, M. Helm. *Sol. St. Electron.*, **32**, 1213 (1989).
- [8] А.Б. Пашковский. *ФТП*, **29**, 1712 (1995).
- [9] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. *ФТП*, **28**, 954 (1994).
- [10] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. *Задачи по квантовой механике* (М., Наука, 1981).

Редактор Т.А. Полянская

A resonant interaction between electrons and high-frequency electric fields in asymmetric double-barrier heterostructures

E.I. Golant, A.B. Pashkovskii

State Research Institute "Istok",
141120 Fryazino, Russia

Abstract Analytical expressions for electron wave functions, high-frequency small-signal conductance and energy level (mini-band) widths are derived for asymmetric double-barrier structure having thin barriers when coherent electron tunneling occurs through either the middles of mini-bands or a level slightly deviated from the strict resonance energy. Both entire electron transition and the substantial increase in integral (allowing for the electron energy distribution in the incident flow) high frequency conductance can be achieved by engineering spacing of the structure's mini-bands and conductance band edges of the left and right semiconductor cladding layers.

E-mail: eig@lure.gpi.ac.ru (Golant)