

©1994 г.

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ДВУХБАРЬЕРНЫЕ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ В ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЯХ

Е.И.Голант, А.Б.Пашковский

Государственное научно-производственное предприятие «Исток»,
Фрязино, Россия
(Получена 15 июня 1993 г. Принята к печати 23 ноября 1993 г.)

Высокочастотные характеристики двухбарьерных резонансно-туннельных структур, включая отрицательную динамическую проводимость в терагерцовом диапазоне частот, исследуются в малосигнальном приближении путем строгого решения нестационарного уравнения Шредингера как для моноэнергетического, так и для сдвинутого фермиевского распределений падающих на структуру электронов. Приводятся результаты расчета модуля и фазы прошедшего и наведенного токов в зависимости от потенциального рельефа двухбарьерных резонансно-туннельных структур, энергии электронов, частоты модулирующего поля. Показано, в частности, что высокочастотная граница области существования отрицательной динамической проводимости может значительно превышать величину, определяемую полушириной резонансного уровня.

С тех пор как двухбарьерные резонансно-туннельные структуры (ДБРТС) были предложены [1] и экспериментально реализованы [2], они продолжают привлекать пристальное внимание экспериментаторов и теоретиков, во-первых, из-за своей практической важности, во-вторых, из-за того, что ДБРТС представляют собой системы, работа которых в основном определяется чисто квантовыми эффектами. Статические характеристики таких структур изучены достаточно подробно [3,4], однако, на наш взгляд, особый интерес представляют их динамические характеристики, особенно в СВЧ полях. Работы в этом направлении находятся на начальной стадии. До сих пор не найден достаточно строгий подход к теоретическому анализу подобных процессов, требующему решения нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом, зависящим от координат и времени, а различные методы анализа динамики резонансного туннелирования электронов, основанные на использовании приближения времени жизни [5,6], численного расчета прохождения гауссовых пакетов [7,8], кинетического уравнения Вигнера [9], неравновесных функций Грина [10], аналитических свойств коэффициента прохождения [11] или вообще не учитывают специфику взаимодействия электронов с СВЧ полем, или очень

сложны и, кроме того, дают во многом противоречивые результаты. Поэтому остается открытым вопрос о моделях, достаточно простых, чтобы давать обозримые результаты, и в то же время достаточно точных, чтобы описывать основные особенности динамики прохождения электронами ДБРТС в СВЧ полях.

Описание модели

Чтобы иметь полную информацию о системе, нужно знать зависимость ее волновой функции (ВФ) от времени. Решение такой задачи для двухбарьерной структуры в общем случае представляет значительные трудности, однако она может быть просто решена, если сделать допущения, что амплитуда СВЧ поля мала, т.е. поле слабо изменяет ВФ электронов по сравнению со стационарной.

Кроме того, для простоты рассмотрения сделаем еще два упрощающих допущения:

- все падение потенциала происходит между барьерами;
- барьеры конечной толщины заменяются бесконечно высокими и тонкими δ -барьерами с той же эффективной площадью.

Второе приближение применимо только для очень тонких и высоких барьеров [12] (при высоте барьера $\varphi_B \sim 1$ эВ и толщине $b \sim 10$ Å). Вообще говоря, в малосигнальном приближении задача допускает простое решение и без этих упрощающих предположений, но для барьеров конечной толщины выкладки становятся гораздо более громоздкими.

Рассмотрим два случая.

1. К двухбарьерной структуре приложено только переменное электрическое поле. Этот случай интересен тем, что позволяет получить аналитическое решение в элементарных функциях и упрощает интерпретацию полученных результатов.

2. К двухбарьерной структуре приложено как переменное, так и постоянное электрическое поле. В этом случае аналитического решения в элементарных функциях найти не удалось.

Пусть на структуру подается только переменное электрическое поле $E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Тогда с учетом сделанных выше допущений нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

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

$$H(t) = (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \left[-qEx(\theta(x) - \theta(x-a)) - \beta \delta(x-a) - qEa\theta(x-a) \right].$$

Здесь q , m^* — заряд и масса электрона, a — расстояние между барьерами, $\beta = \alpha q E a / \varphi_B$ — эффективное изменение высоты второго барьера, $\alpha = \varphi_B b$, где b — толщина барьера, $\theta(x)$ — единичная функция. Так как предполагается, что амплитуда ВЧ поля мала, решение можно искать по теории возмущений в виде $\psi = \psi_0(x, t) + \psi_1(x, t)$, где $\psi_0(x, t) = \psi_0(x) e^{-i\omega_0 t}$ — решение невозмущенной задачи, $\psi_1 \ll \psi_0$, $\omega_0 = \varepsilon / \hbar$, ε — энергия электронов в падающей на структуру плоской волне [13,14]. Для определенности считаем, что электроны движутся слева направо. Для ψ_1 можно записать следующее уравнение:

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} + \alpha \delta(x) \psi_1 + \alpha \delta(x-a) \psi_1 + H(t) \psi_0. \quad (2)$$

Решение невозмущенной задачи аналогично (3) в [15],

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp[ikx] + D_0 \exp[-ikx], & x < 0, \\ A_0 \sin(kx) + B_0 \cos(kx), & 0 < x < a, \\ C_0 \exp[ik(x-a)], & x > a, \end{cases} \quad (3)$$

где $k = (2m^* \varepsilon / \hbar^2)^{1/2}$, однако коэффициенты A_0, B_0, C_0, D_0 определяются из условий сшивания ВФ и ее производной на δ -барьерах [12]

$$B_0 = 1 + D_0,$$

$$A_0 - i + iD_0 = \frac{2m^* \alpha}{\hbar^2 k} B_0,$$

$$A_0 \sin(ka) + B_0 \cos(ka) = C_0,$$

$$iC_0 - A_0 \cos(ka) + B_0 \sin(ka) = \frac{2m^* \alpha}{\hbar^2 k} C_0. \quad (4)$$

Ищем ψ_1 в виде $\psi_1(x, t) = \psi_+(x)e^{-i(\omega_0 - \omega)t} + \psi_-(x)e^{-i(\omega_0 + \omega)t}$ в трех областях: $x < 0$, $0 < x < a$ и $x > a$. Окончательно для функций ψ_{\pm} имеем

$$\psi_{\pm}(x) = \begin{cases} D_{\pm} \exp[-ik_{\pm}x], & x < 0; \\ A_{\pm} \sin(k_{\pm}x) + B_{\pm} \cos(k_{\pm}x) + \varphi_{\pm}(x), & 0 < x < a; \\ C_{\pm} \exp[ik_{\pm}(x-a)] + P_{\pm} \exp[ik(x-a)], & x > a, \end{cases}$$

где

$$k = (2m^* \varepsilon / \hbar^2)^{1/2}, \quad k_{\pm} = (2m^* (\omega_0 \pm \omega) / \hbar)^{1/2},$$

$$P_{\pm} = \mp \frac{qEa}{\hbar\omega} C_0, \quad \varphi_{\pm} = \mp \frac{qEx}{\hbar\omega} \psi_0 + \frac{qE}{m^* \omega^2} \psi_0'$$

(см. подробнее [15]). Коэффициенты $A_{\pm}, B_{\pm}, C_{\pm}, D_{\pm}$ находятся из условий сшивания волновой функции и ее производных на барьерах в каждый момент времени:

$$D_{\pm} = B_{\pm} + \varphi_{\pm}(0),$$

$$k_{\pm} A_{\pm} + \varphi_{\pm}'(0) + ik_{\pm} D_{\pm} = \frac{2m^* \alpha}{\hbar^2} D_{\pm},$$

$$A_{\pm} \sin(k_{\pm}a) + B_{\pm} \cos(k_{\pm}a) + \varphi_{\pm}(a) = C_{\pm} + P_{\pm},$$

$$\begin{aligned} k_{\pm} [iC_{\pm} - A_{\pm} \cos(k_{\pm}a) + B_{\pm} \sin(k_{\pm}a)] - \varphi_{\pm}'(a) + ikP_{\pm} = \\ = \frac{2m^*}{\hbar^2} [\alpha(C_{\pm} + P_{\pm}) - \beta C_0]. \end{aligned}$$

Далее для каждой энергии падающих на барьер электронов можно в зависимости от частоты модулирующего сигнала определить амплитуду наведенного тока и переменного тока на выходе, их сдвиги по фазе $\Delta\varphi_i, \Delta\varphi$ относительно входного сигнала. Проинтегрировав токи с

учетом функции распределения электронов на входе структуры, можно получить значения сдвигов по фазе и амплитуд суммарных токов, проходящих через структуру.

Отметим, что на частоте $\omega > \omega_0$ в структуре без внешнего поля появляется незатухающая проходящая волна с отрицательной энергией электронов, а под барьерами образуется квазисвязанное состояние, которое при достаточной плотности электронов может заметно изменять высокочастотное поле между барьерами [15]. (Вообще говоря, этот вопрос требует дополнительного исследования и выходит за рамки данной работы).

Аналогичным образом рассмотрим случай, когда к структуре приложено постоянное электрическое поле E_0 . В этом случае уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \alpha \delta(x) \psi + \tilde{\alpha} \delta(x-a) \psi - qE_0 [\theta(x) - \theta(x-a)] x \psi + H(t) \psi, \quad (5)$$

где $\tilde{\alpha} = \alpha (1 - qE_0 a / \varphi_B)$ — учет изменения эффективной высоты второго барьера за счет падения напряжения на структуре. Как и в отсутствие поля E_0 , решение ищется в виде $\psi = \psi_0 + \psi_1$, где

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp[ikx] + D_0 \exp[-ikx], & x < 0, \\ A_0 \text{Ai}(-\zeta) + B_0 \text{Bi}(-\zeta), & 0 < x < a, \\ C_0 \exp[i\tilde{k}(x-a)], & x > a. \end{cases}$$

Здесь $\text{Ai}(-\zeta)$, $\text{Bi}(-\zeta)$ — функции Эйри [16], $\zeta = \rho(x + \varepsilon_0/F_0)$, $F_0 = qE_0$, $\rho = (2m^*F_0/\hbar^2)^{1/3}$, $\tilde{k} = [2m^*(\varepsilon_0 + qE_0 a)/\hbar^2]^{1/2}$. Коэффициенты A_0 , B_0 , C_0 , D_0 определяются из условий сшивания ВФ и ее производной на барьерах:

$$1 + D_0 = A_0 \text{Ai}(0) + B_0 \text{Bi}(0),$$

$$-\rho A_0 \text{Ai}'(0) - \rho B_0 \text{Bi}'(0) - ik + ikD_0 = \frac{2m^* \alpha}{\hbar^2} (1 + D_0),$$

$$A_0 \text{Ai}(a) + B_0 \text{Bi}(a) = C_0,$$

$$i\tilde{k}C_0 + \rho A_0 \text{Ai}'(a) + \rho B_0 \text{Bi}'(a) = \frac{2m^* \tilde{\alpha}}{\hbar^2} C_0.$$

Здесь введены обозначения: $(0) \equiv [-\zeta(0)]$, $(a) \equiv [-\zeta(a)]$.

Естественно, если $\omega < \omega_0$, то при $x < 0$ и при $x > a$ возмущенная ВФ имеет тот же вид, что и в предыдущем случае с заменой $k \rightarrow \tilde{k}$ при $x > a$.

В области $0 < x < a$ для пространственной части возмущенной ВФ имеем уравнение

$$\hbar(\omega_0 + \omega) \psi_{\pm} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_{\pm}}{\partial x^2} - F_0 x \psi_{\pm} - F x \psi_0, \quad (6)$$

которое, введя обозначения

$$\lambda = \rho \frac{\hbar\omega}{F_0}, \quad \beta_A = \frac{F}{F_0} A_0, \quad \beta_B = \frac{F}{F_0} B_0, \quad l_A = \rho \frac{F\hbar\omega_0}{F_0^2} A_0, \quad l_B = \rho \frac{F\hbar\omega_0}{F_0^2} B_0,$$

с учетом вида $\psi_0(x)$ можно переписать как

$$\frac{\partial^2 \psi_{\pm}}{\partial \zeta^2} - (\zeta \pm \lambda) \psi_{\pm} + \beta_A \zeta \text{Ai}(-\zeta) + \beta_B \zeta \text{Bi}(-\zeta) + l_A \text{Ai}(-\zeta) + l_B \zeta \text{Bi}(-\zeta) = 0.$$

Общее решение этого уравнения имеет вид

$$\vartheta_{\pm} = A_{\pm} \text{Ai}[-(\zeta \pm \lambda)] + B_{\pm} \text{Bi}[-(\zeta \pm \lambda)],$$

а частное решение можно записать в виде суммы двух функций,

$$\varphi_{\pm}(\zeta) = \text{Aim}(\zeta, \pm\lambda, \beta_A, l_A) + \text{Bim}(\zeta, \pm\lambda, \beta_B, l_B),$$

которые удовлетворяют уравнениям

$$\frac{\partial^2 \text{Aim}}{\partial \zeta^2} - (\zeta \pm \lambda) \text{Aim} + \beta_A \zeta \text{Ai}(-\zeta) + l_A \text{Ai}(-\zeta) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \text{Bim}}{\partial \zeta^2} - (\zeta \pm \lambda) \text{Bim} + \beta_B \zeta \text{Bi}(-\zeta) + l_B \text{Bi}(-\zeta) = 0. \quad (8)$$

Решение уравнения (7) с учетом разложения $\text{Ai}(-\zeta)$ находится в виде степенного ряда $\text{Aim}(\zeta, \pm\lambda, \beta_A, l_A) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \zeta^k$. Коэффициенты однозначно определяются из условий $\text{Aim}(\zeta, 0, 0, 0) = 0$, $\text{Aim}'(\zeta, 0, 0, 0) = 0$. Аналогично находится и решение уравнения (8).

Таким образом, пространственная часть возмущенной ВФ имеет вид

$$\psi_{\pm}(x) = \begin{cases} D_{\pm} \exp[-ik_{\pm}x], & x < 0, \\ A_{\pm} \text{Ai}(-\zeta \mp \lambda) + B_{\pm} \text{Bi}(-\zeta \mp \lambda) + \varphi_{\pm}(\zeta), & 0 < x < a, \\ C_{\pm} \exp[i\bar{k}_{\pm}(x-a)] + P_{\pm} \exp[i\bar{k}(x-a)], & x > a, \end{cases}$$

а значения коэффициентов A_{\pm} , B_{\pm} , C_{\pm} , D_{\pm} находятся из условий сшивания волновой функции и ее производной на барьерах:

$$D_{\pm} = A_{\pm} \text{Ai}(0) + B_{\pm} \text{Bi}(0)_{\pm} + \varphi_{\pm}(0),$$

$$ik_{\pm} D_{\pm} - \rho A_{\pm} \text{Ai}'(0) - \rho B_{\pm} \text{Bi}'(0) + \varphi'_{\pm}(0) = \frac{2m^* \alpha}{\hbar^2} D_{\pm}, \quad (9)$$

$$A_{\pm} \text{Ai}(a) + B_{\pm} \text{Bi}(a) + \varphi_{\pm}(a) = C_{\pm} + P_{\pm},$$

$$i\bar{k}_{\pm} C_{\pm} + i\bar{k} P_{\pm} + \rho A_{\pm} \text{Ai}'(a) + \rho B_{\pm} \text{Bi}'(a) - \varphi'_{\pm}(a) = \frac{2m^*}{\hbar^2} [\bar{\alpha}(C_{\pm} + P_{\pm}) - \beta C_0].$$

В случае $\omega_0 < \omega < \omega_0 + qE_0 a / \hbar^2$ при $x < 0$ ВФ имеет вид $\psi_- = D_- \exp[k_- x - i(\omega_0 - \omega)t]$, а условия сшивания волновой функции и ее производных на барьерах получаются из (9) заменой k на $i\kappa$, $\kappa = [2m^*(\omega - \omega_0)/\hbar]^2$.

Результаты расчетов

В качестве примера, который показывает возможности модели, рассмотрим прохождение моноэнергетических электронов через двухбарьерную структуру с высотой барьеров $\varphi_B = 1.04$ эВ, толщиной $b = 11$ Å, расстоянием между барьерами $a = 65$ Å. В данной структуре высота резонансного уровня $\mathcal{E}_0 \approx 100$ мэВ. В рассматриваемых моделях приложенное к структуре высокочастотное электрическое поле вызывает модуляцию электронного потока в результате изменения потенциала в трех областях: в квантовой яме между барьерами ($0 < x < a$), в области второго барьера ($x = a$) и в области за вторым барьером ($x > a$). Как показали расчеты, ВЧ модуляция высоты барьера не оказывает существенного влияния на динамику прохождения электронов через структуру (что не удивительно, так как $b \ll a$), а учет изменения положения дна зоны проводимости в области за структурой важен уже при $\hbar\omega > 0.2\mathcal{E}_0$.

Интересно отметить, что во всех случаях при энергии электронов, равной энергии резонанса на нулевой частоте, сдвиг фазы тока на выходе относительно переменного поля равен $\pi/2$ (рис. 1), а зависимость сдвига фазы от частоты при различных энергиях электронов может вести себя довольно сложным образом, и ее поведение не может быть описано в таком простом приближении, как, например, время пролета. Вместе с тем, как показывают расчеты, при энергии электронов $\varepsilon = \mathcal{E}_0$ на частоте ω , при которой сдвиг фазы электронного тока обращается в нуль, с точностью до 30% выполняется равенство $\omega \approx \Gamma/\hbar$, где Γ — полуширина резонансного уровня. На рис. 2 приведены те же зависимости в случае, когда к структуре приложено постоянное электрическое поле, такое, что при энергии электронов $\varepsilon = 20$ мэВ коэффициент прохождения через ДБРС становится максимальным. Видно, что постоянное поле в данном случае не оказывает качественного влияния на динамику электронов практически во всем диапазоне частот,

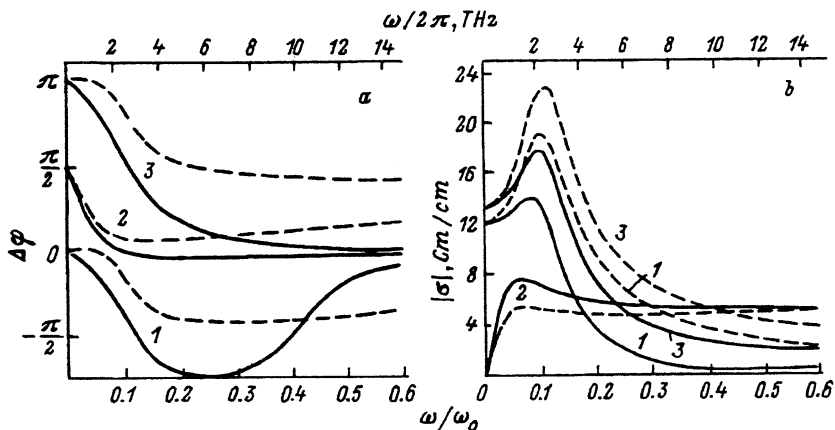


Рис. 1. Зависимости от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \varepsilon_0/\hbar$): а — сдвига фазы электронного (сплошная линия) и наведенного (штриховая) тока относительно поля; б — модуля проводимости по электронному (сплошная линия) и наведенному (штриховая) току.

Энергия электронов ε , мэВ: 1 — 90, 2 — 100 ($\varepsilon = \varepsilon_0$), 3 — 110.

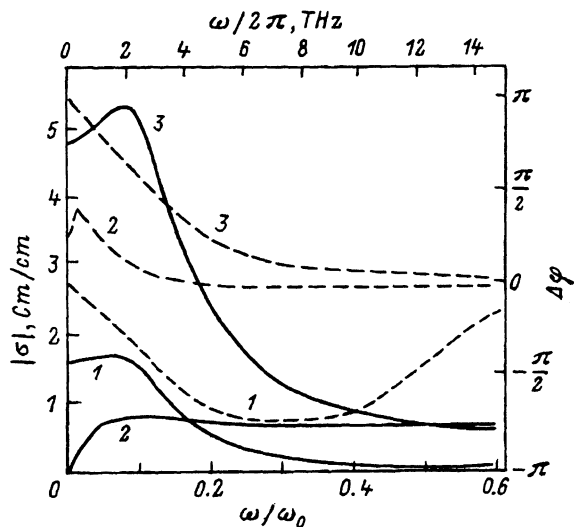


Рис. 2. Зависимость модуля проводимости (сплошная линия) и сдвига фазы тока относительно поля (штриховая) от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \epsilon_0/\hbar$) для структуры с приложенным постоянным полем. $\epsilon_0 = 100$ мэВ.

Энергия электронов, ϵ , мэВ:
1 — 10, 2 — 20, 3 — 30.

за исключением области $\omega \sim 0$ при $\epsilon = 20$ мэВ. Здесь сдвиг фазы уже не равен $\pi/2$. Этот факт объясняется тем, что в отсутствие постоянного поля максимум коэффициента прохождения $G(\epsilon)$ при резонансной энергии является абсолютным, а сама величина коэффициента прохождения, как и при свободном пролете, равна 1. При наличии поля экстремум становится условным: данной энергии электронов соответствует определенное поле E_0 , при котором коэффициент прохождения максимален, но этому полю соответствует другая (несколько большая) энергия, при которой $G(\epsilon, E_0)$ достигает максимума. Эти особенности поведения $G(\epsilon, E)$ и обуславливают соответствующие особенности поведения сдвига фаз вблизи нулевой частоты.

Интересно отметить (см. рис. 1), что при $\epsilon > \epsilon_0$ отрицательная динамическая проводимость по наведенному току наблюдается до заметно более высоких частот, чем по электронному, а модули проводимости имеют максимумы на частотах $\omega \approx |\epsilon_0 - \epsilon|/\hbar$, выраженные тем сильнее, чем больше ϵ отличается от ϵ_0 . Это связано с тем, что, по-видимому, аналогом плотности состояний в данной задаче является коэффициент прохождения $G(\epsilon)$ и поэтому наиболее вероятны переходы, при которых электроны, отдавшие или получившие квант энергии, приобретают энергию ϵ_0 .

На рис. 3 приведены частотные зависимости реальной части проводимости по наведенному току, проводимости в прошедшей и отраженной электронных волнах. Видно, что на низких частотах основная часть энергии, переданной ВЧ полем электронам (или электронами ВЧ полю), выносится из области взаимодействия прошедшими электронами. При увеличении частоты картина может меняться на прямо противоположную. Интересно отметить, что при $\epsilon > \epsilon_0$ даже на частотах, при которых $\text{Re}\sigma_i > 0$, в отраженной волне преобладают электроны, передавшие энергию ВЧ полю.

Во всех предыдущих примерах рассматривались моноэнергетические потоки с заданной концентрацией электронов. Как пример возможности модели для этой же структуры без постоянного электриче-

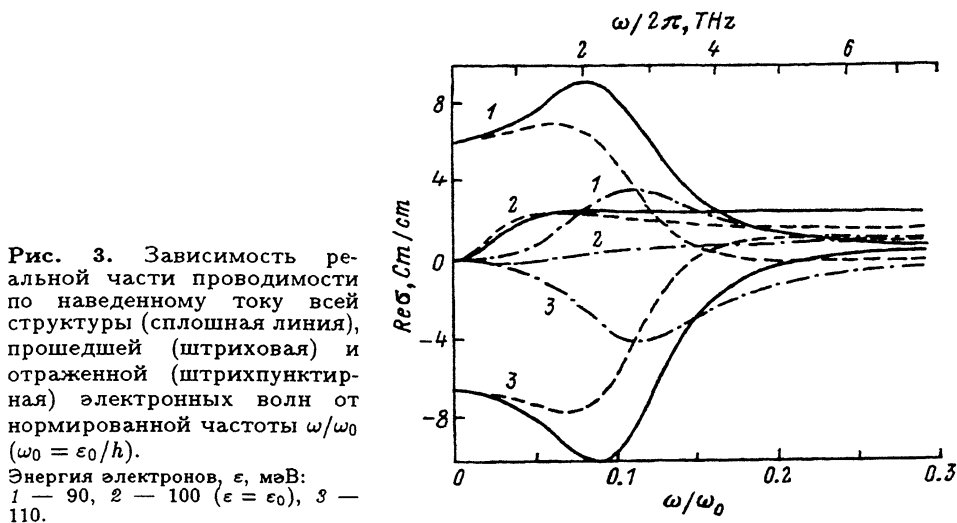


Рис. 3. Зависимость реальной части проводимости по наведенному току всей структуры (сплошная линия), прошедшей (штриховая) и отраженной (штрихпунктирная) электронных волн от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \epsilon_0/h$). Энергия электронов, ϵ , мэВ: 1 — 90, 2 — 100 ($\epsilon = \epsilon_0$), 3 — 110.

ского поля рассмотрим более близкий к реальности случай: электроны падают на двухбарьерную структуру из инжектора горячих электронов, в котором известны концентрация и температура электронов. На рис. 4 приведены зависимости величины проводимости и сдвига фазы тока относительно поля от частоты, рассчитанные при разных высотах инжектора \mathcal{E}_i . Видно, что учет реальной ситуации ведет как к заметному уменьшению величины проводимости из-за уменьшения концентрации электронов, падающих на структуру, так и к некоторому изменению формы всех зависимостей вследствие теплового разброса по энергиям. Следует отметить, что в расчетах с моноэнергетическими потоками задавалась концентрация электронов, падающих на структуру, а теперь — концентрация электронов в инжекторе. Так как тепловая энергия электронов (при $T = 77 \text{ K}$ $k_B T \approx 6.64 \text{ мэВ}$) намного меньше высоты инжектора ($\mathcal{E}_i \sim 100 \text{ мэВ}$), концентрация электронов в потоке, падающем на структуру, намного ниже концентрации электронов в инжекторе. При этом, как и в расчетах без учета распределе-

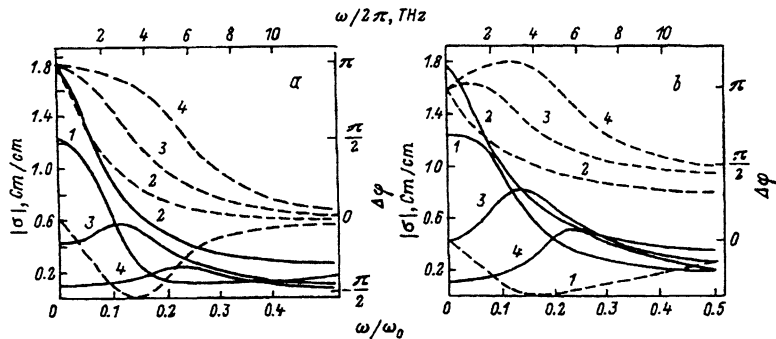


Рис. 4. Зависимость модуля проводимости (сплошная линия) и сдвига фазы тока относительно поля (штриховая) от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \epsilon_0/h$) для электронного тока на выходе (а) и для наведенного тока (б). Высота инжектора, \mathcal{E}_i , мэВ: 1 — 90, 2 — 100 ($\mathcal{E}_i = \epsilon_0$), 3 — 110, 4 — 120. $T = 77 \text{ K}$.

ния электронов по энергии, характерная частота, на которой исчезает отрицательная динамическая проводимость, для наведенного тока оказывается заметно выше, чем для электронного, значительно выше может оказаться и величина проводимости. Интересно отметить, что при $\mathcal{E}_i > \mathcal{E}_0$ частота, на которой для наведенного тока исчезает отрицательная динамическая проводимость (ω_k) связана не с полушириной резонансного уровня Γ , а с разницей высоты инжектора и резонансного уровня, $\omega_k \approx 2|\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}_i|/\hbar$, т.е. в приборах на двухбарьерных структурах в принципе могут быть получены заметно более высокие рабочие частоты, чем даваемые оценкой $\omega_k \approx \Gamma/\hbar$.

Авторы благодарны А.С.Тагеру за помощь в работе и полезные замечания.

Список литературы

- [1] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
- [2] T.C.L.G. Solner, W.D. Goodhue, R.E. Tannenwald, C.D. Parker, D.D. Peck. Appl. Phys. Lett., **43**, 588 (1983).
- [3] R.A. Davies. GEC J. Res., **5**, N 2, 65 (1987).
- [4] И.И. Долманов, В.И. Рыжик, В.И. Толстихин. ФТП, **24**, 1574 (1991).
- [5] E.R. Brown, C.D. Parker, T.C.L.G. Solner. Appl. Phys. Lett., **54**, 934 (1989).
- [6] S. Luryi. Superlatt. Microstruct., **5**, 375 (1989).
- [7] N.C. Kluksdahi, A.M. Krivan, C. Ringhofer, D.R. Ferry. Sol. St. Electron., **31**, 743 (1988).
- [8] Е.А. Волкова, Ф.М. Попов, О.Б. Поповичева. ФТП, **25**, 1618 (1991).
- [9] W.R. Frensley. Superlatt. Microstruct., **4**, 497 (1988).
- [10] L.Y. Chen, C.S. Ting. Phys. Rev. B, **43**, 2097 (1991).
- [11] V. Kislov, A. Kamenev. Appl. Phys. Lett., **59**, 1500 (1991).
- [12] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган. Задачи по квантовой механике, 172. М.: Наука (1981).
- [13] А.Б. Пашковский. Письма ЖТФ, **19**, вып. 17, 1 (1993).
- [14] А.Б. Пашковский. Письма ЖТФ, **19**, вып. 17, 7 (1993).
- [15] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. ФТП (в печати).
- [16] Справочник по специальным функциям (под ред. М. Абрамовича и И. Стиган). М.: Наука (1979).

Редактор Л.В. Шаронова