ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОЧАСТИЧНОГО РАССЕЯНИЯ В ОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Н. Л. Чуприков

Сибирский физико-технический институт
при Томском государственном университете, Томск, Россия
(Получена 25 ноября 1991 г. Принята к печати 10 декабря 1992 г.)

Дано определение временны́х характеристик одночастичного рассеяния в одномерных квантовых системах: времени прохождения и времени отражения. Для описания процесса отражения волнового пакета введено понятие эффективной точки поворота. Получены рекуррентные соотношения, позволяющие вычислять временны́е характеристики для систем одномерных потенциальных барьеров сложной конфигурации. Показано, что исследуемые в работе временны́е характеристики являются асимптотическими «фазовыми» временами. Результаты работы могут быть использованы для оценки быстродействия приборов, принцип действия которых основан на эффекте резонансного туннелирования в полупроводниковых гетероструктурах.

Введение. Несомненно, проблема определения и вычисления временны́х характеристик — одна из самых сложных при описании эффекта резонансного туннелирования в полупроводниковых гетероструктурах. На это указывает большое количество работ, посвященных данной проблеме (см., например, [1–6]).

Рассмотрим, как решается этот вопрос в рамках метода матрицы переноса (ММП), предложенного в работе [7] (см. также [8]). В своем исследовании мы будем опираться на квантово-механический принцип соответствия, из которого, в частности, следует, что классической частице с заданной энергией E в квантовой механике соответствует волновой пакет, составленный из волн, волновые числа которых достаточно близки к значению $\sqrt{2mE/\hbar^2}$, где m — масса частицы. Групповая скорость волнового пакета v_{gr}, т. е. скорость движения максимума волнового пакета, равна скорости частицы. Таким образом, с классическим временем прохождения Δt_c, за которое частица проходит путь длиной d, следует сопоставить квантово-маханическое время прохождения Δt_q, равное времени, за которое пройдет этот путь максимум волнового пакета:

$$\Delta t_q = \frac{d}{v_{gr}}. \tag{1}$$

Очевидно, Δt_q нужно понимать как ожидаемое среднее значение. Приведенные выше рассуждения дают нам рецепт для определения и вычисления временных характеристик в задаче рассеяния: во-первых, мы должны представить процессы прохождения и отражения в системе одномерных потенциальных барьеров (ОПБ) как волновые; во-вторых, определить волновые пакеты, соответствующие обоим каналам рассеяния, и найти их групповые скорости; в-третьих, вычислить Δt_q по формуле (1).

Фазы падающей, прошедшей и отраженной волн и параметры матрицы переноса

Пусть волновая функция $\Psi(x)$ — решение одномерного уравнения Шредингера — определена на интервале $(-\infty, \infty)$. Потенциал $V(x)$ представляет собой кусочно-непрерывную функцию, которая описывает ОПБ, расположенный на интервале (a, b), в то время как для интервалов $-\infty < x \leqslant a$ и $b \leqslant x < \infty$ $V(x) = 0$.

Решения в областях слева и справа от барьера находятся элементарно. Пусть в области $-\infty < x \leqslant a$

$$\Psi(x) = A_l^{+} \exp(i\varkappa_0 x) + A_l^{(-)} \exp(-i\varkappa_0 x), \tag{2}$$

а в области $b \leqslant x < \infty$

$$\Psi(x) = A_l^{(+)} \exp(i\varkappa_0 x) + A_r^{(-)} \exp(-i\varkappa_0 x), \tag{3}$$

где $\varkappa_0 = \sqrt{2mE/\hbar^2}$ Константы $A_l^{(+)}$, $A_l^{(-)}$, $A_r^{(+)}$ и $A_r^{(-)}$ связаны между собой матрицей переноса (МП) $Y_{(1)}$:

$$\begin{pmatrix} A_l^{(+)} \\ A_l^{(-)} \end{pmatrix} = Y_{(1)} \begin{pmatrix} A_r^{(+)} \\ A_r^{(-)} \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Как было показано в работах [7, 8], МП $Y_{(1)}$ для любого потенциального барьера может быть записана в виде

$$Y_{(1)} = \begin{pmatrix} q_{(1)} & p_{(1)} \\ p^{*}_{(1)} & q^{*}_{(1)} \end{pmatrix}, \tag{5}$$

где

$$q_{(1)} = \frac{1}{\sqrt{T_{(1)}}} \exp[i(\varkappa_0 d_{(1)} - J_{(1)})];$$

$$p_{(1)} = \sqrt{\frac{R_{(1)}}{T_{(1)}}} \exp\left[i\left(\frac{\pi}{2} - \varkappa_0 S_{(1)} + \Phi_{(1)}\right)\right];$$

$$d_{(1)} = b - a;\ S_{(1)} = b + a;\ R_{(1)} = 1 - T_{(1)}.$$

Параметры $T_{(1)}$, $J_{(1)}$ и $\Phi_{(1)}$, которые зависят от вида потенциала $V(x)$ (см. [7, 8]), характеризуют процесс туннелирования волны, движущейся слева направо. Соответствующие граничные условия:

$$A_l^{(+)} = 1,\ A_r^{(-)} = 0. \tag{6}$$

Очевидно $T_{(1)}$ — коэффициент прозрачности, $J_{(1)}$ и $\Phi_{(1)}$ описывают фазовые сдвиги прошедшей и отраженной волн по отношению к падающей волне. Способ вычисления всех трех характеристик МП описан в работах [7, 8].

Учитывая соотношения (2)—(5), а также граничные условия (6), запишем выражения для волновых функций, описывающих падающую и отраженную волны,

$$\Psi(x, t) = \Psi(x) \exp(-iEt\hbar^{-1}) = \exp[i(\varkappa_0 x - Et\hbar^{-1})] + \tag{7}$$
$$+ \sqrt{R(1)} \exp\left[i\left(J_{(1)} - \Phi_{(1)} - \frac{\pi}{2} + 2\varkappa_0 a - \varkappa_0 x - Et\hbar^{-1}\right)\right].$$

В области справа от барьера волновая функция

$$\Psi(x,\ t) = \sqrt{T(1)}\ \exp\left[i\left(J_{(1)} - \varkappa_0 d_{(1)} + \varkappa_0 x - Et\hbar^{-1}\right)\right] \tag{8}$$

описывает прошедшую волну.

Покажем, каким образом фазы $J_{(1)}$ и $\Phi_{(1)}$ связаны с временны́ми характеристиками туннелирования.

Время прохождения (туннелирования)

Согласно описанному выше рецепту, квантовое время прохождения является характеристикой движения волнового пакета. Однако движение частиц в области барьера может сильно отличаться от волнового, как, например, это имеет место при подбарьерном прохождении. Тем не менее частицу в области барьера можно сопоставить с некоторой эффективной волной. Действительно, волновой характер движения частицы в областях слева и справа от ОПБ не зависит от формы потенциального барьера и, следовательно, от вида решения в области барьера (форма ОПБ определяет лишь амплитуды и фазы прошедшей и отраженной волн). Но тогда мы можем «забыть» о виде решения в области барьера и полагать, что разница фаз падающей волны в точке $x = a$ и прошедшей волны в точке $x = b$ набегает за счет движения некоторой эффективной волны с волновым числом χ_{eff}. Значение χ_{eff} определяется таким образом, чтобы фазовый путь эффективной волны, который она проходит при движении от левой границы ОПБ до его правой границы, был равен разности фаз в этих точках, определяемых точными решениями (7) и (8).

Пусть в момент времени $\tilde{t}_1$ гребень эффективной волны находился в точке $x = a$, а к моменту времени $\tilde{t}_2$ — переместился в точку $x = b$. При этом в точке $x = a$ фаза эффективной волны совпадает с фазой падающей волны, а в точке $x = в$ — с фазой прошедшей волны. Условие постоянства фазы с учетом выражений (7) и (8) запишем в виде

$$\varkappa_0 a - E\tilde{t}_1\hbar^{-1} = J_{(1)} - \varkappa_0 d_{(1)} + \varkappa_0 b - E\tilde{t}_2\hbar^{-1}. \tag{9}$$

Отсюда находим, что гребень эффективной волны за время $\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1$ должен пройти фазовый путь $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = \frac{E}{\hbar}(\tilde{t}_2 - \tilde{t}_1) = J_{(1)}, \tag{10}$$

Но, с другой стороны,

$$\Delta\varphi = \varkappa_{\text{eff}} d_{(1)}. \tag{11}$$

Сравнивая выражения (10) и (11), находим, что

$$\varkappa_{\text{eff}} = \frac{J_{(1)}}{d_{(1)}}. \tag{12}$$

Заметим, что если барьера нет, то $J_{(1)} = \chi_0 d_{(1)}$ [7, 8] и, следовательно, $\chi_{\text{eff}} = \chi_0$.

Групповая скорость волнового пакета, составленного из эффективных волн, определяется выражением

$$v_{\text{gr}}^{-1} = \hbar\frac{d\varkappa_{\text{eff}}}{dE} = \frac{\hbar}{d_{(1)}}\frac{dJ_{(1)}}{dE}. \tag{13}$$

Тогда в соответствии с уравнением (1) время прохождения $t_{(1)}$ области барьера

$$t_{(1)} = \Delta t_q = \hbar \frac{dJ_{(1)}}{dE}. \tag{14}$$

Таким образом, параметр $J_{(1)}$ матрицы переноса (5) непосредственно связан с квантовым временем прохождения (туннелирования).

Время отражения

Если учесть, что за пределами области барьера частица свободна, весь процесс отражения можно представить как движение свободной частицы до некоторой точки поворота, эффективно заменяющей ОПБ, и обратно. При таком подходе отражение частицы от барьера аналогично отражению колебаний в полубесконечном шнуре. Остается лишь определить положение эффективной точки поворота для волнового пакета.

Чтобы это сделать, отметим важное свойство точки поворота в полубесконечном шнуре. Для любых колебаний, распространяющихся в шнуре, конец шнура является точкой поворота. Если конец шнура закреплен жестко, то падающая и отраженная волны в этой точке всегда находятся в противофазе независимо от длины волны. Если конец шнура свободный, то обе волны в этой точке всегда находятся в одной фазе, также независимо от длины волны. Итак, разность фаз падающей и отраженной волн в точке поворота не зависит от длины падающей волны. Это свойство точки поворота для волнового пакета мы примем в качестве определяющего.

Таким образом, эффективной точкой поворота для частицы (волнового пакета) назовем точку, в которой разность фаз падающей и отраженной волн не зависит от длины волны.

В задаче туннелирования разность фаз $\Delta\varphi$ падающей и отраженной волн определяется выражением (7)

$$\Delta\varphi = (\varkappa_0 x - Et\hbar^{-1}) - \left(J_{(1)} - \Phi_{(1)} - \frac{\pi}{2} + 2\varkappa_0 a - \varkappa_0 x - Et\hbar^{-1}\right) = 2\varkappa_0 (x - a) + + \Phi_{(1)} - J_{(1)} + \frac{\pi}{2}. \tag{15}$$

Согласно определению, разность фаз $\Delta\varphi$ в точке поворота не зависит от длины падающей волны. Учитывая то, что длина волны (или волновое число χ_0) зависит от E, в точке поворота имеем

$$2\frac{d\varkappa_0}{dE}(x_t - a) + \frac{d\Phi_{(1)}}{dE} - \frac{dJ_{(1)}}{dE} = 0,$$

откуда находим координату x_t точки поворота

$$x_t = a + \frac{t_{(1)} - \tau_{(1)}}{2t_0} d_{(1)}, \tag{16}$$

где $\tau_{(1)} = \hbar\,(d\Phi_{(1)}/dE)$; $t_0 = \hbar d_{(1)}\,(d\varkappa_0/dE)$ — время свободного прохождения области барьера.

Время отражения определим как то время, которое необходимо падающему волновому пакету для того, чтобы преодолеть расстояние от левой границы ОПБ до точки поворота и вернуться обратно. Таким образом,

$$t_{(1)}^{\mathrm{ref}} = 2\,(x_t - a)\,\hbar \frac{d\varkappa_0}{dE} = t_{(1)} - \tau_{(1)}. \tag{17}$$

Из выражений (17), в частности, следует, что фаза $\Phi_{(1)}$ характеризует разность времени прохождения и времени отражения.

Рекуррентные соотношения

Определенные выше временны́е характеристики существенно зависят от формы ОПБ. Развиваемый подход позволяет получить рекуррентные соотношения, удобные для вычисления времени прохождения и времени отражения ОПБ, описываемых любой кусочно-непрерывной функцией $V(x)$.

В случае системы ОПБ прямоугольной формы для этого достаточно продифференцировать левые и правые части рекуррентных соотношений для коэффициента прохождения и фазовых характеристик, полученных в работе [7]. В результате имеем

$$t_{1..k+1} = \frac{1}{2}(t_{1...k} + t_{k+1} - \tau_{1...k} + \tau_{k+1}) + \\ + \frac{(1 - R_{1...k}R_{k+1})\,\tau_{1...k+1} + U_{1...k+1}\sin\tilde{F}_{1...k+1}}{1 + R_{1...k}R_{k+1} + 2\sqrt{R_{1...k}R_{k+1}}\,\cos\tilde{F}_{1...k+1}} \tag{18}$$

$$\tau_{1...k+1} = \frac{1}{2}(\tau_{1..k} + \tau_{k+1} - t_{1...k} + t_{k+1}) + \\ + \frac{(R_{1...k} - R_{k+1})\,\tau_{1..k+1} + V_{1...k+1}\sin\tilde{F}_{1...k+1}}{R_{1...k} + R_{k+1} + 2R_{1..k}R_{k+1}\cos\tilde{F}_{1..k+1}} \tag{19}$$

$$\eta_{1...k+1} = \frac{1}{2}(t_{1..k} + t_{k+1} + \tau_{1...k} - \tau_{k+1}) + \hbar l_{k,\,k+1}\frac{d\varkappa_0}{dE}, \tag{20}$$

$$U_{1...k+1} = \frac{1}{2}\,\frac{R_{1...k}W_{k+1} + R_{k+1}W_{1..k}}{\sqrt{R_{1...k} + R_{k+1}}}, \tag{21}$$

$$V_{1...k+1} = \frac{1}{2}\,\frac{R_{1...k}W_{k+1} - R_{k+1}W_{1...k}}{\sqrt{R_{1...k}R_{k+1}}}, \tag{22}$$

$$W_{1...k+1} = [(1 - R_{k+1}R_{1...k+1})\,W_{1...k} + (1 - R_{1...k}R_{1...k+1})\,W_{k+1} + \\ + 2T_{1...k+1}(u_{1...k+1}\cos\tilde{F}_{1...k+1} + 2\sqrt{R_{1...k}R_{k+1}}\,\eta_{1...k+1} \times \\ \times \sin\tilde{F}_{1...k+1})]\,T_{1...k+1}T^{-1}_{1...k}T^{-1}_{k+1}, \tag{23}$$

$$\tilde{F}_{1...k+1} = J_{1...k} + J_{k+1} + \Phi_{1...k} - \Phi_{k+1} + 2\varkappa_0 l_{k,\,k+1}, \tag{24}$$

где $l_{k,\ k+1}$ — расстояние между k-м и $(k+1)$-м барьерами. Здесь $T_{1..k}$ — коэффициент прохождения, $R_{1...k}$ — коэффициент отражения, $J_{1...k}$ и $\Phi_{1...k}$ — фазовые характеристики. Все эти величины являются параметрами k-барьерной матрицы переноса $Y_{1...k}$ (см. [7]). Параметры

$$W_{1...k} = \hbar\frac{dT_{1...k}}{dE},\quad \eta_{1...k} = \frac{\hbar}{2}\,\frac{d\tilde{F}_{1...k}}{dE}$$

имеют размерность времени.

Величины $U_{1...k+1}$ и $V_{1...k+1}$ содержат выражения $W_{1...k}/\sqrt{R_{1...k}}$ и $W_{k+1}/\sqrt{R_{k+1}}$. В точках резонанса ($E = E_{res}$) эти выражения имеют особенность, однако эта особенность устранимая. В общем случае это следует из того, что вблизи резонанса $R_{1...k} \sim (E - E_{res})^2$. В случае прямоугольных барьеров в этом можно убедиться также, используя явные выражения для коэффициента прохождения (надбарьерный случай) [7]. В частности, $W_{k+1}/\sqrt{R_{k+1}} = 0$, если $V_{k+1} = 0$.

Рекуррентные соотношения (18)—(24) следует использовать совместно с рекуррентными соотношениями для $T_{1...k}$, $J_{1...k}$ и $\Phi_{1...k}$ [7]. Для одиночного прямоугольного ОПБ время прохождения t_k при $E < V_k$ равно

$$t_k = \frac{m}{\hbar \varkappa_0 \varkappa_k} \frac{(\varkappa_0^2 + \varkappa_k^2) \operatorname{sh}(2\varkappa_k d_k) + 2(\varkappa_k^2 - \varkappa_0^2) \varkappa_0^2 \varkappa_k d_k}{4\varkappa_0^2 \varkappa_k^2 + (\varkappa_0^2 + \varkappa_k^2)^2 \operatorname{sh}^2(\varkappa_k d_k)}, \tag{25}$$

где $\varkappa_k = \hbar^{-1}\sqrt{2m(V_k - E)}$, а при $E \geqslant V_k$ равно

$$t_k = \frac{m}{\hbar \varkappa_0 \varkappa_k} \frac{2(\varkappa_0^2 + \varkappa_k^2) \varkappa_0^2 \varkappa_k d_k - (\varkappa_0^2 - \varkappa_k^2)^2 \sin(2\varkappa_k d_k)}{4\varkappa_0^2 \varkappa_k^2 + (\varkappa_0^2 - \varkappa_k^2)^2 \sin^2(\varkappa_k d_k)}, \tag{26}$$

где $\varkappa_k = \hbar^{-1}\sqrt{2m(V_k - E)}$.

Выражения (25) и (26) совпадают с известными выражениями для фазового времени прохождения ОПБ [2, 9]. Таким образом, определенные выше характеристики, согласно принятой терминологии, являются фазовыми временами. Легко показать, что $\tau_k = 0$. Отсюда следует, что для одиночных прямоугольных ОПБ время отражения t_k^{ref} равно времени прохождения t_k. (В общем случае время прохождения не равно времени отражения).

Для вычислений по формулам (18)—(24) необходимо знать величины W_k для одиночных прямоугольных ОПБ:

$$W_k = \frac{m T_k^2 (\varkappa_0^2 + \varkappa_k^2)^2}{2\hbar \varkappa_0^4 \varkappa_k^4} \operatorname{sh}(\varkappa_k d_k) \left[(\varkappa_k^2 - \varkappa_0^2) \operatorname{sh}(\varkappa_k d_k) + \varkappa_0^2 \varkappa_k d_k \operatorname{ch}(\varkappa_k d_k)\right],$$

если $E < V_k$, и

$$W_k = \frac{m T_k^2 (\varkappa_0^2 - \varkappa_k^2)^2}{2\hbar \varkappa_0^4 \varkappa_k^4} \sin(\varkappa_k d_k) \left[(\varkappa_k^2 + \varkappa_0^2) \sin(\varkappa_k d_k) - \varkappa_0^2 \varkappa_k d_k \cos(\varkappa_k d_k)\right], \tag{27}$$

если $E \geqslant V_k$. В точке $E = V_k$ величины W_k имеют устранимую особенность.

Если рекуррентные соотношения (18)—(24) использовать для исследования систем ОПБ произвольной формы, то параметры одиночных ОПБ должны быть вычислены заранее. Для этого ОПБ произвольной формы нужно представить в виде системы прямоугольных ОПБ, как мы поступали ранее [7], и вычислить параметры системы, используя эти же самые рекуррентные соотношения.

Временны́е характеристики барьера с потенциальной ступенькой

Описанный выше подход для определения времени прохождения и времени отражения легко обобщается на случай ОПБ с потенциальной ступенькой справа. В работе [7] мы показали, что матрица Y_r, связывающая решения уравнения Шредингера в области справа от ступеньки с решением в области слева от барьера, имеет следующий вид

$$Y_t = \begin{pmatrix} Q & P \\ P^* & Q^* \end{pmatrix}, \tag{28}$$

где

$$Q = \frac{\alpha}{\sqrt{T_t}} \exp\left[i\left(\varkappa a_{st} - \varkappa_0 a - J_t\right)\right],$$

$$P = \alpha \sqrt{\frac{R_t}{T_t}} \exp\left[i\left(\Phi_t - \varkappa a_{st} - \varkappa_0 a\right)\right],$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\varkappa}{\varkappa_0}}, \quad \varkappa = \hbar^{-1}\sqrt{2m\left(E + \delta V\right)},$$

a_{st} — координата ступеньки ($b < a_{st}$), ($-\delta V$) — потенциал в области справа от ступеньки ($E + \delta V > 0$), T_t, R_t — коэффициент прохождения и коэффициент отражения, J_t и Φ_t — фазовые характеристики барьера со ступенькой.

Рассуждая так же как и в случае ОПБ без ступеньки, можно показать, что время прохождения участка длиной $d_t = a_{st} - a$, где расположены ОПБ и ступенька, равно

$$t_t = \hbar \frac{dJ_t}{dE}, \tag{29}$$

а соответствующее время отражения t_t^{ref} равно

$$t_t^{ref} = t_t - \tau_t, \quad \tau_t = \hbar \frac{d\Phi_t}{dE}. \tag{30}$$

Эффективная точка поворота для данной системы имеет координату

$$x_t = a + \frac{t_t - \tau_t}{2t_t^{(0)}} d_t, \tag{31}$$

где $t_t^{(0)} = \hbar d_t \left(d\varkappa_0/dE\right)$. Таким образом, учитывая явные выражения для фаз J_t и Φ_t (см. [7]), можно рассчитать временные характеристики рассеяния для любых одномерных систем [предполагается, что движение частицы не ограничено в области ($-\infty$, ∞)]. Заметим, что выражения (14), (17), (29) и (30) справедливы и в том случае, когда масса частицы зависит от пространственной координаты. Однако, прежде чем проводить дифференцирование, необходимо сделать соответствующие изменения (см. работу [7]) в выражениях для параметров МП одиночных прямоугольных барьеров и в выражениях для матрицы «сшивания», характеризующей потенциальную ступеньку.

Из общих формул, в частности, следует, что время прохождения и время отражения для потенциальной ступеньки равны нулю. Однако это не означает, что добавление ступеньки к ОПБ не изменяет значений временны́х характеристик. Влияние ступеньки из-за интерференционных эффектов происходит даже в том случае, когда ступенька находится на границе ОПБ, т. е. когда $a_{st} - b = 0$.

Статус фазовых временных характеристик. Свойство аддитивности

Учитывая, что МП для свободного от барьеров участка, т. е. нульбарьерная МП является единичной матрицей [это же относится и к матрицам, которые «переносят» решение уравнения Шредингера через свободные от барьеров участки в области (a_{st}, ∞), где частица ведет себя как свободная, но с перенормированным значением энергии, равным $E+\delta V$], легко доказать свойство аддитивности временны́х характеристик, которые определены выше. Это свойство заключается в том, что время прохождения участка (a', b'), где $a' < a$, $b' > a_{st} > b$, равно сумме времен прохождения свободных участков (a', a), (a_{st}, b) и времени прохождения области (a, a_{st}). В случае отражения это свойство заключается в том, что эффективная точка поворота для областей (a', b') и (a, a_{st}) находится в одном и том же месте. Свойство аддитивности, очевидно, отражает тот факт, что наличие барьера не влияет на скорость движения волнового пакета в областях (a', a) и (a_{st}, b').

Заметим, что условие аддитивности носит частный характер, так как время прохождения системы барьеров не равно сумме времен прохождения отдельных участков системы.

На первый взгляд, свойство аддитивности указывает на локальный характер фазовых времен. В то же время известно [6], что фазовые времена имеют асимптотический характер. Это имеет место и в данном случае. Действительно, при определении временных характеристик мы неявно предполагали, что нам известно положение максимумов волновых пакетов вблизи границ ОПБ. Однако в действительности форма падающего и отраженного волновых пакетов вблизи барьера сильно искажена из-за интерференции. Поэтому точное определение положения максимумов вблизи границы ОПБ оказывается практически невозможным. Зонды для измерения временны́х характеристик должны быть расположены достаточно далеко от границ барьера, т. е. там, где можно достаточно точно определить положение максимумов волновых пакетов. Как было отмечено в работе [6], это условие может быть записано в виде

$$a - a' \gg \sigma^{-1},\ b' - a_{st} \gg \sigma^{-1},$$

где a' и b' — точки, где расположены зонды, σ — ширина волнового пакета в пространстве волновых векторов.

После того как измерены время прохождения $t_{a'b'}$ и время отражения $t^{\text{ref}}_{a'b'}$ для участка (a', b'), легко найти соответствующие характеристики $t_{aa_{st}}$ и $t^{\text{ref}}_{aa_{st}}$ для области (a, a_{st}), где расположены барьер и ступенька. Учитывая свойство аддитивности, находим

$$t_{aa_{st}} = t_{a'b'} - t_{a'a} - t_{a_{st}b'}, \tag{32}$$

$$t^{\text{ref}}_{aa_{st}} = t^{\text{ref}}_{a'b'} - 2t_{a'a}, \tag{33}$$

где $t_{a'a}$, $t_{a_{st},b'}$ — времена прохождения свободных участков (a', a) и (a_{st}, b').

Соотношения (32) и (33) представляют собой математическую форму записи условия аддитивности.

Заключение. В рамках метода матрицы переноса [7] определены временны́е характеристики рассеяния частиц на одномерных потенциальных барьерах сложной конфигурации, в том числе, с потенциальной ступенькой справа. Для вычисления временны́х характеристик (времени прохождения и времени отражения) получены рекуррентные соотношения. Это дает возможность в приближении эффективной массы получать оценки быстродействия приборов, принцип действия которых основан на эффекте резонансного туннелирования в полупроводниковых гетероструктурах.

Автор выражает признательность Г. Ф. Караваеву за полезные обсуждения данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] M. Büttiker, R. Landauer. J. Phys. C.: Sol. St. Phys., 21, 6207 (1988).
[2] S. D. Collins, D. Lowe, J. R. Barker. J. Phys. C.: Sol. St. Phys., 20, 6213 (1987)
[3] A. B. Nassar. Phys. Rel. A, 38, 683 (1988).
[4] W. Jaworski, D. Wardlaw. Phys. Rev. A, 37, 2843 (1988).
[5] G. Garcia-Calderon, A. Rubio. Sol. St. Commun., 71 237 (1989).
[6] E. H. Hauge, J. A. Stovneng. Rev. Mod. Phys., 61, 917 (1989).
[7] Н. Л. Чуприков. ФТП, 26, 2040 (1992).
[8] Н. Л. Чуприков. Деп. в ВИНИТИ. № 492-В91. М. (1991).
[9] P.Wigner. Phys. Rev., 98, 145 (1955).

Редактор Т. А. Полянская