

УДК 621.315.572

НЕСТАЦИОНАРНАЯ МОДЕЛЬ ДИССИПАТИВНОГО РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С РАССЕЯНИЕМ НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Л. Ю. Щурова, В. Н. Мурзин

На основе нестационарных уравнений Шредингера в рамках метода Вигнера–Вайскопфа с использованием приближения Лапласа сформирован модельный гамильтониан, имеющий неэрмитову форму, и получены точные аналитические решения для волновых функций и эффективного времени резонансного туннелирования, сопровождающегося интенсивным рассеянием носителей заряда на оптических фононах, в системе связанных квантовых ям. Показано, что учет дополнительных членов по сравнению с первым порядком теории возмущений изменяет форму резонансных зависимостей в электрическом поле, приводит к возникновению асимметрии и уширению этих зависимостей.

Сверхрешеточные структуры и структуры квантовых ям представляют интерес для фундаментальных физических исследований, поскольку такие структуры являются микроскопическими объектами, удобными для исследования квантового эффекта туннелирования электронов. Однако процесс туннелирования носителей заряда сопровождается их упругой и неупругой релаксацией, которая может изменить свойства электронной системы и, вследствие этого, параметры процесса туннелирования.

Теоретическому исследованию взаимосвязи процессов туннелирования электронов и их релаксации в структурах из связанных квантовых ям в литературе посвящено достаточно много работ (например, см. обзор [1]). В работах Гурвица [2, 3] для описания диссипативного туннелирования электронов в структурах связанных квантовых

ям предложен подход, основанный на нестационарных уравнениях Шредингера и приближении Вигнера–Вайскопфа. В [3] в рамках этого подхода получены аналитические решения и представлены простые выражения для времени туннелирования электронов с последующей быстрой релаксацией в нижние квантово-размерные состояния с испусканием оптических фононов, описывающие динамику электронной системы как в предельных случаях слабой и сильной релаксации, так и в промежуточной области. Показано, что резонансное туннелирование в таких диссипативных электронных системах существенно замедляется и оказывается меньшим как времени туннелирования в идеализированной структуре без релаксации, так и характерного времени неупругой релаксации на оптических фононах.

Эти и другие результаты обсуждались в работе [1], посвященной теоретическому рассмотрению процессов туннелирования в связанных структурах квантовых ям с учетом различных механизмов межъямного и внутриямного рассеяния электронов (на оптических и акустических фононах, на ионизированных примесях, на флуктуациях потенциала в области интерфейсов). В [1] для решения системы нестационарных уравнений Шредингера предложен полуаналитический метод расчета, основанный на технике неравновесных функций Грина. Несмотря на то, что этот метод позволяет учесть самые разные процессы рассеяния, численные оценки характеристик тока туннелирующих электронов в рамках такого подхода весьма трудоемки и, главное, результаты расчетов не являются достаточно прозрачными для их физической интерпретации. Кроме того, развиваемый в работе [1] метод ограничен условиями квазистационарности (слабосвязанных квантовых ям).

В отличие от метода, используемого в [1], предложенный в [2, 3] метод вычислений нестационарных уравнений Шредингера является более наглядным и простым, позволяющим провести точные аналитические вычисления. Кроме того, метод [2, 3] применим для вычисления диссипативного туннелирования не только в слабосвязанных, но и сильносвязанных квантовых ямах.

Развитие теоретических работ, связанных с изучением особенностей процессов туннелирования в условиях быстрой релаксации носителей в квантовых ямах, во многом инициировано данными экспериментальных исследований, главным образом, исследованиями кинетики затухания интенсивности линий фотолюминисценции [4 – 10], а также данными исследований особенностей поперечного транспорта в структурах квантовых ям и в сверхрешеточных структурах [11 – 15]. Основные выводы [3] о замедлении резонансного туннелирования при наличии быстрой релаксации носителей заряда, точнее,

релаксации их энергии или импульса, например, в результате неупругого рассеяния на оптических фононах, оказались в удовлетворительном согласии с экспериментом и позволили объяснить временные зависимости, в особенности в ситуациях, когда время туннелирования и время релаксации значительно различаются. Однако в работе [4] наблюдались немонотонные временные зависимости, не описываемые простой аналитической формулой [3]. В [4] этот эффект объяснен влиянием переходов в области энергий, вклад которых не учитывается простой формулой [3]. Следует отметить, что в литературе пока, насколько нам известно, не приводилось аналитическое выражение для эффективного времени туннелирования, которое учитывало бы вклад других членов, не представленных в формуле [3].

Целью данной работы является построение теоретической модели диссипативного туннелирования, учитывающей взаимосвязь процессов туннелирования и релаксации электронов, обусловленной неупругим рассеянием на оптических фононах, в структурах со связанными квантовыми ямами. На основе нестационарных уравнений Шредингера в приближении Вайскопфа–Вигнера с использованием преобразования Лапласа, то есть примерно по той же схеме расчета, которая использована в [3], сформирован модельный гамильтониан, имеющий неэрмитову форму, и получены точные аналитические выражения для волновых функций и эффективного времени диссипативного туннелирования в области резонанса. В отличие от [3], полученные здесь формулы включают дополнительные члены, которые, как показано, соответствуют высшим порядкам теории возмущений. Наличие этих членов влияет на форму резонансных зависимостей эффективного времени туннелирования в зависимости от расстройки резонансных уровней (например, под воздействием электрического поля), и приводит к возникновению асимметрии и увеличению ширины резонансной полосы.

Нестационарная модель резонансного туннелирования с последующей релаксацией электронов на оптических фононах. Рассмотрение туннелирования носителей заряда в системе связанных квантовых ям, сопровождающегося неупругой релаксацией с излучением оптических фононов, будем проводить в рамках одночастичной модели, пренебрегая многочастичными эффектами кулоновского взаимодействия. Такое приближение соответствует, в частности, условиям экспериментальных исследований спектров фотолюминесценции при обычно используемых уровнях оптического возбуждения. Рассмотрение задачи будем проводить на примере асимметричной структуры из двух квантовых ям, разделенных барьером (рис. 1). Уровень E_1 в узкой яме является основным

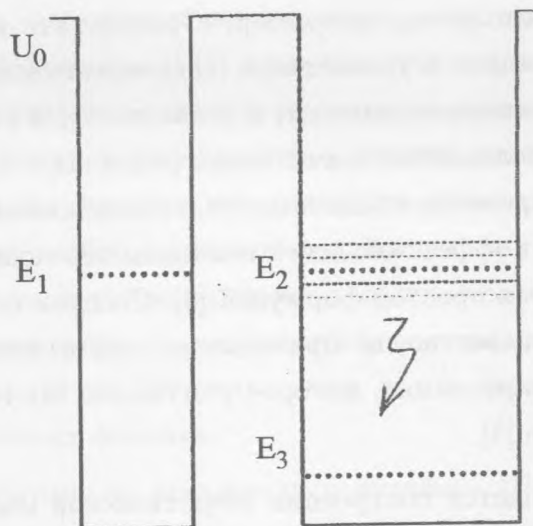


Рис. 1. Асимметричная структура из двух квантовых ям, разделенных энергетическим барьером с высотой U_0 . Точечные линии – положение энергетических уровней изолированных ям E_1 , E_2 и E_3 . Схематически показано уширение резонансного энергетического уровня E_2 в широкой яме вследствие взаимодействий резонансных состояний соседних ям и электрон-фоонных взаимодействий. В результате релаксации с излучением оптического фотона электрон переходит на энергетический уровень E_3 .

и резонансно связан с первым возбужденным уровнем E_2 в широкой яме, который отделен от нижнего уровня основного состояния E_3 в той же яме на величину энергии оптического фотона.

Для построения гамильтониана воспользуемся подходом, использованным в [2, 3]. Временная эволюция электронов в системе взаимодействующих квантовых состояний описывается нестационарным уравнением Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(r, z, t)}{\partial t} = H \Psi(r, z, t), \quad (1)$$

где $r = x, y$ – координаты в плоскости ям, z – направление вдоль роста структуры. Гамильтониан

$$H = H_0 + H' \quad (2)$$

содержит невозмущенную часть

$$H_0 = \sum_n \left(E'_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) \quad (3)$$

(n – номер резонансного уровня, E'_n – энергия электрона в n -том состоянии, k – волновой вектор, характеризующий движение электрона в xy -плоскости), описывающую состояния невзаимодействующих электронов в изолированных ямах, а также гамильтониан возмущения

$$H' = H_{myn} + H_{ontm}, \quad (4)$$

который включает взаимодействие электронов H_{myn} на резонансных уровнях в соседних ямах, разделенных потенциальным барьером U_0 , а также электрон-фононное взаимодействие H_{ontm} .

Волновые функции $\Psi(r, z, t)$ гамильтониана (2) имеют пространственную часть $\Phi(r, z)$ и временную часть $f(t)$.

Пространственные волновые функции $\Phi_n(r, z)$ будем строить из решений стационарного уравнения Шредингера для изолированных ям: $\Phi_n^0(r, z) = \xi_n(z) \frac{1}{\sqrt{S}} e^{ikr}$. В качестве базисных координатных волновых функций электронов в двух связанных квантовых ямах выбираем симметричную и антисимметричную комбинации функций:

$$\Phi_1(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\xi_1(z) + \xi_2(z)] \frac{1}{\sqrt{S}} e^{ikr}, \quad \Phi_2(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\xi_1(z) - \xi_2(z)] \frac{1}{\sqrt{S}} e^{ikr}. \quad (5)$$

Поскольку основное состояние E_3 в широкой яме имеет значительно более низкую энергию по сравнению с энергиями резонансных состояний E_1 и E_2 , то волновая функция $\Phi_3(r, z)$ этого состояния локализована в широкой яме в существенно большей степени, чем волновые функции $\Phi_1(r, z)$ и $\Phi_2(r, z)$. Поэтому будем полагать, что волновая функция $\Phi_3(r, z)$ совпадает с функцией $\Phi_0^3(r, z)$:

$$\Phi_3(r, z) = \Phi_0^3(r, z) = \xi_3(r, z) \frac{1}{\sqrt{S}} e^{ikr}.$$

Матричные элементы резонансного туннелирования между соседними ямами определяем через интеграл перекрытия резонансных волновых функций

$$V = V_{21} = V_{12} = \int dr dz \Phi_2^*(r, z) U_0 \Phi_1(r, z) = U_0 \int dz \xi_2^*(z) \xi_1(z), \quad (6)$$

где интегрирование проводится по ширине ямы. Матричные элементы переходов электрона из состояний E_i ($i = 1, 2$) в состояние E_3 , сопровождающихся излучением оптического фотона с импульсом q :

$$W_{i3}(k, q) = \int dr dz \Phi_{3,k+q}^*(r, z) H_{onm} \Phi_{i,k}(r, z). \quad (7)$$

Поскольку матричный элемент W_{3i} пропорционален интегралу перекрытия волновых функций, который в большинстве случаев экспоненциально мал в случае межъямных переходов по сравнению с интегралом перекрытия состояний в одной яме, в дальнейшем будем считать, что $W_{31} \ll W_{32} = W_{23} = W$.

Временную часть волновой функции $\Psi(r, z, t) = \Phi_1(r, z)\alpha(t) + \Phi_2(r, z)\beta(t) + \Phi_3(r, z)\varphi_q(t)$ представим вектором

$$f(t) = \begin{pmatrix} \alpha(t) \\ \beta(t) \\ \varphi_q(t) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $|\alpha(t)|^2$ – вероятность нахождения электрона в момент времени t в узкой яме в состоянии E_1 ; $|\beta(t)|^2$ – вероятность нахождения электрона в момент времени t в широкой яме в состоянии E_2 ; $|\varphi_q(t)|^2$ – вероятность нахождения электрона в состоянии E_3 в результате излучения оптического фонона с импульсом q . С учетом (8) система нестационарных уравнений Шредингера (1) сводится к системе

$$\begin{cases} i\hbar \frac{d\alpha(t)}{dt} = E_1\alpha(t) + V\beta(t) \\ i\hbar \frac{d\beta(t)}{dt} = V\alpha(t) + E_2\beta(t) + \sum_q W\varphi_q. \\ i\hbar \frac{d\varphi_q}{dt} = W\beta(t) + E_3\varphi_q \end{cases} \quad (9)$$

В (9) $E_n = E'_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$. Координатные части волновой функции входят в выражения для матричных элементов V и W , не зависящие от времени, и (9) представляет систему обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами для временной волновой функции (8), зависящей от k .

С целью исключения зависимости волновой функции от k и уменьшения числа уравнений приведем систему (9) к алгебраическому виду с помощью преобразования Лапласа:

$$\begin{cases} i\hbar E\tilde{\alpha}(E) - i\hbar\alpha(0) = E_1\tilde{\alpha}(E) + V\tilde{\beta}(E) \\ i\hbar E\tilde{\beta}(E) - i\hbar\beta(0) = V\tilde{\alpha}(E) + E_2\tilde{\beta}(E) + \sum_q W\tilde{\varphi}_q(E), \\ i\hbar E\tilde{\varphi}_q(E) - i\hbar\varphi_q(0) = W\tilde{\beta}(E) + (E_2 - E_q)\tilde{\varphi}_q(E) \end{cases} \quad (10)$$

ставя в соответствие оригиналам $\alpha(t)$, $\beta(t)$, $\varphi_q(t)$, как функциям действительного переменного t , их изображения $\tilde{\alpha}(E)$, $\tilde{\beta}(E)$, $\tilde{\varphi}_q(E)$, являющиеся функциями комплексного переменного E . В результате замены временных волновых функций на функции, зависящие от комплексной величины E , задача преобразуется к виду, в котором действительная часть энергии является собственной энергией, а мнимая часть характеризует временные особенности квантово-механической системы.

Вводя естественное и не снижающее общность задачи предположение, что электрон-фононное взаимодействие (W) включается вслед за межъямным взаимодействием (V) через бесконечно малое время δt , мы исключаем из уравнений (10) член $i\hbar\varphi_q(0) = 0$. Тогда нижнее уравнение системы (10) сводится к

$$\tilde{\varphi}_q(E) = \frac{W\tilde{\beta}(E)}{E' - E_q} \quad (11)$$

и

$$\sum_q W\tilde{\varphi}_q(E) = \sum_q \frac{|W|^2}{E' - E_q} \tilde{\beta}(E) \cong \int_0^\infty \frac{|W|^2}{E' - E_q} \rho(E_q) \tilde{\beta}(E) dE_q. \quad (12)$$

Поскольку величины W , $\rho(E_q)$ и $\tilde{\beta}(E)$, входящие в интеграл (12), слабо зависят от q , то

$$\sum_q W\tilde{\varphi}_q(E) \cong |W|^2 \rho(E_q) \tilde{\beta}(E) \int_0^\infty \frac{1}{E' - E_q} dE_q. \quad (13)$$

С учетом того, что $\int_0^\infty \frac{1}{E' - E_q} dE_q = i\pi$ и множитель перед интегралом может быть заменен с использованием “золотого правила Ферми” на обратное время релаксации

$$\tau_{onm}^{-1} = \frac{2}{\hbar} \pi |W|^2 \rho(E_q) = \frac{\Gamma}{\hbar}, \quad (14)$$

систему трех уравнений (10) сводим к системе из двух уравнений:

$$\begin{cases} i\hbar\alpha(0) = (E' - E_1)\tilde{\alpha}(E) - V\beta(E) \\ i\hbar\beta(0) = -V\tilde{\alpha}(E) + \left(E' - E_2 + i\frac{\Gamma}{2}\right)\tilde{\beta}(E). \end{cases} \quad (15)$$

Применяя обратное преобразование Лапласа, получаем окончательную систему уравнений

$$\begin{cases} i\hbar \frac{d}{dt} \alpha(t) = E_1 \alpha(t) + V \beta(t) \\ i\hbar \frac{d}{dt} \beta(t) = V \alpha(t) + \left(E_2 - i\frac{\Gamma}{2}\right) \beta(t), \end{cases} \quad (16)$$

описывающую эволюцию электронов в процессе туннелирования и внутриямной релаксации с излучением оптических фононов в структурах связанных квантовых ям.

Аналитические решения для волновых функций и определение эффективного времени резонансного туннелирования. В системе (16) волновые функции $\alpha(t)$ и $\beta(t)$, описывающие кинетику туннелирования и релаксации, определяются не зависящими от времени величинами Γ , V . Процессы туннелирования и релаксации оказываются взаимосвязанными. В такой системе нет собственного времени туннелирования, которое характеризовало бы только туннелирование, как нет и собственного времени релаксации. Поэтому, также как в [3], при определении скорости диссипативного туннелирования будем использовать понятие эффективного времени туннелирования, определяемого как время изменения числа частиц на начальном уровне туннелирования:

$$\tau_{\text{мын}} = \int t(-1) \frac{d}{dt} (|\alpha(t)|^2 + |\beta(t)|^2) dt. \quad (17)$$

Введенное таким образом эффективное время туннелирования непосредственно соответствует измеряемым временам затухания люминесцентных линий.

В качестве начальных условий будем использовать условия:

$$\begin{cases} \alpha(0) = 1 \\ \beta(0) = 0, \end{cases} \quad (18)$$

описывающие ситуацию, при которой все электроны в начальный момент времени $t = 0$ локализованы в узкой яме.

Точные решения уравнений (16) в ситуации, отвечающей некоторой заданной расстройке резонансных уровней $\varepsilon = E_1 - E_2$, имеют следующий вид:

$$\alpha(t) = \frac{\mu + \varepsilon + i\left(\frac{\Gamma}{2} - \gamma\right)}{2(\mu - i\gamma)} e^{-i\lambda_1 t/\hbar} + \frac{\mu - \varepsilon - i\left(\frac{\Gamma}{2} - \gamma\right)}{2(\mu - i\gamma)} e^{-i\lambda_2 t/\hbar}, \quad (19)$$

$$\beta(t) = \frac{(\mu - i\gamma)^2 - \left(\varepsilon + i\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{\gamma(\mu - i\gamma)} \left(e^{-i\lambda_1 t/\hbar} - e^{-i\lambda_2 t/\hbar}\right). \quad (20)$$

Здесь используются обозначения для величин, не зависящих от времени:

$$\lambda_1 = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 + \mu) - i\frac{1}{2}\left(\frac{\Gamma}{2} + \gamma\right), \quad \lambda_2 = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 - \mu) - i\frac{1}{2}\left(\frac{\Gamma}{2} - \gamma\right),$$

$$\mu = (\pm)\frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{\left(\varepsilon^2 - \frac{\Gamma^2}{4} + 4V^2\right)^2 + \varepsilon^2\Gamma^2} + \left(\varepsilon^2 - \frac{\Gamma^2}{4} + 4V^2\right) \right]^{1/2}, \quad (21)$$

$$\gamma = (\pm)\frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{\left(\varepsilon^2 - \frac{\Gamma^2}{4} + 4V^2\right)^2 + \varepsilon^2\Gamma^2} - \left(\varepsilon^2 - \frac{\Gamma^2}{4} + 4V^2\right) \right]^{1/2}.$$

На основе (19 – 21) мы получили выражение для эффективного времени резонансного туннелирования, характеризующего скорость перехода электронов с начального уровня туннелирования в конечное основное состояние в широкой яме,

$$\tau_{\text{тун}} = T_\alpha + T_\beta, \quad (22)$$

где

$$T_\alpha = -\frac{\hbar}{2 \cdot (\mu^2 + \gamma^2)} \cdot \left\{ \frac{\left[\left(\varepsilon^2 \cdot \frac{\Gamma}{2} + \mu^2 \cdot \frac{\Gamma}{2} - 2\varepsilon\mu \cdot \gamma \right) + \left(\frac{\Gamma}{2} \right)^3 + 3 \cdot \left(\frac{\Gamma}{2} \right) \cdot \gamma^2 \right]}{\frac{\Gamma^2}{4} - \gamma^2} + \frac{\left[(\varepsilon^2 - \gamma^2)\mu - \varepsilon \cdot \gamma \cdot \Gamma + \frac{3}{4} \cdot \Gamma^2 \cdot \mu - \mu^3 \right]}{\mu^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \right\}, \quad (23)$$

$$T_\beta = \frac{1}{16 \cdot V^2} \left\{ \frac{\left(\varepsilon^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2}{\mu^2 + \gamma^2} - 2 \frac{\varepsilon^2 \mu^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \mu^2 - 2\varepsilon\Gamma\mu\gamma - \varepsilon^2 \gamma^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \gamma^2}{\mu^2 + \gamma^2} + (\mu^2 + \gamma^2) \right\} \times \\ \times \hbar \cdot \Gamma \cdot \left[\frac{1}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + \mu^2 \right)} - \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} - \gamma^2 \right)} \right]. \quad (24)$$

В уравнениях (23) – (24) величина V – интеграл перекрытия резонансных состояний E_1 и E_2 характеризует интенсивность туннелирования электронов в идеализированной двухъямной структуре без релаксации ($V \cong \hbar/\tau_{\text{тун}}^{\text{ид}}$), а величина Γ характеризует интенсивность релаксации электронов с излучением оптических фононов ($\Gamma \cong \hbar/\tau_{\text{онт}}$). В предельных условиях, когда $V \gg \Gamma$ (слабой релаксации) или когда $V \ll \Gamma$ (сильной

релаксации), формулы (23) – (24) значительно упрощаются, и выражение для эффективного времени принимает вид:

$$\tau_{\text{тун}} = \frac{2 \cdot \hbar}{\Gamma} + \frac{\hbar}{V^2} \left(\frac{\varepsilon^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}{\Gamma} \right). \quad (25)$$

Первое слагаемое в (25) соответствует предельному условию $V \gg \Gamma$, а второе слагаемое – предельному условию $V \ll \Gamma$. Эта формула после замены обозначений, использованных в (25), принимает вид, совпадающий с приближенной формулой, приведенной в [3].

Точное решение системы уравнений (16) весьма трудоемко, а полученные выражения (23) – (24) – громоздки. С целью выявления физического смысла дополнительных членов в выражениях (23), (24), которые исключаются в приближенной формуле (25), были вычислены волновые функции для системы (16) в рамках теории возмущений. Полученные таким образом выражения для $\tau_{\text{тун}}$ сравниваются с результатами точных вычислений.

При условии $V \ll \Gamma$ и $V \ll E_1, E_2$ формальные решения уравнений (16) по теории возмущений с учетом начальных условий (18) приводят к выражению

$$\tau_{\text{тун}} = \frac{\hbar}{V^2} \left(\frac{\varepsilon^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}{\Gamma} \right), \quad (26)$$

совпадающим со вторым слагаемым в приближенной формуле (25), описывающим предельную ситуацию $V \ll \Gamma$.

В противоположной ситуации: $\Gamma \ll V$ получаем выражение

$$\tau_{\text{тун}} = \frac{2 \cdot \hbar}{\Gamma}, \quad (27)$$

совпадающее с первым слагаемым в правой части формулы (25).

Таким образом, значительно более простые (по сравнению с точными расчетами) вычисления волновых функций системы уравнений (16) в приближении теории возмущений дают для эффективного времени туннелирования тот же результат, что и приближенная формула (25), полученная на основе точных выражений в обеих предельных ситуациях. Из совпадения этих выражений можно сделать вывод, что предельная формула (25) описывает вклад в диссипативное туннелирование первого порядка теории возмущений. Таким образом, более полные формулы (23) – (24), полученные на

основе точных решений волновых функций, включают, в отличие от предельной формулы (25), дополнительные члены, отвечающие переходам в виртуальные электронные состояния. Вклад виртуальных переходов обуславливает дополнительную структуру (немонотонность) резонансной зависимости в области резонанса при $|\epsilon| \leq \Gamma/2$ (немонотонность будет подробнее обсуждаться в следующей работе). Кроме того, переходы в виртуальные электронные состояния приводят к уширению резонансной зависимости в области значений $\epsilon > \Gamma/2$ (при условии $V > \Gamma/2$) или $\epsilon > V$ (при условии $V < \Gamma/2$). Следует сразу же отметить, что этот вклад на разных крыльях резонанса различен, что приводит к возникновению асимметрии резонансных зависимостей $1/\tau_{\text{тун}}(\epsilon)$.

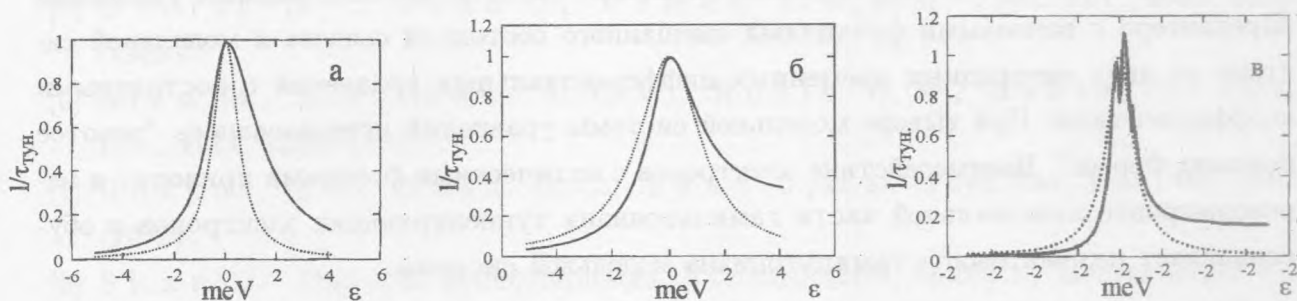


Рис. 2. Рассчитанные значения обратного времени туннелирования в зависимости от величины энергии рассогласования резонансных уровней соседних ям $\epsilon = E_1 - E_2$ для структур $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с параметрами $d_1/d_b/d_2$ (d_1 - ширина первой ямы, d_b - ширина барьера, d_2 - ширина второй ямы в единицах \AA): а) 80/100/300, б) 60/50/150, в) 80/50/300. Сплошная линия - расчет по точным аналитическим выражениям (28)–(30). Точечная линия - расчет по приближенной формуле (32). Значения обратного времени туннелирования $1/\tau$ приведены в единицах $1/\tau_{\text{тун}}^0$, $\tau_{\text{тун}}^0$ - величина времени туннелирования, вычисленная по формуле (25) при $\epsilon = 0$ и соответственно равная для структур а) $1.6 \cdot 10^3$ ps, б) 1.3 ps, в) 2.8 ps.

Данные численных расчетов с использованием выражений (23) – (24), приведенные на рис. 2, иллюстрируют эти особенности резонансных зависимостей. Резонансные зависимости получены при варьировании ширины узкой ямы вблизи структуры с резонансным расположением уровней E_1 и E_2 (т.е. при $\epsilon = 0$). В расчете использованы параметры: $E_2 - E_3 = 48 \text{ meV}$ ($E_1 = E_2$), где E_1, E_2, E_3 - уровни размерного квантования в изолированных квантовых ямах, высота барьера $U_0 = 250 \text{ meV}$, $\Gamma = 1.19 \text{ meV}$ ($\tau_{\text{онт}} = 0.55 \text{ ps}$). Как следует из рис. 2, вклад дополнительных членов особенно велик в случае структур с широкими квантовыми ямами (ширина второй ямы $d_2 = 300 \text{\AA}$),

возрастает с увеличением ширины барьера и приводит к асимметрии резонансных зависимостей и заметному возрастанию скорости резонансного туннелирования в области крыльев резонанса. В случае структур с квантовыми ямами $d_2 = 300 \text{ \AA}$ и барьерами $d_b = 100 \text{ \AA}$ уширение резонансной зависимости на полувысоте на левом крыле ($\epsilon < 0$) достигает порядка 10%, а на правом крыле ($\epsilon > 0$) более 50%, при этом изменение скорости туннелирования оказывается вполне заметным и должно проявляться в эксперименте.

В заключение можно отметить, что в данной работе сформулирована модель, описывающая эволюцию диссипативного резонансного туннелирования, сопровождающегося неупругой релаксацией энергии (или импульса) электронов на оптических фонах, в структурах со связанными квантовыми ямами. Система нестационарных уравнений Шредингера с волновыми функциями смешанного состояния сведена к модельной системе из двух однородных временных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами. При выводе модельной системы уравнений использовалось "золотое правило Ферми". Взаимодействие электронов с оптическими фонами приводит к перенормировке диагональной части гамильтониана туннелирующих электронов и обуславливает неэрмитовость гамильтониана модельной системы.

На основе построенной модельной системы двух временных дифференциальных уравнений проведены точные вычисления волновых функций туннелирующих и релаксирующих на оптических фонах электронов и получены выражения для эффективного времени резонансного туннелирования $\tau_{\text{тун}}$. Полученные выражения имеют алгебраический вид и зависят от величины V – расщепления резонансных состояний (величины интеграла перекрытия), величины $\epsilon = E_1 - E_2$ – рассогласования резонансных уровней изолированных ям и значения $\Gamma = \hbar/\tau_{\text{оnm}}$, где $\tau_{\text{оnm}}$ – время релаксации при рассеянии электронов на оптических фонах. В таком общем виде выражения для $\tau_{\text{тун}}$ достаточно громоздки, но в предельных ситуациях слабой релаксации и сильной релаксации выражения для $\tau_{\text{тун}}$ значительно упрощаются и совпадают с простыми формулами, полученными в [3]. В отличие от [3], представленные здесь формулы включают дополнительные члены, которые можно интерпретировать как соответствующие высшим порядкам теории возмущений. Наличие этих членов влияет на форму резонансных зависимостей эффективного времени туннелирования в зависимости от расстройки резонансных уровней (например, под воздействием электрического поля), приводит к возникновению дополнительной структуры, асимметрии и увеличению ширины резонансной полосы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект N 02-02-16977).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Wacker A. In: Theory of Transport Properties of Semiconductors. Nanostructures, edited by Sholl E. Chapman and Hall, London–New York–Tokyo, 1998, p.321.
- [2] Gurvitz S. A. Phys. Rev., **A39**, 1747 (1988).
- [3] Gurvitz S. A., Bar-Joseph I. Phys. Rev., **B43**, 14703 (1991).
- [4] Coher G., Gurvitz S. A., Bar-Joseph I., et al. Phys. Rev., **B47**, 16012 (1993).
- [5] Oberly D. Y., Shan J., Damen T. C., et al. Phys. Rev., **B40**, 3028 (1989).
- [6] Nino M., Alexander M. G. W., Ruhle W. W., Kohler K. Phys. Rev., **B41**, 12295 (1990).
- [7] Roskos H. G., Nuss M. C., Shan J., et al. Phys. Rev. Lett., **68**, 2216 (1992).
- [8] Shan J. Optics of Semiconductors. Nanostructures, edited by Hensenberger F., Schmitt-Rink S., Gobel E.O. (Academic Verlag, Berlin,1993), p. 149.
- [9] Planken P. C. M., Brenner I., Nuss M. S. C., et al. Phys. Rev., **B48**, 4903 (1993).
- [10] Shi-rong Jin, Zhong-ying Xu, Jin-shong Luo. Phys. Rev., **B49**, 5434 (1994).
- [11] Мурзин В. Н., Митягин Ю. А. УФН, **169**, 464 (1999).
- [12] Чуенков В. А., Мурзин В. Н., Митягин Ю. А., Щурова Л. Ю. Нанопотоника, Материалы совещания, г. Нижний Новгород, 20-23 марта 2000 г., с. 149.
- [13] Мурзин В. Н., Митягин Ю. А., Чуенков В. А. Известия РАН (серия физическая), **64**, 235 (2000).
- [14] Murzin V. N., Mityagin Yu. A., Chuenkov V. A., et al. Physica E, **7**, 58 (2000).
- [15] Mityagin Yu. A., Murzin V. N., Kazakov I. P., Chuenkov V. A., et al. Nanotechnology, **11**, 211 (2000).

Поступила в редакцию 9 августа 2004 г.

После переработки 16 декабря 2004 г.