Влияние локальных фононных мод широкозонной матрицы на туннельные ВАХ квазинульмерных структур

В. Ч. Жуковский[1,a], В. Д. Кревчик[2,b], М. Б. Семёнов[2], Р. В. Зайцев[2], Д. О. Филатов[3], П. В. Кревчик[2], А. А. Бухараев[4,5]

[1] *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*
[2] *Пензенский государственный университет, физико-математический факультет, кафедра физики. Россия, 440026, Пенза, ул. Красная, д. 40.*
[3] *Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского. Россия, 603950, Нижний Новгород, пр-т Гагарина, д. 23.*
[4] *Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН. Россия, 420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7.*
[5] *Казанский приволжский федеральный университет, Россия, 420000, Казань, ул. Кремлевская, д. 18.*
E-mail: [a] *vlchzh@gmail.com,* [b] *physics@pnzgu.ru*

Статья поступила 17.03.2014, подписана в печать 19.04.2014.

Представлены результаты эксперимента по визуализации локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs(001) методом туннельной атомно-силовой микроскопии в сверхвысоком вакууме. Предложена модель 1D-диссипативного туннелирования для интерпретации обнаруженных в эксперименте особенностей туннельных вольт-амперных характеристик контакта зонда атомно-силового микроскопа к поверхности квантовой точки. Найдено, что влияние двух локальных мод широкозонной матрицы на вероятность 1D-диссипативного туннелирования приводит к появлению нескольких неэквидистантных пиков в соответствующей полевой зависимости. Показано, что теоретическая зависимость качественно согласуется с экспериментальной вольт-амперной характеристикой контакта зонда атомно-силового микроскопа к поверхности квантовой точки InAs/GaAs(001).

Ключевые слова: квантовое туннелирование с диссипацией, квантовая точка, туннельные ВАХ.
УДК: 539.23; 539.216.1; 537.311.322. PACS: 03.65.Xp, 03.65.Sq, 31.15.Gy, 31.15.Kb, 73.40.Gk, 82.20.Xr.

Введение

Методы сканирующей зондовой микроскопии, в том числе сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) широко применяются для исследования морфологии, атомной структуры и энергетического спектра квантоворазмерных полупроводниковых структур [1–22]. Метод СТМ на поперечных сколах в сверхвысоком вакууме (СВВ) был применен для измерения локальной плотности состояний (ЛПС) в квантовых ямах (см., например, [10]). Настоящая работа была инициирована экспериментом, проведенным в Казанском физико-техническом институте им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН по измерению туннельных ВАХ полупроводниковых квантовых точек (КТ) InAs/GaAs(001), где были обнаружены несколько неэквидистантных пиков, интерпретированных нами ранее в рамках модели 1D-диссипативного туннелирования с учетом одной локальной фононной моды [11]. При этом предложенная теоретическая модель позволила выявить только два единичных пика, один из которых оказался неустойчивым, что не вполне соответствовало имеющимся экспериментальным данным. Необходимо отметить, что особенности наблюдаемых туннельных ВАХ обычно интерпретируются в рамках модели резонансного туннелирования (см. например, [1, 5, 7–9]). В настоящей статье выдвинуто и теоретически обосновано предположение о том, что в режиме слабой диссипации возможен механизм туннельного переноса с участием двух промотирующих фононных мод широкозонной матрицы. Этот нерезонансный механизм туннельного переноса, характерный для металлических КТ, может иметь место в легированных КТ в условиях, когда концентрацию носителей заряда можно менять в достаточно широких пределах с помощью внешнего электрического поля.

Целью настоящей работы является:

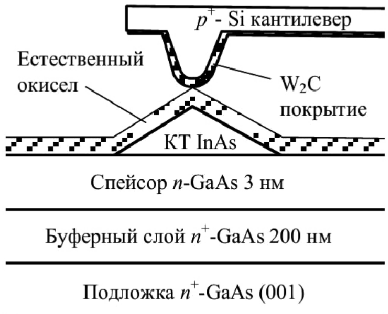
— экспериментальное исследование туннельных ВАХ, полученных при визуализации локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs(001) методом туннельной атомно-силовой микроскопии (АСМ);

— теоретическое исследование осциллирующего и неосциллирующего режимов диссипативного 1D-туннельного переноса с учетом двух локальных фононных мод широкозонной матрицы во внешнем электрическом поле при конечной температуре.

Проводится качественное сравнение теоретической кривой зависимости вероятности 1D-туннелирования от напряженности внешнего электрического поля с экспериментальной ВАХ контакта АСМ-зонда к поверхности КТ.

Эксперимент

Образцы для исследований пространственного и энергетического распределения ЛПС в КТ InAs методом туннельной АСМ были выращены на подложках n^+-GaAs(001) марки АГЧО, легированных Sn, методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном



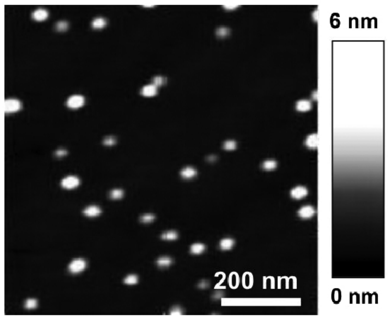


Рис. 1. Схема измерения токового изображения поверхностных КТ InAs/GaAs(001) (*а*); АСМ-изображение поверхностных КТ InAs/GaAs(001) (*б*)

давлении канд. физ.-мат. наук Б. Н. Звонковым в Научно-исследовательском физико-техническом институте (НИФТИ) Нижегородского государственного университета (ННГУ) им. Н. И. Лобачевского. Схема исследуемых образцов представлена на рис. 1, *а*. Буферные слои n-GaAs толщиной ≈ 200 нм, легированные Si (концентрацией доноров $N_D \sim 10^{18}$ см$^{-3}$), выращивались при температуре 650°C, на их поверхности выращивались спейсерные слои нелегированного n-GaAs ($N_D \sim 10^{15}$ см$^{-3}$) толщиной ≈ 3 нм, необходимые для формирования треугольного потенциального барьера между КТ и n^+-GaAs буферным слоем [25]. КТ InAs формировались по механизму Странски–Крастанова при 530°C. Номинальная толщина осажденного слоя InAs составляла ≈ 1.5 нм.

Эксперимент по визуализации пространственного распределения ЛПС в КТ InAs/GaAs(001) методом туннельной АСМ был выполнен в Казанском физико-техническом институте им. Е. К. Завойского Казанского научного центра РАН. Эксперимент проводился при комнатной температуре в условиях СВВ при помощи сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) Omicron UHV AFM/STM VT в составе СВВ-комплекса Omicron MultiProbe P. Базовое давление в камере СЗМ составляло $\sim 10^{-10}$ торр. Поверхность образца, покрытого естественным окислом, образовавшимся в процессе переноса из ростовой установки в СВВ камеру для СЗМ исследований, сканировалась p^+-Si АСМ-зондом с покрытием W_2C в контактном режиме (рис. 1, *а*), между n^+-GaAs-подложкой и АСМ-зондом прикладывалась разность потенциалов V_g. В эксперименте регистрировались пространственные распределения силы тока I_t между АСМ-зондом и образцом как функция координаты АСМ-зонда в плоскости x, y поверхности образца (токовые изображения) при постоянном значении $V_g = \text{const}$. ВАХ контакта АСМ-зонда к поверхности КТ получались посредством измерения серии токовых изображений КТ при различных значениях V_g. Более подробно методики выращивания и туннельной спектроскопии КТ описаны в [23].

На рис. 1, *б* представлено АСМ-изображение поверхности исследуемого образца. Поверхностные КТ имели высоту $h = 5$–6 нм. Заметим, что латеральные размеры КТ на рис. 1, *б* значительно превышают ожидаемые для КТ, имеющие форму четырехгранной пирамиды, ограненной плоскостями (101) для указанных значений h (10–12 нм), что связано с эффектом конволюции вследствие конечных размеров радиуса кривизны острия используемых АСМ-зондов $R_p \approx 35$ нм [25].

На туннельных спектрах КТ (рис. 2) были обнаружены пики, связанные с туннелированием электронов из заполненных электронных состояний под уровнем Ферми в материале покрытия АСМ-зонда W_2C на размерно-квантованные уровни в КТ [11, 23]. При интерпретации туннельных спектров КТ следует учитывать, что эксперименты проводились при комнатной температуре, следовательно, в данных условиях возможны процессы туннелирования электронов с поглощением или испусканием фононов. Ранее [11, 23] при интерпретации туннельных спектров КТ InAs/GaAs(001) данный фактор не учитывался.

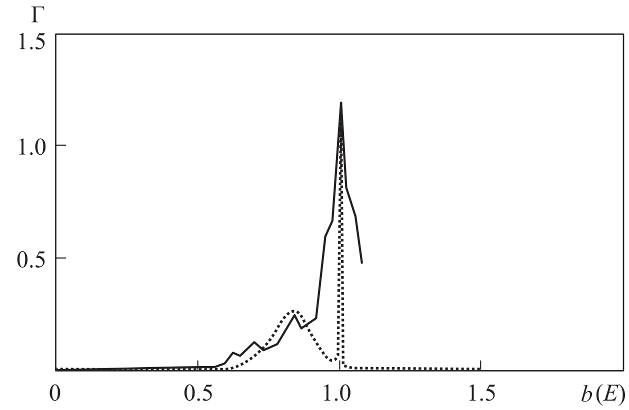


Рис. 2. Сравнение теоретической кривой (пунктирная линия) с учетом влияния локальной моды диэлектрической матрицы с экспериментальной кривой (сплошная линия) [11]

Качественное сравнение теоретической кривой вероятности 1D-диссипативного туннелирования (с учетом влияния одной локальной фононной моды в полупроводниковой матрице) и экспериментальной ВАХ для КТ InAs/GaAs(001) представлено на рис. 2. Как видно из рис. 2, из серии неэквидистатных пиков на экспериментальной ВАХ с теоретическими качественно совпадают только два, но один из них в рассматриваемой модели оказался неустойчивым. Данный результат указывает на необходимость уточнения теоретической модели для адекватного описания экспериментальных данных по туннельной спектроскопии КТ. В то же время известно, что в GaAs существует два вида оптических фононов: поперечные (TO) с энергий $\eta\Omega \approx 34$ мэВ и продольные (LO) с $\eta\Omega \approx 38$ мэВ [25]. Данное обстоятельство обусловливает целесообразность рассмотрения двух локальных фононных мод широкозонной матрицы в режиме слабой диссипации.

Расчет вероятности 1D-диссипативного туннелирования с учетом двух локальных фононных мод широкозонной матрицы

Качественное сравнение теоретической кривой вероятности 1D-диссипативного туннелирования (с учетом влияния одной локальной фононной моды диэлектрической матрицы) и экспериментальной ВАХ для полупроводниковых КТ из InAs/GaAs(001) представлено на рис. 2. Как видно из рисунка, из серии неэквидистатных пиков на экспериментальной ВАХ с теоретическими качественно совпадают только два, но один из них в рассматриваемой модели оказался неустойчивым. Полученный результат потребовал уточнения теоретической модели с точки зрения рассмотрения двух локальных фононных мод широкозонной матрицы в режиме слабой диссипации.

Постановка задачи аналогична используемой авторами ранее при рассмотрении модели 1D-диссипативного туннелирования с двухъямным осцилляторным потенциалом во внешнем электрическом поле (рис. 3) при конечной температуре и со стандартным туннельным диссипативным гамильтонианом с учетом двух фононных мод широкозонной матрицы [12]. Последующие расчеты проводятся в системе единиц, в которой $\hbar = m = 1$.

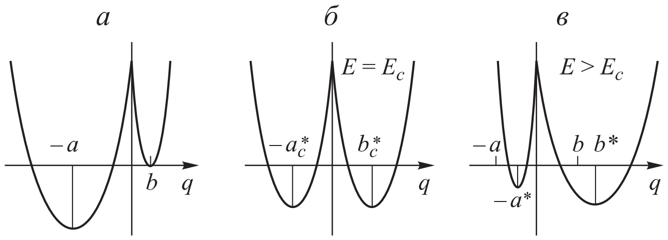


Рис. 3. Влияние электрического поля на асимметричный двухъямный осцилляторный потенциал. На рис. 1, *б* представлен случай симметричного потенциала при определенном значении напряженности электрического поля

Можно показать, что 1D-квазиклассическое действие в одноинстантонном приближении с учетом влияния широкозонной матрицы принимает вид

$$S_B = 2\omega_0^2(q_0+q_1)q_0\tau_0 - \frac{2\omega_0^2(q_0+q_1)^2\tau_0^2}{\beta} - \frac{4\omega_0^4(q_0+q_1)^2}{\beta} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2 \nu_n\tau_0}{\nu_n^2\left(\nu_n^2+\omega_0^2+\zeta_n\right)}, \quad (1)$$

где q_1 и q_0 — параметры перенормированного двухъямного осцилляторного потенциала во внешнем электрическом поле: $q_1 = b = b^* + |e|E/\omega_0^2$, $q_0 = a = a^* - |e|E/\omega_0^2$. Приложенное внешнее электрическое поле вдоль координаты туннелирования меняет симметрию 1D-осцилляторного потенциала так, как показано на рис. 3. Предэкспоненциальный множитель определяется вкладом траекторий, близко расположенных от инстантона. Для этого мы должны разложить действие до квадратичного члена по отклонениям $q - q_B$ и проинтегрировать в функциональном пространстве. Тогда вероятность туннелирования в единицу времени можно записать в виде

$$\Gamma = B\exp(-S_B),$$

где предэкспоненциальный фактор B задается формулой [12]

$$B = \left[\frac{S_0}{2\pi}\cdot\frac{\det\left(\frac{\delta^2 S}{\delta q^2}\right)_{q=-q_0}}{\det'\left(\frac{\delta^2 S}{\delta q^2}\right)_{q=q_B(\tau)}}\right]^{1/2}, \quad S_0 = \int\limits_{-\beta/2}^{\beta/2} \dot{q}_B^2(\tau)\,d\tau.$$

Здесь $\det'$ означает, что нулевое собственное значение, соответствующее нулевой моде инстантона, опущено. Отметим, что вывод этой формулы предполагает приближение идеального инстантонного газа

$$\Gamma \ll (\Delta\tau)^{-1},$$

где $\Delta\tau$ — ширина перехода от положительного значения траектории к отрицательному. Вычисление предэкспоненциального множителя в рассматриваемой модели приводит к результату

$$B = \frac{2\omega_0^2(q_0+q_1)^2}{(2\pi\beta)^{1/2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 \nu_n\tau_0}{\lambda_{0n}} \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos 2\nu_n\tau_0}{\lambda_{0n}}\right)^{-1/2},$$

где ν_n — мацубаровские частоты, β — обратная температура, τ_0 — центр инстантона.

Рассмотрим (1) с учетом взаимодействия с двумя локальными фононными модами ($\omega_{L1} = \omega_2$ и $\omega_{L2} = \omega_3$). Для упрощения будем предполагать это взаимодействие достаточно малым, т. е. $C_\alpha/\omega_0^2 \ll 1$ и $C_\alpha/\omega_L^2 \ll 1$. В этом случае $\zeta_n = \nu_n^2 \sum\limits_{\alpha=2}^{N} \frac{C_\alpha^2}{\omega_\alpha^2\left(\omega_\alpha^2+\nu_n^2\right)}$, где $\nu_n = 2\pi n/\beta$, $\beta = \hbar/(kT)$, C_α — коэффициенты взаимодействия туннелирующей частицы с локальными фононными модами диэлектрической матрицы,

$$\zeta_n = \nu_n^2 \frac{C_2^2}{\omega_2^2\left(\omega_2^2+\nu_n^2\right)} + \nu_n^2 \frac{C_3^2}{\omega_3^2\left(\omega_3^2+\nu_n^2\right)}.$$

Выражение для вероятности 1D-диссипативного туннелирования с точностью до предэкспоненциального фактора приведены в приложении.

Полученная в Приложении аналитическая формула для вероятности 1D-диссипативного туннелирования с учетом влияния двух локальных фононных мод диэлектрической матрицы позволяет исследовать особенности зависимости $\Gamma(E)$, что важно для сравнения с экспериментальными туннельными ВАХ. При этом теоретические расчеты показали, что в зависимости вероятности 1D-диссипативного туннелирования от напряженности внешнего электрического поля при конечной температуре и фиксированных параметрах диэлектрической матрицы возможен как осциллирующий, так и неосциллирующий режим туннельного переноса (рис. 4, 5).

Качественное сравнение теоретической кривой зависимости вероятности 1D-диссипативного туннелирования от напряженности внешнего электрического поля

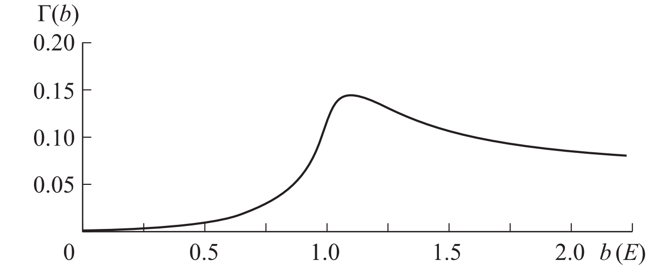


Рис. 4. Теоретическая кривая для вероятности диссипативного туннелирования в неосциллирующем режиме переноса

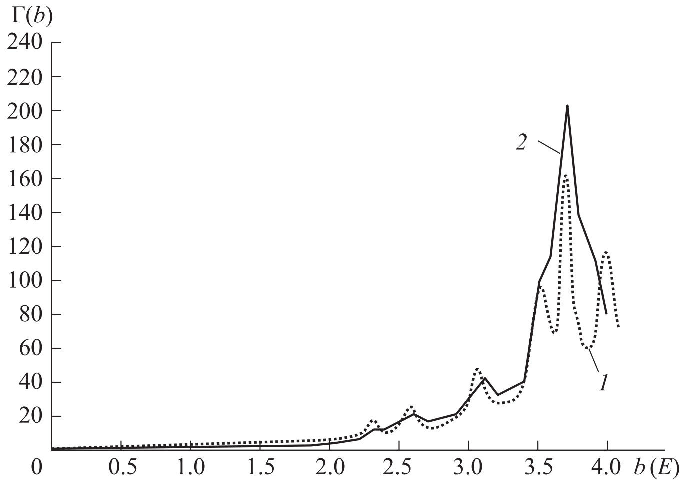


Рис. 5. Сравнение теоретической кривой *1* для вероятности диссипативного туннелирования (в осциллирующем режиме) в модели с учетом влияния двух локальных мод среды с экспериментальной кривой *2*

(с учетом влияния двух локальных фононных мод) и экспериментальной ВАХ для КТ InAS/GaAs(001) представлено на рис. 5. Из рис. 5 видно, что характерный неэквидистантный спектр пиков на экспериментальных ВАХ и соответствующие пики на теоретической зависимости вероятности 1D-диссипативного туннелирования от напряженности приложенного электрического поля имеют лучшее качественное совпадение, чем это имело место в случае модели, учитывающей влияние только одной локальной фононной моды широкозонной матрицы [11].

Заключение

В работе рассчитана вероятность 1D-диссипативного туннелирования в модельном двухъямном осцилляторном потенциале с учетом влияния двух промотирующих локальных фононных мод широкозонной матрицы в условиях внешнего электрического поля при конечной температуре. Рассмотрены как осциллирующий режим туннельного переноса в пределе слабой диссипации, так и неосциллирующий. Диссипативный режим туннелирования в пределе слабой диссипации, вероятно, может быть характерен для вырожденных полупроводников наряду с распространенным механизмом резонансного туннелирования. Именно осциллирующий режим диссипативного туннельного переноса нерезонансной природы позволил теоретически выявить хорошее качественное согласие с имеющимися экспериментальными данными. При экспериментальном исследовании туннельного спектра КТ учитывалось, что при комнатной температуре возможны процессы туннелирования электронов с поглощением и испусканием фононов. Следует отметить, что ранее [11, 23] при интерпретации туннельных спектров КТ InAs/GaAs(001) данное обстоятельство не учитывалось.

Таким образом, наряду с режимом резонансного туннелирования [1, 8, 9], как предполагалось ранее, необходимо также учитывать вклад диссипативного осциллирующего режима (в пределе «слабого» затухания), который может проявляться в туннельных ВАХ для полупроводниковых КТ, помещенных в широкозонную матрицу.

Авторы благодарны Б. Н. Звонкову за выращивание образцов и П. А. Бородину за проведение экспериментов.

Приложение

В Приложении дается вывод формулы для вероятности 1D-диссипативного туннелирования с точностью до предэкспоненциального фактора. Квазиклассическое действие (1) в случае влияния двух промотирующих фононных мод сводится к вычислению сумм двух видов в последнем слагаемом выражения (1):

$$U_1 = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\nu_n^2\left(\nu_n^2+\omega_0^2+\nu_n^2\frac{C_2^2}{\omega_2^2(\omega_2^2+\nu_n^2)}\nu_n^2+\frac{C_3^2}{\omega_3^2(\omega_3^2+\nu_n^2)}\right)},$$
$$U_2 = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos 2\nu_n\tau_0}{\nu_n^2\left(\nu_n^2+\omega_0^2+\nu_n^2\frac{C_2^2}{\omega_2^2(\omega_2^2+\nu_n^2)}\nu_n^2+\frac{C_3^2}{\omega_3^2(\omega_3^2+\nu_n^2)}\right)}. \qquad (\Pi 1)$$

Обозначим $\nu_2^2 = x$ и введем обозначения:

$$A = \omega_2^2+\omega_3^2+\omega_0^2+\frac{C_2^2}{\omega_2^2}+\frac{C_3^2}{\omega_3^2},$$

$$B_\omega = \omega_2^2\omega_3^2+\omega_0^2\left(\omega_2^2+\omega_3^2\right)+\frac{C_2^2\omega_3^2}{\omega_2^2}+\frac{C_3^2\omega_2^2}{\omega_3^2}, \quad C=\omega_0^2\omega_2^2\omega_3^2,$$

тогда выражение в знаменателе U_1 примет вид

$$x\omega_2^2\omega_3^2\left[x^3+Ax^2+B_\omega x+C\right] = x\omega_2^2\omega_3^2(x-x_1)(x-x_2)(x-x_3).$$

Обозначим

$$Q=\frac{A^2-3B_\omega}{9}, \quad R=\frac{2A^3-9AB_\omega+27C}{54}, \quad S=Q^3-R^2,$$

$$\Phi = \frac{1}{3}\arccos\left(\frac{R}{\sqrt{Q^3}}\right).$$

Если $S>0$, тогда

$$x_1 = -2\sqrt{Q}\cos(\Phi)-A/3,$$
$$x_2 = -2\sqrt{Q}\cos\left(\Phi+\frac{2}{3}\pi\right)-\frac{A}{3}, \qquad (\Pi 2)$$
$$x_3 = -2\sqrt{Q}\cos\left(\Phi-\frac{2}{3}\pi\right)-\frac{A}{3}.$$

И первая сумма в (П1) принимает вид

$$U_1 = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\omega_2^2\omega_3^2(\omega_2^2+\nu_n^2)(\omega_3^2+\nu_n^2)}{\nu_n^1\omega_2^2\omega_3^2(\nu_n^2-x_1)(\nu_n^2-x_2)(\nu_n^2-x_3)}. \qquad (\Pi 3)$$

При разбиении последнего выражения на простые дроби обозначим

$$\frac{\beta_0}{x}+\frac{\gamma}{x-x_1}+\frac{\phi}{x-x_2}+\frac{\Delta}{x-x_3} = \frac{x^2+x(\omega_2^2+\omega_3^2)+\omega_2^2\omega_3^2}{x(x-x_1)(x-x_2)(x-x_3)},$$

где

$$\beta_0 = -\frac{\omega_2^2\omega_3^2}{x_1x_2x_3},$$

$$\Delta = \frac{x_3^2}{(x_3-x_2)(x_1-x_3)}\left\{\frac{\omega_2^2\omega_3^2}{x_1x_2x_3}\left(\frac{x_1x_2+x_1x_3+x_2x_3}{x_2x_3}-1\right)+\right.$$
$$+\frac{\omega_2^2+\omega_3^2}{x_2x_3}-\frac{1}{x_3}\left(1+\frac{\omega_2^2\omega_3^2}{x_1x_2x_3}\left[\frac{x_1x_2+x_1x_3+x_2x_3}{x_2x_3}+\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.+(x_2+x_3-x_1)\right]\right)+\frac{(\omega_2^2+\omega_3^2)(x_2+x_3)}{x_2x_3}\right\},$$

$$\varphi = \frac{x_2}{x_3(x_2-x_1)}\left\{\Delta\frac{x_2}{x_3}(x_1-x_3)-1-\frac{\omega_2^2\omega_3^2}{x_1x_2x_3}(x_2+x_3-x_1)-\right.$$
$$\left.-\frac{x_2+x_3}{x_2x_3}\left[\omega_2^2+\omega_3^2+\frac{\omega_2^2\omega_3^2}{x_1x_2x_3}(x_1x_2+x_1x_3+x_2x_3)\right]\right\},$$

$$\gamma = \frac{1}{x_2x_3}\left\{\omega_2^2+\omega_3^2-\Delta x_1x_2-\varphi x_1x_3-\beta_0(x_2x_3+x_1(x_2+x_3))\right\},$$

$$\nu_n = \frac{2\pi n}{\beta}. \qquad (\Pi 4)$$

В итоге U_1 преобразуется к виду

$$U_1 = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{\beta_0}{\nu_n^2}+\frac{\gamma}{\nu_n^2-x_1}+\frac{\phi}{\nu_n^2-x_2}+\frac{\Delta}{\nu_n^2-x_3}\right),$$

$$x_1 = -2\sqrt{Q}\cos\phi-\frac{A}{3} = -x_{10} = -\left(2\sqrt{Q}\cos\phi+\frac{A}{3}\right),$$

$$\widetilde{x}_{10}^2 = \frac{x_{10}\beta^2}{4\pi^2},$$

$$x_2 = -2\sqrt{Q}\cos\left(\Phi+\frac{2}{3}\pi\right)-\frac{A}{3} = -x_{20}, \quad \widetilde{x}_{20}^2 = \frac{x_{20}\beta^2}{4\pi^2},$$

$$x_3 = -2\sqrt{Q}\cos\left(\Phi-\frac{2}{3}\pi\right)-\frac{A}{3} = -x_{30}, \quad \widetilde{x}_{30}^2 = \frac{x_{30}\beta^2}{4\pi^2}.$$

Если $x_1>0$, $x_2>0$, $x_3>0$, то квазиклассическое действие с учетом двух промотирующих мод сводится к выражению вида

$$S_B = 2\omega_0^2(a+b)a\tau_0-\frac{2}{\beta}\omega_0^2(a+b)^2\tau_0^2-\frac{4}{\beta}\omega_0^4(a+b)^2\{U_1+U_2\},$$

где

$$\tau_0 = \frac{1}{2\omega_0}\,\mathrm{Arcsh}\left[\frac{b-a}{b+a}\,\mathrm{sh}\,\frac{\omega_0\beta}{4}\right]+\frac{\beta}{4} =$$
$$= \frac{1}{2\omega_0}\,\mathrm{Arcsh}\left[\frac{b/a-1}{b/a+1}\,\mathrm{sh}\,\frac{\omega_0\beta}{4}\right]+\frac{\beta}{4},$$

или

$$\tau_0^* = \tau_0\omega_0 = \frac{1}{2}\,\mathrm{Arcsh}\left[\frac{b^*-1}{b^*+1}\,\mathrm{sh}\,\beta^*\right]+\beta^*,$$

$$\tau_0^* = \tau\omega_0, \quad \beta^* = \frac{\omega_0\beta}{4}.$$

Окончательно перенормированное выражение для 1D-квазиклассического инстантонного действия с учетом двух локальных мод диэлектрической матрицы принимает вид

$$\widetilde{S}_B = \frac{S_B}{\omega_0a^2} = 2(b^*+1)\tau_0^*-\frac{1}{2\beta^*}(b^*+1)^2\tau_0^{*2}-$$
$$-\frac{(b^*+1)^2}{\beta^*}\left\{\frac{1}{2}\left[\beta_0\omega_0^2\beta^{*2}\cdot\frac{2}{3}+\right.\right.$$
$$+4\frac{\gamma\omega_0^2\beta^{*2}}{\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{2x_1\beta^2}-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_1}\beta}\,\mathrm{ctg}\left(\frac{\sqrt{x_1}\beta}{2}\right)\right]+$$
$$+4\frac{\varphi\omega_0^2\beta^{*2}}{\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{2x_2\beta^2}-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_2}\beta}\,\mathrm{ctg}\left(\frac{\sqrt{x_2}\beta}{2}\right)\right]+$$
$$\left.+4\frac{\Delta\omega_0^2\beta^{*2}}{\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{2x_3\beta^2}-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_3}\beta}\,\mathrm{ctg}\left(\frac{\sqrt{x_3}\beta}{2}\right)\right]\right]-$$
$$-\frac{1}{2}\left[\beta_0\omega_0^2\beta^{*2}\cdot\frac{1}{3}\left(3\left(\frac{\pi\tau_0\omega_0}{\beta^*}\right)^2-\frac{6\pi^2\tau_0\omega_0}{\beta^*}+2\pi^2\right)+\right.$$
$$+\frac{4\gamma\omega_0^2\beta^{*2}}{\pi^2}\left\{\frac{\omega_0\pi^2}{4\sqrt{x_1}\beta^*}\cos\left[\left(\pi-\frac{\pi\tau_0^*\omega_0}{\beta^*}\right)\frac{\sqrt{x_1}\,2\beta^*}{\omega_0\pi}\right]\times\right.$$
$$\left.\times\,\mathrm{cosec}\,\frac{2\sqrt{x_1}}{\omega_0}\beta^*+\frac{\omega_0^2\pi^2}{8x_{10}\beta^{*2}}\right\}+$$
$$+\frac{4\varphi\omega_0^2\beta^{*2}}{\pi^2}\left\{\frac{\omega_0\pi^2}{4\sqrt{x_2}\beta^*}\cos\left[\left(\pi-\frac{\pi\tau_0^*\omega_0}{\beta^*}\right)\frac{\sqrt{x_2}\,2\beta^*}{\omega_0\pi}\right]\times\right.$$
$$\left.\times\,\mathrm{cosec}\,\frac{2\sqrt{x_2}}{\omega_0}\beta^*+\frac{\omega_0^2\pi^2}{8x_{20}\beta^{*2}}\right\}+$$
$$+\frac{4\Delta\omega_0^2\beta^{*2}}{\pi^2}\left\{\frac{\omega_0\pi^2}{4\sqrt{x_3}\beta^*}\cos\left[\left(\pi-\frac{\pi\tau_0^*\omega_0}{\beta^*}\right)\frac{\sqrt{x_3}\,2\beta^*}{\omega_0\pi}\right]\times\right.$$
$$\left.\left.\left.\times\,\mathrm{cosec}\,\frac{2\sqrt{x_3}}{\omega_0}\beta^*+\frac{\omega_0^2\pi^2}{8x_{30}\beta^{*2}}\right\}\right]\right\}. \qquad (\Pi 5)$$

Или для неосциллирующего режима переноса:

$$S_B = 2(1+b)a\tau_0-\frac{1}{2\beta}\omega_0^2(1+b)^2\tau_0^{*2}-\frac{\omega_0^4(1+b)^2\{U_1-U_2\}}{\beta},$$

где

$$\tau_0 = \frac{1}{2\omega_0}\,\mathrm{Arcsh}\left[\frac{b-a}{b+a}\,\mathrm{sh}\,\frac{\omega_0\beta}{4}\right]+\frac{\beta}{4} =$$
$$= \frac{1}{2\omega_0}\,\mathrm{Arcsh}\left[\frac{b/a-1}{b/a+1}\,\mathrm{sh}\,\frac{\omega_0\beta}{4}\right]+\frac{\beta}{4},$$

или

$$\tau_0^* = \omega_0\tau_0 = \frac{1}{2}\,\mathrm{Arcsh}\left[\frac{b^*-1}{b^*+1}\,\mathrm{sh}\,\beta^*\right]+\beta^*.$$

Если x_1, x_2, $x_3<0$ (x_{10}, x_{20}, $x_{30}>0$), то

$$U_1 = \frac{1}{2}\left\{\beta_0\frac{\beta^2}{24}+\frac{\gamma\beta^2}{4\pi^2}\left[\frac{1}{2\widetilde{x}_{10}^2}+\frac{\pi}{2\widetilde{x}_{10}}\,\mathrm{cth}(\pi\widetilde{x}_{10})\right]+\right.$$
$$+\frac{\varphi\beta^2}{4\pi^2}\left[\frac{1}{2\widetilde{x}_{20}^2}+\frac{\pi}{2\widetilde{x}_{20}}\,\mathrm{cth}\left(\pi\widetilde{x}_{20}\right)\right]+$$
$$\left.+\frac{\Delta\beta^2}{4\pi^2}\left[\frac{1}{2\widetilde{x}_{30}^2}+\frac{\pi^2}{2\widetilde{x}_{30}}\,\mathrm{cth}\left(\pi\widetilde{x}_{30}\right)\right]\right\},$$

$$U_2 = \frac{1}{2}\left\{\frac{\beta_0\beta^2}{48}\left(3\left(\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)^2-\frac{24\pi^2\tau_0}{\beta}+2\pi^2\right)+\right.$$
$$+\frac{\gamma\beta^2}{4\pi^2}\left\{\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{10}}\beta}\,\mathrm{ch}\left[\left(\pi-\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_{10}}\beta}{2\pi}\right]\times\right.$$
$$\left.\times\,\mathrm{cosech}\,\frac{\sqrt{x_{10}}\beta}{2}-\frac{2\pi^2}{x_{10}\beta^2}\right\}+$$
$$+\frac{\varphi\beta^2}{4\pi^2}\left\{\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{20}}\beta}\,\mathrm{ch}\left[\left(\pi-\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_{20}}\beta}{2\pi}\right]\times\right.$$
$$\left.\times\,\mathrm{cosech}\,\frac{\sqrt{x_{20}}\beta}{2}-\frac{2\pi^2}{x_{20}\beta^2}\right\}+$$

$$+\frac{\Delta\beta^2}{4\pi^2}\left\{\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{30}}\beta}\operatorname{ch}\left[\left(\pi-\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_{30}}\beta}{2\pi}\right]\times\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosech}\frac{\sqrt{x_{30}}\beta}{2}-\frac{2\pi^2}{x_{30}\beta^2}\right\}\right\}.$$

Перейдем к вычислению предэкспоненциального фактора B с учетом двух промотирующих фононных мод:

$$B=\frac{2\omega_0^2(a+b)^2}{(2\pi\beta)^{1/2}}\frac{\sum\limits_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\sin^2\nu_n\tau_0}{\lambda_{0n}}}{\left[\sum\limits_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\cos 2\nu_n\tau_0}{\lambda_{0n}}\right]^{1/2}},$$

где $\lambda_{0n}=\nu_n^2+\omega_0^2+\zeta_n$. Обезразмеренный предэкспоненциальный фактор определяется суммами двух типов:

$$\widetilde{B}=\frac{B}{a^2\omega^{3/2}}=\frac{2\omega_0^2(b/a+1)^2}{(2\pi\beta)^{1/2}}\frac{V_1}{(V_2)^{1/2}},$$

$$V_1=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\sin^2\nu_n\tau_0}{\lambda_{0n}}=$$
$$=\frac{1}{2}\frac{D\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_1\beta^2}+2\left\{-\frac{2\pi^2}{x_{10}\beta^2}-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_1}\beta}\operatorname{ctg}\frac{\sqrt{x_1}\beta}{2}\right\}\right]+$$
$$+\frac{1}{2}\frac{E\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_2\beta^2}+2\left\{-\frac{2\pi^2}{x_{20}\beta^2}-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_2}\beta}\operatorname{ctg}\frac{\sqrt{x_2}\beta}{2}\right\}\right]+$$
$$+\frac{1}{2}\frac{F\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_3\beta^2}+2\left\{-\frac{2\pi^2}{x_{30}\beta^2}-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_3}\beta}\operatorname{ctg}\frac{\sqrt{x_3}\beta}{2}\right\}\right]-$$
$$-\frac{1}{2}\frac{D\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_1\beta^2}+2\left\{-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_1}\beta}\cos\left[\left(\pi-\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_1}\beta}{2\pi}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosec}\frac{\sqrt{x_1}\beta}{2}+\frac{2\pi^2}{x_1\beta^2}\right\}\right]-$$
$$-\frac{1}{2}\frac{E\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_2\beta^2}+2\left\{-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_2}\beta}\cos\left[\left(\pi-\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_2}\beta}{2\pi}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosec}\frac{\sqrt{x_2}\beta}{2}+\frac{2\pi^2}{x_2\beta^2}\right\}\right]-$$
$$-\frac{1}{2}\frac{F\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_3\beta^2}+2\left\{-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_3}\beta}\cos\left[\left(\pi-\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_3}\beta}{2\pi}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosec}\frac{\sqrt{x_3}\beta}{2}+\frac{2\pi^2}{x_3\beta^2}\right\}\right],$$

$$V_2=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\cos 2\nu_n\tau_0}{\lambda_{0n}}=$$
$$=\frac{D\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_1\beta^2}+2\left\{-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_1}\beta}\cos\left[\left(\pi-\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_1}\beta}{2\pi}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosec}\frac{\sqrt{x_1}\beta}{2}+\frac{2\pi^2}{x_1\beta^2}\right\}\right]+$$
$$+\frac{E\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_2\beta^2}+2\left\{-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_2}\beta}\cos\left[\left(\pi-\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_2}\beta}{2\pi}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosec}\frac{\sqrt{x_2}\beta}{2}+\frac{2\pi^2}{x_2\beta^2}\right\}\right]+$$
$$+\frac{F\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_3\beta^2}+2\left\{-\frac{\pi^2}{\sqrt{x_3}\beta}\cos\left[\left(\pi-\frac{4\pi\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_3}\beta}{2\pi}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosec}\frac{\sqrt{x_3}\beta}{2}+\frac{2\pi^2}{x_3\beta^2}\right\}\right].\qquad(\text{П6})$$

Или для неосциллирующего режима переноса

$$\widetilde{B}=\frac{B}{a^2\omega_0^{3/2}}=\frac{2(b^*+1)^2}{(2\pi\beta^*)^{1/2}}\frac{\widetilde{V}_1}{\widetilde{V}_2^{1/2}},$$

$$V_1=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\sin^2\nu_n\tau_0}{\lambda_{0n}}=$$
$$=\frac{1}{2}\frac{D\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_1\beta}+2\left\{\frac{2\pi^2}{x_{10}\beta^2}+\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{10}}\beta}\operatorname{cth}\frac{\sqrt{x_{10}}\beta}{2}\right\}\right]+$$
$$+\frac{1}{2}\frac{E\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_2\beta}+2\left\{\frac{2\pi^2}{x_{20}\beta^2}+\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{20}}\beta}\operatorname{cth}\frac{\sqrt{x_{20}}\beta}{2}\right\}\right]+$$
$$+\frac{1}{2}\frac{F\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_3\beta}+2\left\{\frac{2\pi^2}{x_{30}\beta^2}+\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{30}}\beta}\operatorname{cth}\frac{\sqrt{x_{30}}\beta}{2}\right\}\right]-$$
$$-\frac{1}{2}\frac{D\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_1\beta^2}+2\left\{\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{10}}\beta}\operatorname{ch}\left[\left(1-\frac{\tau_0^*}{\beta^*}\right)\frac{\sqrt{x_{10}}\beta}{2}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosech}\frac{\sqrt{x_{10}}\beta}{2}-\frac{2\pi^2}{x_{10}\beta^2}\right\}\right]-$$
$$-\frac{1}{2}\frac{E\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_2\beta^2}+2\left\{\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{20}}\beta}\operatorname{ch}\left[\left(1-\frac{\tau_0^*}{\beta^*}\right)\frac{\sqrt{x_{20}}\beta}{2}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosech}\frac{\sqrt{x_{20}}\beta}{2}-\frac{2\pi^2}{x_{20}\beta^2}\right\}\right]-$$
$$-\frac{1}{2}\frac{F\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_3\beta^2}+2\left\{\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{30}}\beta}\operatorname{ch}\left[\left(1-\frac{\tau_0^*}{\beta^*}\right)\frac{\sqrt{x_{30}}\beta}{2}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosech}\frac{\sqrt{x_{30}}\beta}{2}-\frac{2\pi^2}{x_{30}\beta^2}\right\}\right],$$

$$V_2=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\cos\nu_n\tau_0}{\lambda_{0n}}=$$
$$=\frac{D\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_1\beta}+\left\{\frac{\pi^2}{x_{10}\beta^2}+\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{10}}\beta}\operatorname{ch}\left[\left(1-\frac{4\tau_0}{\beta}\right)\frac{\sqrt{x_{10}}\beta}{2}\right]\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\operatorname{cosech}\frac{\sqrt{x_{10}}\beta}{2}-\frac{2\pi^2}{x_{10}\beta^2}\right\}\right]+$$
$$+\frac{1}{2}\frac{E\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_2\beta^2}+2\left\{\frac{2\pi^2}{x_{20}\beta^2}+\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{20}}\beta}\operatorname{cth}\frac{\sqrt{x_{20}}\beta}{2}\right\}\right]+$$
$$+\frac{1}{2}\frac{F\beta^2}{4\pi^2}\left[-\frac{4\pi^2}{x_3\beta^2}+2\left\{\frac{2\pi^2}{x_{30}\beta^2}+\frac{\pi^2}{\sqrt{x_{30}}\beta}\operatorname{cth}\frac{\sqrt{x_{30}}\beta}{2}\right\}\right].$$

Список литературы

1. *Имри Й.* Введение в мезоскопическую физику. М., 2002.
2. *Caldeira A.O., Leggett A.J.* // Phys. Rev. Lett. 1981. **46**, N 4. P. 211.
3. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1983. **37**, № 7. С. 322.
4. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* // ЖЭТФ. 1986. **91**, № 1(7). С. 318.
5. *Гантмахер В.Ф., Фейгельман М.В.* // УФН. 1998. **168**, № 2. С. 113.
6. *Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В.* Квантовая механика и макроскопические эффекты. М., 1993.
7. *Арынгазин А.К., Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д.* и др. Введение в современную мезоскопику. Пенза, 2003.
8. Transfer processes in low-dimensional systems: Сб. статей / Под ред. А. К. Арынгазина, В. Д. Кревчика, М. Б. Семёнова, K. Yamamoto. Tokyo, Japan, 2005.

9. Управляемое диссипативное туннелирование. Туннельный транспорт в низкоразмерных системах / Под ред. Э. Леггета, А.К. Арынгазина, М.Б. Семёнова и др. М., 2011, 2012.
10. *Бородин П.А., Бухараев А.А., Филатов Д.О.* и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. № 9. С. 71.
11. *Кревчик В.Д., Семёнов М. Б., Зайцев Р.В.* и др. // Изв. вузов. Поволжский регион. Физ.-мат. науки. 2012. № 2 (22). С. 119.
12. *Дахновский Ю.И., Овчинников А.А., Семёнов М.Б.* // ЖЭТФ. 1987. **92**, № 3. С. 955.
13. *Aringazin A.K., Dahnovsky Yu.I., Krevchik V.D.* et al. // Hadronic J. 2004. **27**, N 2. P. 115.
14. *Venkatesan A., Lulla K.J., Patton M.J.* et al. // arXiv: 0912.1281v1 [cond-mat.mes-hall].
15. *Bomze Yu., Mebrahtu H., Borzenets I.* et al. // arXiv: 1010.1527v1 [cond-mat.mes-hall].
16. *Ferry D.K., Goodnick S.M., Bird J.* // http://www.cambridge.org/9780521877480.
17. *da Silva L.G., Dias G.V., Elbio D.* // Phys. Rev. B. 2009. **79**. 155302.
18. *Grodecka A., Machnikowski P., Forstner J.* // arXiv: 0803.1734v2 [cond-mat.mes-hall]. 27 Apr. 2009.
19. *Жуковский Б.Ч., Дахновский Ю.И., Горшков О.Н.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 5. С. 3 (*Zhukovskii V.Ch., Dakhnovskii Yu.I., Gorshkov O.N.* et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2009. **64**, N 5. P. 475).
20. *Жуковский Б.Ч., Дахновский Ю.И., Кревчик В.Д.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2006. № 3. С. 24 (*Zhukovskii V.Ch., Dakhnovskii Yu.I., Krevchik V. D.* et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2006. **61**, N 3. P. 27).
21. *Жуковский В.Ч., Горшков О.Н., Кревчик В.Д.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 1. С. 27 (*Zhukovskii V.Ch., Gorshkov O.N., Krevchik V.D.* et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2009. **64**, N 1. P. 27).
22. *Жуковский В.Ч., Дахновский Ю.И., Кревчик В.Д.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2007. № 2. С. 10 (*Zhukovskii V.Ch., Dakhnovskii Yu.I., Krevchik V.D.* et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2007. **62**, N 2. P. 73).
23. *Filatov D., Shengurov V., Nurgazizov N.* et al. // Fingerprints in the Optical and Transport Properties of Quantum Dots / Ed. by A. Al-Ahmadi. Rijeka, 2012. P. 273.
24. *Maltezopoulos T., Bolz A., Meyer C.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. **91**. P. 196804.
25. *Бухараев А.А., Бердунов Н.В., Овчинников Д.В.* и др. // Микроэлектроника. 1997. **26**, № 3. С. 163.

The influence of local phonon modes in a wide-band matrix on the tunnel current-voltage characteristics of quasi-zero-dimensional structures

V. Ch. Zhukovsky[1,a], **V. D. Krevchik**[2,b], **M. B. Semenov**[2,b], **R. V. Zaytsev**[2,b], **D. O. Filatov**[3,c], **P. V. Krevchik**[2,b], **A. A. Bukharaev**[4,5,d]

[1] *Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

[2] *Physics Department, Penza State University, Penza 440026, Russia.*

[3] *N. I. Lobachevskii University of Nizhniy Novgorod, Nizhniy Novgorod 603950, Russia.*

[4] *E. K. Zavoisky Institute for Physics and Technology, Kazan Scientific Center, Russian Academy of Science, Kazan 420029, Russia.*

[5] *Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan 420000, Russia.*

E-mail: [a] *vlchzh@gmail.com,* [b] *physics@pnzgu.ru,* [c] *dmitry_filatov@inbox.ru,* [d] *a_bukharaev@kfti.knc.ru.*

Experimental results on the visualization of the density of states in InAs/GaSa(001) quantum dots that were obtained by tunnel atomic-force microscopy in an ultrahigh vacuum are presented. A one-dimensional (1D) model of dissipative quantum tunneling is proposed for describing experimental current-voltage characteristics of a tunnel contact between an atomic force microscope probe and the surface of InAs/GaAs (001) quantum dots. It was found that the influence of two local modes of the wide-band matrix on the probability of 1D dissipative tunneling leads to the appearance of several randomly spaced peaks in the field dependence. It was shown that the theoretical dependence agrees qualitatively with experimental the current-voltage characteristic of the atomic force microscope tip and the surface of InAs/GaAs(001) quantum dots.

Keywords: quantum tunneling with dissipation, quantum dots, tunnel current-voltage characteristics.
PACS: 03.65.Xp, 03.65.Sq, 31.15.Gy, 31.15.Kb, 73.40.Gk, 82.20.Xr.
Received 17 March 2014.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2014).

Сведения об авторах

1. Жуковский Владимир Чеславович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зам. зав. кафедрой; e-mail: vlchzh@gmail.com.
2. Кревчик Владимир Дмитриевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, декан; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
3. Семёнов Михаил Борисович - доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
4. Зайцев Роман Владимирович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
5. Филатов Дмитрий Олегович — зав. лабораторией; e-mail: dmitry_filatov@inbox.ru.
6. Кревчик Павел Владимирович — аспирант; тел.: (8412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
7. Бухараев Анастас Ахметович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. лабораторией; профессор; тел.: (843) 231-91-07, e-mail: a_bukharaev@kfti.knc.ru.