

Особенности 2D–бифуркаций для структур с квантовыми точками из коллоидного золота, обладающих свойствами метаматериала

В. Ч. Жуковский¹, В. Д. Кревчик², М. Б. Семенов^{2,*}, П. В. Кревчик², Д. А. Сабурова², И. М. Семенов², А. Д. Смирнова², И. А. Рубцов², И. С. Антонов²

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Пензенский государственный университет, факультет информационных технологий и электроники, кафедра физики. Россия, 440026, Пенза, Красная, д. 40 (Статья поступила 24.01.2021; Подписана в печать 09.02.2021)

В рамках 2D–теории диссипативного туннелирования в квазиклассическом приближении (разреженного газа «инстантон — антиинстантонных пар») при конечной температуре в условиях внешнего электрического поля, исследованы особенности туннельного транспорта для планарных структур с квантовыми точками (КТ) из коллоидного золота, предположительно обладающими свойствами метаматериала. Экспериментально было показано, что, в зависимости от расположения иглы кантилевера комбинированного атомно–силового и сканирующего туннельного микроскопа (AFM / STM), либо над единичной квантовой точкой, либо между двумя соседними квантовыми точками, наблюдались соответственно либо один, либо двойной эффект 2D туннельных бифуркаций (в виде излома(ов) на туннельной ВАХ). Как показывает наша теоретическая модель, именно такой режим двойной бифуркации (двойного сглаженного излома на туннельной ВАХ) связан с проявлением свойств метаматериала исследуемой структурой. Получено убедительное качественное согласие между экспериментальными ВАХ и полевой зависимостью вероятности 2D–диссипативного туннелирования в двух исследованных режимах с учетом наблюдаемых квантовых биений (осцилляций) в окрестности точек 2D–бифуркации.

PACS: 73.40.Gk, 03.65.Xp. УДК: 539.2.

Ключевые слова: 2D–бифуркации, квантовое туннелирование с диссипацией, совмещенный АСМ/ СТМ, массивы Au наночастиц.

ВВЕДЕНИЕ

Наука о квантовом туннелировании с диссипацией впервые была развита в «пионерских» работах Нобелевского лауреата 2003 г. профессора Э. Дж. Леггета [1], академика РАН, профессора кафедры теоретической физики физического факультета МГУ А. И. Ларкина (ИТФ имени Л. Д. Ландау) [2], профессоров Ю. Н. Овчинникова и Б. И. Ивлева (ИТФ имени Л. Д. Ландау) [2–4] и др. (см. также коллективную монографию памяти А. И. Ларкина под редакцией Э. Дж. Леггета [5], с участием соавторов настоящей статьи).

Эффекты 2D–туннельных бифуркаций для квазиодномерных и квазидвумерных матриц Au–квантовых точек (КТ) в тонких диэлектрических пленках во внешнем электрическом поле были теоретически и экспериментально изучены методом туннельной атомно–силовой микроскопии (САФМ) [6–13]. В случае квазиодномерных структур Au–КТ (с размером КТ ~ 5 нм) в диэлектрической пленке на туннельной ВАХ наблюдается единичный излом при положительной полярности смещения, соответствующий эффекту бифуркации 2D–туннелирования, ранее предсказанный нами теоретически [14], а затем этот эффект 2D–бифуркации был

обнаружен на экспериментальных туннельных ВАХ контакта зонда с образцом в системе САФМ в исследуемых планарных структурах с Au–КТ при позиционировании острия АСМ зонда строго над единичной КТ [5, 6]. Получено качественное согласие экспериментальных ВАХ и теоретической полевой зависимости вероятности 2D–диссипативного туннелирования в модельном потенциале 2D–осциллятора для случая параллельного туннелирования в пределе слабой диссипации при конечной температуре во внешнем электрическом поле. В случае квазидвумерных структур с Au–КТ (с размерами КТ от 2 до 5 нм), на экспериментальной ВАХ была обнаружена пара изломов, соответствующих двойному эффекту бифуркаций 2D–туннелирования [15]. Качественное согласие между экспериментальными ВАХ и теоретической полевой зависимостью для вероятности 2D–диссипативного туннелирования было получено для ситуации с эффективно «отрицательной» относительной диэлектрической проницаемостью матрицы среды–термостата, содержащие Au–КТ [15].

Первое упоминание об эффекте бифуркаций 2D–туннелирования было найдено в работе Ю. Н. Овчинникова и Б. И. Ивлева [3] при рассмотрении двумерных систем с взаимодействующими джозефсоновскими контактами. Авторы предположили, что этот эффект может наблюдаться в виде характерного излома в соответствующих туннельных ВАХ, но его наблюдение оказалось трудным

*E-mail: Misha29.02.1@gmail.com

из-за размытия этой особенности токовым шумом в окрестности точки бифуркации. Неустойчивый эффект 2D-бифуркаций для случая антипараллельного туннельного транспорта наблюдался как неустойчивый излом для планарной структуры соединений типа порфиринов, где взаимодействующие протоны туннелируют во встречных направлениях по параллельным координатам реакции при исследовании температурной зависимости соответствующей скорости реакции [5]. Теоретическое исследование эффекта бифуркаций 2D-туннелирования в 2D-потенциалах с различными топологиями было развито в работах В. А. Бендерского и соавторов [5, 16, 17].

Эффект бифуркаций 2D-туннелирования для параллельного переноса взаимодействующих частиц в пределе слабой диссипации с учетом режима квантовых биений в окрестности точки бифуркации, предсказанный нами в более ранней работе [14], наблюдался экспериментально в квазиодномерной матрице КТ Au во внешнем электрическом поле методом туннельной атомно-силовой микроскопии (САФМ) [6].

Раздел 1.2 посвящен недавно выполненному эксперименту по измерению туннельных ВАХ для квазидвумерных массивов Au-КТ.

В разделах 2.1 и 2.2 приведен теоретический расчет вероятности 2D-диссипативного туннелирования с учетом 2D-мод бифуркации в модельном потенциале 2D-осциллятора при конечной температуре во внешнем электрическом поле в пределе слабой диссипации для обеих диэлектрических матриц (эффективно квазиодномерный случай (раздел 2.1) и случай 2D-структур Au-КТ в диэлектрических матрицах (раздел 2.2)).

Раздел 3 дает сравнение полученных экспериментальных и теоретических результатов и сравнивает эффекты 2D-туннельных бифуркаций как для квазиодномерных, так и для квазидвумерных структур с КТ Au. Сделан качественный вывод о том, что можно экспериментально подтвердить теоретически предсказанный эффект 2D-туннельной бифуркации для исследуемых наноструктур.

1. ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ВАХ ДЛЯ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ И КВАЗИДВУМЕРНЫХ СТРУКТУР Au-КТ

А. Экспериментальные ВАХ для квазиодномерных структур Au-КТ

Юрий Николаевич Овчинников (ИТФ имени Л. Д. Ландау) в своей работе [4] показал, что при исследовании проводимости планарных структур гранулированных металлических пленок, где соседние гранулы туннельно связаны между собой, взаимодействие с диэлектрической матрицей — термостатом (the heat-bath), обеспечивающее реальный переход в состоянии, локализованные в «соседнем» кластере, оказывается достаточно малым. Как следствие, туннельный ток

в исследуемых системах можно рассматривать в пределе сравнительно «слабой» диссипации, но достаточной для обеспечения «затухания» двухъямного осцилляторного потенциала, используемого в предлагаемой модели. Кроме того, значительный вклад в туннельный ток может с экспоненциальной точностью оцениваться вероятностью туннелирования [5, 6, 17, 18].

Рис. 1 представляет экспериментальную схему исследований и отдельные характерные туннельные ВАХ, полученные в рамках коллаборации научно-исследовательского центра «Оптика туннельно-связанных наноструктур и наноинженерия поверхности» на базе кафедры «Физика» факультета приборостроения, информационных технологий и электроники политехнического института Пензенского государственного университета с НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета имени Н. И. Лобачевского [19]. При фиксации туннельного тока между острием кантилевера АСМ зонда и ближайшим нанокластером Au-КТ представляется возможным, что из-за неоднородностей на поверхности диэлектрической пленки могут реализоваться параллельные близко расположенные каналы туннельного тока. Если латеральные размеры выступов оказываются меньшими размеров КТ, то при изменении напряжения смещения асимметрия потенциала вдоль координаты z (перпендикулярно подложке) изменяется, и возможно переключение каналов токопереноса: в зависимости от величины напряженности внешнего электрического поля, а также от температуры и относительной диэлектрической проницаемости матрицы-термостата при параллельном синхронном переносе кулоновски взаимодействующих частиц происходит либо устойчивый синхронный (перескок туннелирующими электронами по параллельным каналам точек с одинаковыми координатами в одинаковые моменты времени (или «синхронно»), либо асинхронный перенос. Переключение с одного режима на другой соответствует точке бифуркации, которая будет кратко описана теоретически в разделе 2.1.

На рис. 1,б представлена одна из характерных особенностей ВАХ в виде излома, наблюдаемого при положительных напряжениях смещения, который, как предполагается, связан с изменением режима туннелирования вдоль параллельных каналов в асимметричном двумерном потенциале или наличие точки бифуркации, как описано в [14]. Вблизи этой точки бифуркации на ВАХ наблюдалась небольшая переходная область с отдельной особенностью, которая, вероятно, может соответствовать режиму квантовых биений, предсказанному в [14].

Наконец, при отрицательном напряжении наблюдался характерный одиночный пик, который, как описано в [18], связан с сингулярностью предэкспоненциального множителя в вероятности туннелирования в условиях, когда двухъямный осцилляторный потенциал модели становится симметричным с изменением внешнего

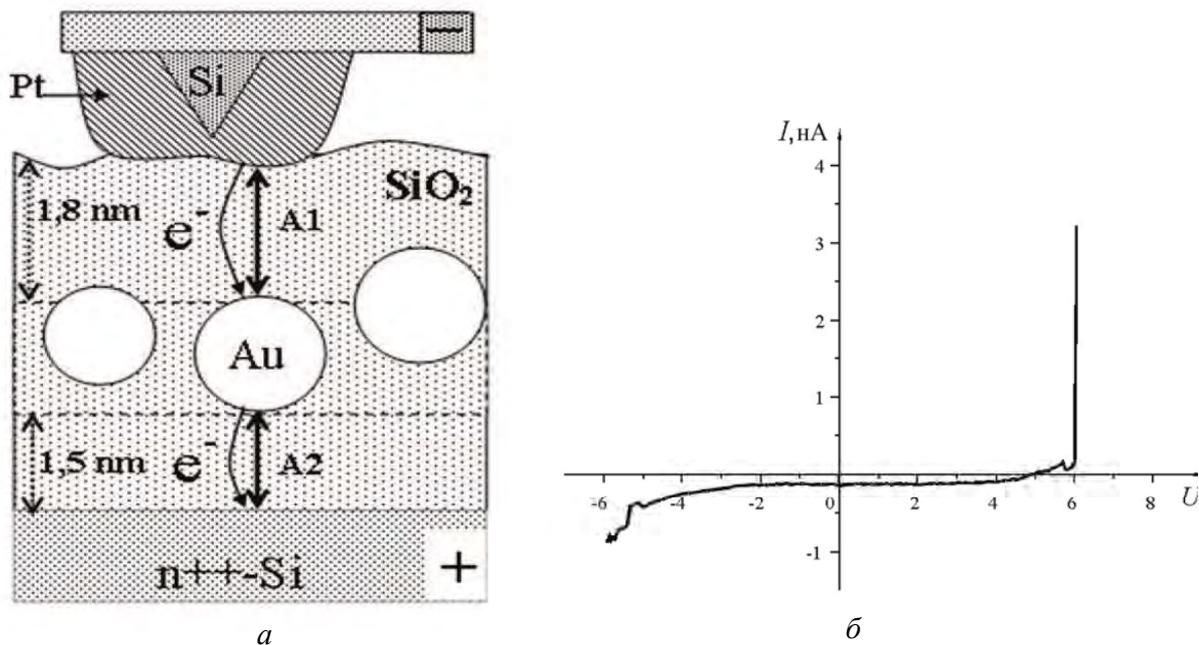


Рис. 1: *а* — Схематическое представление экспериментальной установки для изучения диссипативного туннелирования электронов через отдельные нанокластеры Au, внедренные в туннельно-прозрачную пленку SiO₂ на подложке n⁺-Si методом туннельной атомно-силовой микроскопии (CAFM). A1 — прозрачный потенциальный барьер «зонд-кластер», A2 — барьер «кластер-подложка». *б* — Пример ВАХ контакта АСМ зонда к структуре SiO₂(1.5 нм)/SiO_{2:nc-Au}(1.6 нм)/SiO₂(1.8 нм)/n⁺-Si(100)

электрического поля, которое влияет на величину параметра асимметрии 2D-осцилляторного потенциала.

Выполненный анализ этих теоретически и экспериментально изученных эффектов позволяет заключить, что можно экспериментально наблюдать устойчивые двумерные туннельные бифуркации с диссипацией, что является одним из основных результатов данной работы, и который качественно подтверждает гипотезу, высказанную в работах Э. Дж. Леггета, А. И. Ларкина, Ю. Н. Овчинникова и Б. И. Ивлева [1–5, 17].

В. Экспериментальные ВАХ для квазидвумерных структур Au-КТ

В рамках экспериментальной схемы, описанной в разделе 1.1, была реализована ситуация, когда туннельный ток формировался не через одну Au-КТ (квазиодномерный случай), а через две соседних Au-КТ (квазидвухмерный случай, рис. 2). Были получены следующие туннельные ВАХ (рис. 3), имеющие два «сглаженных» излома.

На экспериментальной кривой (рис. 3,б), помимо «сглаженных» двойных изломов, наблюдались квантовые биения (осцилляции) в окрестности точек двумерных бифуркаций.

В разделе 3 будет проведено качественное сравнение туннельных ВАХ, приведенных на (рис. 3,а) и (рис. 3,б), с полевой зависимостью вероятности 2D-

диссипативного параллельного туннелирования в случае квазидвумерной структуры.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ 2D-ТУННЕЛЬНЫХ БИФУРКАЦИЙ

А. Теоретический расчет 2D-бифуркационного режима в модели 2D-осцилляторного потенциала при конечной температуре во внешнем электрическом поле в пределе слабой диссипации для случая диэлектрической матрицы

Внешнее электрическое поле пропорционально меняет асимметрию двухъямного осцилляторного потенциала:

$$\tilde{U}(q) = \frac{\omega_0^2}{2}(q - b_0)^2\theta(q) + \left[\frac{\omega_0^2}{2}(q + a_0)^2 - \Delta I \right] \theta(-q) - |e|Eq, \quad (1)$$

где параметр $\Delta I = \frac{\omega_0^2}{2}(a_0^2 - b_0^2)$ определяет исходную асимметрию потенциала в отсутствие внешнего электрического поля.

Для использования стандартной модели определения вероятности 2D-диссипативного туннелирования, мы ввели следующие обозначения для перенормированного двухъямного осцилляторного потенциала во

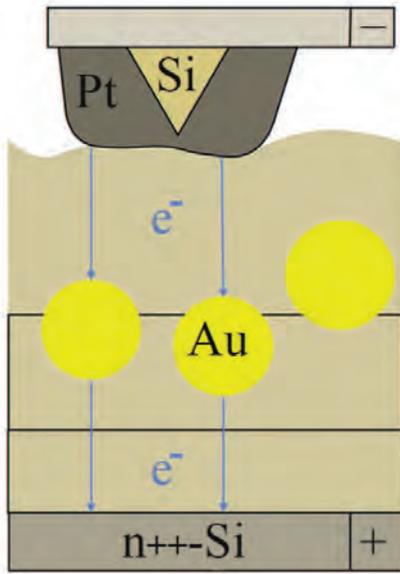


Рис. 2: Схематическое изображение экспериментальной установки для исследования диссипативного туннелирования электронов через 2 Au-КТ, внедренные в туннельно-прозрачную пленку SiO₂ на подложке n⁺-Si методом туннельной АСМ

внешнем электрическом поле: $q_1 = b = b_0 + \frac{|e|E}{\omega_0^2}$,
 $q_0 = a = a_0 - \frac{|e|E}{\omega_0^2}$.

Для случая параллельно туннелирующих частиц выберем функцию 2D-потенциальной энергии $U_1(R_1, R_2)$ в следующей форме (см. [14]):

$$U_1(R_1, R_2) = \frac{\omega^2(R_1 + a)^2}{2} \theta(-R_1) + \left[-\Delta I + \frac{\omega^2(R_1 - b)^2}{2} \right] \theta(R_1) + \frac{\omega^2(R_2 + a)^2}{2} \theta(-R_2) + \left[-\Delta I + \frac{\omega^2(R_2 - b)^2}{2} \right] \theta(R_2) - \frac{\alpha(R_1 - R_2)^2}{2}, \quad (2)$$

где $\Delta I = \frac{1}{2}\omega^2(b^2 - a^2)$ является «теплотой реакции» или параметром асимметрии потенциала; α – коэффициент взаимодействия между туннелирующими частицами, который в диполь-дипольном приближении зависит от величины относительной диэлектрической проницаемости среды-термостата (или диэлектрической матрицы), ($\alpha > 0$), $R_{1,2}$ – параллельные координаты туннелирования частиц.

Принимая во внимание взаимодействие частиц, туннелирующих через параллельные каналы, реконструкция потенциала становится по существу двумерной. При определенном значении приложенного напряжения потенциал становится симметричным.

В рамках стандартной 2D-модели диссипативного туннелирования в пределах слабой диссипации [14], мы получим

$$S\{R_1, R_2\} = \int_{-\beta/2}^{\beta/2} \left\{ \frac{\dot{R}_1^2}{2} + \frac{\dot{R}_2^2}{2} + V(R_1, R_2) + \frac{1}{2} \int_{-\beta/2}^{\beta/2} D(\tau - \tau') [R_1(\tau) + R_2(\tau)] \times [R_1(\tau') + R_2(\tau')] d\tau' \right\} d\tau, \quad (3)$$

где

$$D(\tau) = \frac{1}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D(\nu_n) e^{i\nu_n \tau}, \quad (4)$$

$\beta = \frac{\hbar}{k_B T}$ – обратная температура, (\hbar , k_B , а также массы частиц, как и ранее, предполагаются равными 1, для обезразмеривания используется масса электрона), $\nu_n = 2\pi n/\beta$ – Мацубаровские частоты; и, наконец, $D(\tau)$ – функция Грина фононов, где $D(\nu_n) = -\sum_i \frac{C_i^2}{(\omega_i^2 + \nu_n^2)} = -\sum_i \frac{C_i^2}{\omega_i^2} + \xi_n$ и где C_i – коэффициент электрон-фононного взаимодействия, ω_i – частоты локальных фононных мод (см. в [5], стр. 234).

Двумерная квазиклассическая траектория (инстантон), которая минимизирует функционал действия, определяется из следующей системы квазиклассических уравнений движения [14]

$$\frac{\delta S}{\delta R_1} = 0, \quad \frac{\delta S}{\delta R_2} = 0. \quad (5)$$

Мы ищем решение системы этих уравнений в следующей форме:

$$R_1(\tau) = \frac{1}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n^{(1)} e^{i\nu_n \tau}, \quad (6)$$

$$R_2(\tau) = \frac{1}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_n^{(2)} e^{i\nu_n \tau}.$$

Решения системы уравнений (5) находятся в предположении одновременного начала туннелирования частиц. Времена τ_1 и τ_2 соответствуют моментам прохождения вершин барьеров частицами вдоль соответствующих координат реакции и могут быть найдены из следующих уравнений [14]

$$R_1(\tau_1) = 0, \quad R_2(\tau_2) = 0. \quad (7)$$

В случае параллельного движения туннелирующих частиц (потенциальная энергия $U_1(R_1, R_2)$, (2)), действие S как функция параметров τ_1 и τ_2 имеет следующий вид [14]

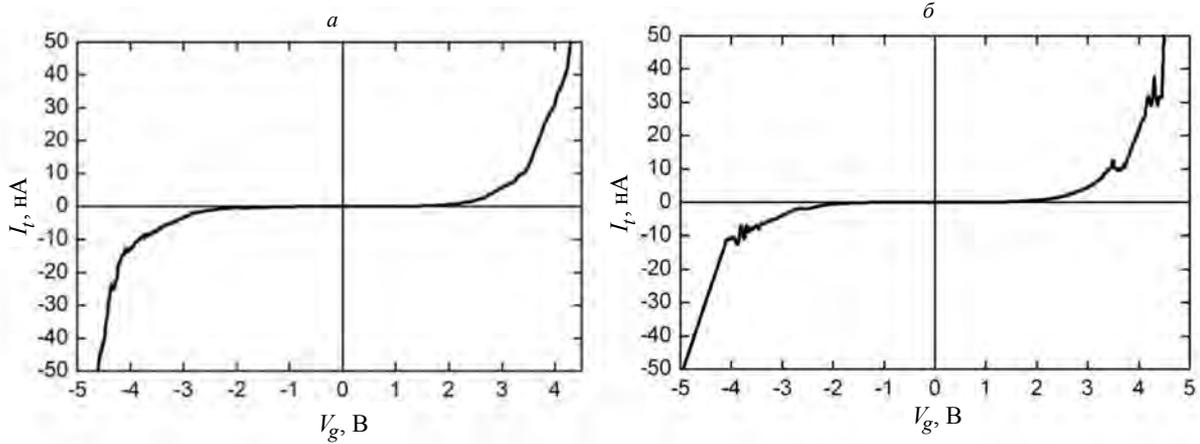


Рис. 3: Пример ВАХ контакта АСМ зонда к структуре SiO₂(1.5 нм)/SiO_{2:nc-Au}(1.6 нм)/SiO₂(1.8 нм)/n⁺-Si(100), измеренных при позиционировании АСМ зонда между двумя Au КТ (рис. 2): а — со «сглаженными» двойными изломами (без квантовых биений); б — с квантовыми биениями

$$S = 2a(b+a)(\tau_1 + \tau_2)\omega^2 - \frac{\omega^2(a+b)^2(\tau_1 + \tau_2)^2}{\beta} - \frac{\omega^4(a+b)^2(\tau_1 - \tau_2)^2}{(\omega^2 - 2\alpha)\beta} - \frac{2\omega^4(a+b)^2}{\beta} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{(\sin \nu_n \tau_1 + \sin \nu_n \tau_2)^2}{\nu_n^2(\nu_n^2 + \omega^2 + \xi_n)} + \frac{(\sin \nu_n \tau_1 - \sin \nu_n \tau_2)^2}{\nu_n^2(\nu_n^2 + \omega^2 - 2\alpha)} \right\}, \quad (8)$$

где величины ξ_n в пределе слабой диссипации могут быть приравнены 0, т.е. если мы пренебрегаем взаимодействием туннелирующих частиц с осцилляторами среды.

Мы вводим обозначения: $\varepsilon = \varepsilon^* \omega = (\tau_1 - \tau_2)\omega$;

$\tau = 2\tau^* \omega = (\tau_1 + \tau_2)\omega$; $\beta^* = \beta\omega/2$; $\alpha^* = 2\alpha/\omega^2$; $b^* = b/a$, $b \geq a$.

Если пренебречь взаимодействием с фононами (осцилляторами среды), тогда $\xi_n = 0$, и действие S (8) как функция параметров ε и τ принимает вид

$$S = (a+b)\omega\tau \left(2a - \frac{a+b}{2} \left[1 + \frac{1}{1-\alpha^*} \right] \right) + \frac{\omega(a+b)^2}{2} (\tau - |\varepsilon|) \times \frac{\alpha^*}{1-\alpha^*} - \frac{\omega(a+b)^2}{2} \left\{ -\text{cth} \beta^* + \frac{1}{\text{sh} \beta^*} [\text{ch}(\beta^* - \tau) \text{ch} \varepsilon + \text{ch}(\beta^* - \tau) - \text{ch}(\beta^* - |\varepsilon|)] \right\} - \frac{\omega(a+b)^2}{2(1-\alpha^*)^{3/2}} \left\{ -\text{cth}(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*}) + \frac{1}{\text{sh}(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*})} [\text{ch}((\beta^* - \tau) \sqrt{1-\alpha^*}) \times \text{ch}(\varepsilon \sqrt{1-\alpha^*}) - \text{ch}((\beta^* - \tau) \sqrt{1-\alpha^*}) + \text{ch}((\beta^* - |\varepsilon|) \sqrt{1-\alpha^*})] \right\}. \quad (9)$$

Мы перепишем соотношения (7) в виде

$$\begin{cases} \text{sh} \varepsilon [\text{ch} \tau \text{cth} \beta^* - \text{sh} \tau - \text{cth} \beta^*] + \frac{1}{1-\alpha^*} \text{sh}(\varepsilon \sqrt{1-\alpha^*}) \times \\ \times [\text{ch}(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) \text{cth}(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*}) - \text{sh}(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) + \text{cth}(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*})] = 0 \\ 3 - \frac{4}{1+b^*} - \frac{1}{1-\alpha^*} + \text{ch} \varepsilon [\text{sh} \tau \text{cth} \beta^* - \text{ch} \tau - 1] + \text{sh} \tau \text{cth} \beta^* - \\ - \text{ch} \tau + \frac{1}{1-\alpha^*} \text{ch}(\varepsilon \sqrt{1-\alpha^*}) [\text{sh}(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) \text{cth}(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*}) - \text{ch}(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) + \\ + 1] - \frac{1}{1-\alpha^*} [\text{sh}(\tau \sqrt{1-\alpha^*}) \text{cth}(\beta^* \sqrt{1-\alpha^*}) - \text{ch}(\tau \sqrt{1-\alpha^*})] = 0 \end{cases} \quad (10)$$

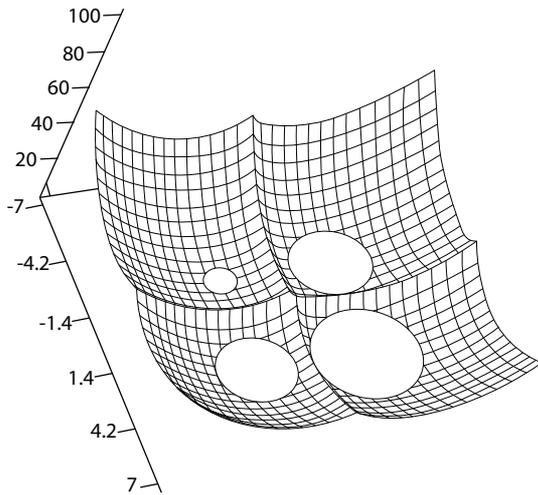


Рис. 4: Поверхность потенциальной энергии (2) как функция координат реакции для частиц, движущихся параллельно по координате z (от зонда АСМ до ближайшей Au–КТ), ($a = 2$; $b = 2.5$; $\alpha^* = \frac{2\alpha}{\omega^2} = 0.0001$)

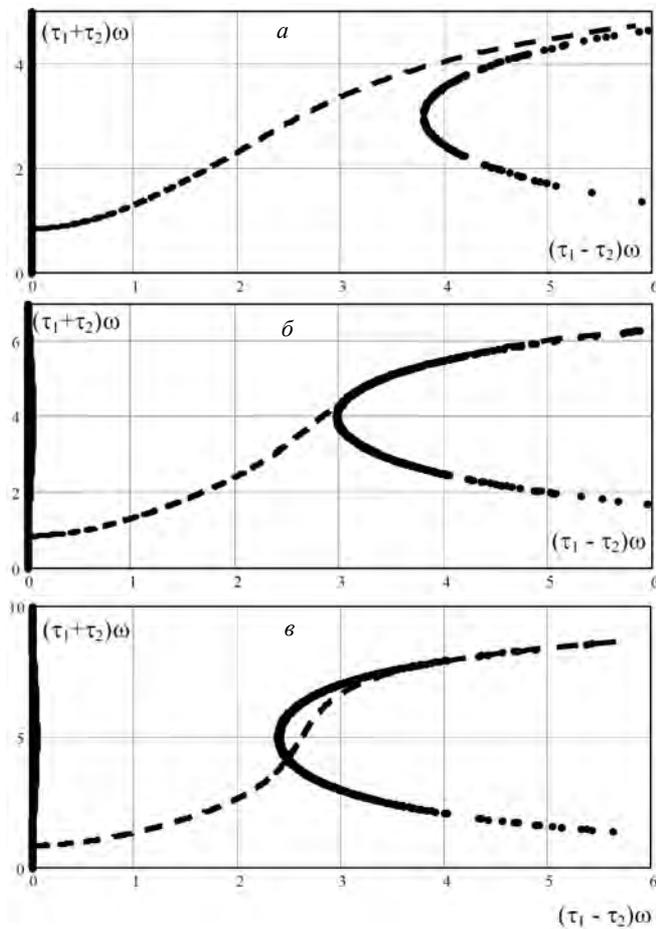


Рис. 5: Результаты численного решения системы трансцендентных уравнений (10)

В дополнение к всегда существующему решению $\tau_1 = \tau_2$, на рис. 5, б и в появляются дополнительные решения (с увеличением параметра β или понижением температуры). На рис. 5, б показан момент (бифуркация) появления дополнительного решения, более предпочтительного по величине квазиклассического действия. На рис. 5, в уже есть два таких дополнительных решения, но только одно из них является предпочтительным по величине действия (в случае, когда эти решения близки, реализуется режим квантовых биений).

В. Теоретический расчет 2D— бифуркационных мод в модельном потенциале 2D-осциллятора при конечной температуре во внешнем электрическом поле в пределе слабой диссипации для матрицы, обладающей свойствами метаматериала

В случае исследуемых квазидвумерных структур Au–КТ мы имеем дело с ситуацией, когда эти структуры могут иметь свойства метаматериала, то есть относительная диэлектрическая проницаемость матрицы среды - термостата эффективно становится «отрицательной», и при этом коэффициент взаимодействия туннелирующих частиц в диполь-дипольном приближении также становится отрицательным ($\alpha < 0$). Как и в случае численного анализа системы уравнений (10), можно определить бифуркационные туннельные траектории для определенных значений температуры, либо параметра асимметрии потенциала (связанного с величиной внешнего электрического поля), либо коэффициента взаимодействия α ($\alpha < 0$), который зависит от относительной диэлектрической проницаемости, отрицательной для метаматериалов. Численный анализ системы (10) также позволяет выявить тонкую структуру перехода в окрестности точки бифуркации, то есть режим квантовых биений (осцилляций) для параллельного переноса туннелирующих частиц.

Этот численный анализ показан на рис. 6 (и, как легко убедиться, отличается от аналогичного результата, представленного на рис. 5).

В процессе исследования зависимости вероятности 2D–туннелирования от величины напряженности электрического поля выявлены области устойчивых двумерных бифуркаций. В окрестности начальной точки (как и в окрестности конечной точки) устойчивого режима двумерных бифуркаций, реализуется механизм квантовых биений, где действуют конкурирующие механизмы синхронного и асинхронного туннельного переноса частиц. Выявлены области реализации устойчивого эффекта двумерных бифуркаций и численно проанализированы соответствующие границы существования двумерных бифуркаций при задании параметров управления (обратной температуры β , относительной диэлектрической проницаемости термостата ε и параметра асимметрии для 2D–потенциала системы b , слабо нелинейно зависящего от величины напряженности внешнего электрического поля), а также проанализи-

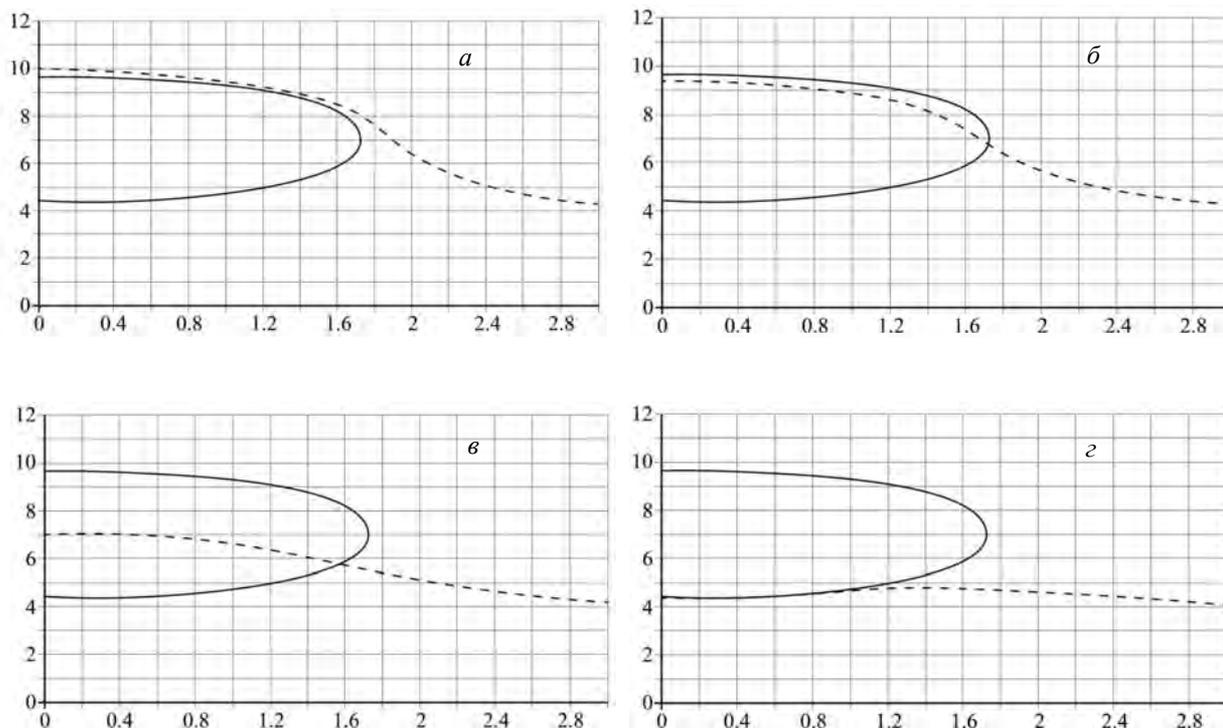


Рис. 6: Численное решение системы (10) для случая $\alpha < 0$. Переход от рисунка (а) к рисунку (г) сопровождается увеличением напряженности электрического поля

рована динамика изменения этих областей (рис. 7).

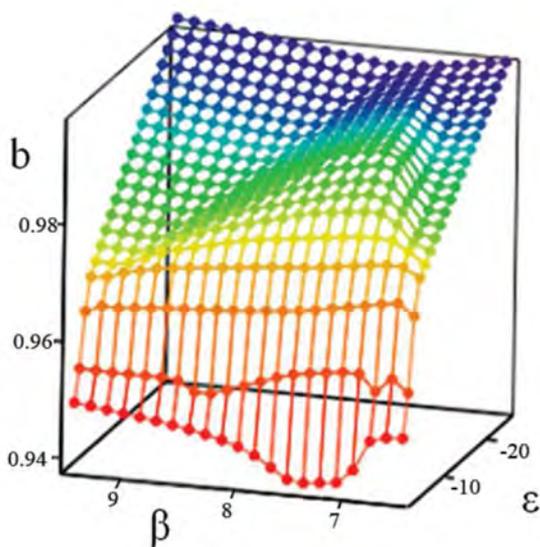


Рис. 7: «Фазовая» диаграмма для реализации устойчивых бифуркаций тока 2D-туннелирования в матрице, обладающей свойствами метаматериала [20–22] в зависимости от параметров управления: обратной температуры, напряженности электрического поля или значения (отрицательного) относительной диэлектрической проницаемости матрицы среды-термостата

На рис. 7 представлена «фазовая» диаграмма реализации устойчивого режима 2D-бифуркаций для туннельного тока (в случае квазидвумерной структуры Au–КТ) в матрице, в зависимости от параметров управления: обратной температуры, величины напряженности электрического поля (или параметра асимметрии потенциала) и величины (отрицательной) относительной диэлектрической проницаемости матрицы среды-термостата.

В результате, исследована взаимосвязь напряженности внешнего электрического поля, при которой реализуются устойчивые двумерные бифуркации, от величины обратной температуры.

3. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО И ТЕОРЕТИЧЕСКИ ЭФФЕКТОВ 2D-ТУННЕЛЬНЫХ БИФУРКАЦИЙ КАК ДЛЯ СЛУЧАЯ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ, ТАК И КВАЗИДВУМЕРНЫХ СТРУКТУР С Au–КТ

Как отмечалось в разделе 2.1, решение системы (10) позволяет идентифицировать бифуркацию 2D-туннельных траекторий при определенном значении параметра обратной температуры β^* , или параметра асимметрии 2D-потенциала $b^* = b/a$, связанного с величиной напряженности приложенного электрического поля, или коэффициента взаимодействия туннелирующих частиц $\alpha^* = 2\alpha/\omega^2$, (где $\alpha = \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0 R^3}$, в частности,

зависит от относительной диэлектрической проницаемости матрицы среды–термостата ε ; проблема изучения двумерных бифуркаций с диссипацией при изменении параметра ε может представлять отдельный интерес). Численный анализ системы (10) также позволяет выявить тонкую структуру перехода в окрестности точки бифуркации, а именно режим квантовых биений (осцилляций) для параллельного переноса туннелирующих частиц. В результате вероятность 2D-туннелирования с экспоненциальной точностью определяется как $\Gamma = \exp(-S)$, где S задается выражением (9), с учетом решения системы (10). Поскольку мы планируем качественное сравнение полевой зависимости рассчитанной вероятности 2D-туннелирования с существующей экспериментальной туннельной ВАХ для системы «игла кантилевера АСМ зонда — нанокластеры Au (квазиодномерные структуры Au-КТ)» (см. раздел 1.1)), то фактически необходимую полевую зависимость мы получаем через зависимость от параметра асимметрии 2D- потенциала. Результат сравнения этой теоретической кривой с экспериментальной ВАХ показан ниже на рис. 8. Необходимо, учитывать, что мы рассматриваем две области изменения электрического поля: при положительном напряжении с реализацией 2D-бифуркационного режима и при отрицательном напряжении с достижением случая симметричного потенциала, который при реализации синхронного туннельного переноса по параллельным координатам дает в удвоенном предэкспоненциальном множителе наблюдаемую экспериментально особенность типа одиночного пика в этом случае.

Условия применимости рассматриваемой модели обусловлены *квазиклассическим* приближением разреженного газа «инстантон–антиинстантонных пар» и обсуждались в [4, 5, 17]. (Хорошо известно, что квазиклассическая траектория $q(\tau)$ представляет собой сумму двух траекторий — инстантона и антиинстантона. Если τ_0 (параметр «центра инстантона») велико, то можно считать, что инстантон и антиинстантон взаимодействуют слабо. Однако, при малых τ_0 такое приближение неверно. Поэтому мы должны говорить не об идеальном инстантонном газе, а о разреженном газе «инстантон — антиинстантонных пар». Формально этот критерий «разреженности» можно определить как $\Gamma \ll (\Delta\tau)^{-1}$, где Γ — вероятность туннелирования, а $\Delta\tau$ — ширина перехода от положительного значения инстантонной траектории к отрицательному [5, стр. 333]) В рассматриваемой модели кулоновские эффекты могут быть подавлены, если начальная энергия частицы в КТ существенно превышает энергию кулоновского отталкивания: $U_0 \gg \frac{e^2}{a_0 + b_0}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, обобщая результаты наших работ [6, 14], получено качественное сравнение теорети-

ческих кривых для вероятности диссипативного 2D-туннелирования как функции приложенного электрического поля с учетом точки бифуркации (при положительном напряжении) и наличия единичного пика в случае симметричного потенциала (с отрицательным напряжением) с отдельными экспериментальными ВАХ для системы «игла кантилевера АСМ зонда — нанокластеры Au», полученные группой соавторов из Нижегородского государственного университета имени Н.И.Лобачевского (в рамках существующей коллаборации научно-исследовательского центра «Оптика туннельно-связанных наноструктур и наноинженерия поверхности» на базе кафедры «Физика» факультета приборостроения, информационных технологий и электроники политехнического института Пензенского государственного университета с НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» национального исследовательского Нижегородского государственного университета имени Н.И.Лобачевского). Эти результаты показаны на рис. 8.

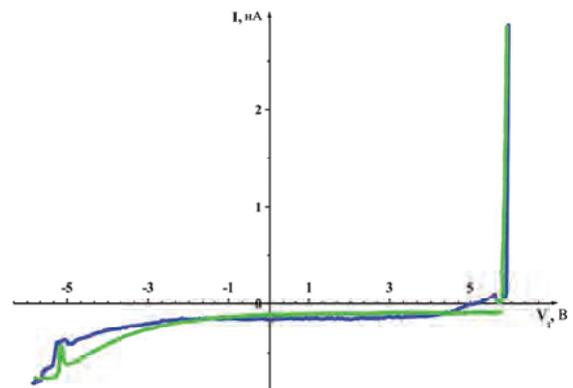


Рис. 8: Сравнение теоретической кривой (серая кривая) для вероятности двумерного диссипативного параллельного туннелирования с экспериментальной ВАХ, приведенной на рис. 1.б (черная кривая)

В дополнение к довольно хорошему качественному согласию между теоретической и экспериментальной зависимостями (за исключением небольших переходных областей), результат этой работы позволяет сделать вывод, что устойчивая двухмерная бифуркация (изменение режима туннелирования с синхронного на асинхронный), предсказанная в нашей более ранней работе [14], была найдена экспериментально. Вблизи этой точки (резкий излом в ВАХ) небольшой локальный минимум может быть следствием квантовых биений, также описанного в [14] и учтенного в численном анализе, представленном на рис. 8. В случае квазидвумерных структур Au-КТ, как отмечено в разделе 2.2, мы получаем на полевой зависимости вероятности 2D-диссипативного туннелирования не один, а два характерных излома. Результат сравнения этой полевой зависимости с экспериментальной ВАХ (рис. 3) пока-

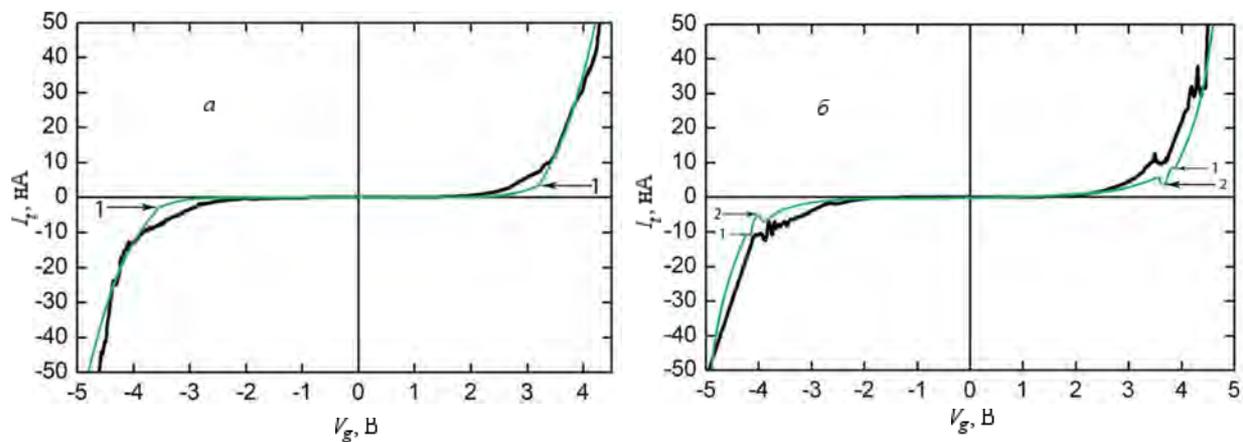


Рис. 9: Сравнение экспериментальной ВАХ (черная кривая) для квазидвумерных структур Au–КТ, обладающих свойствами метаматериала (рис. 2, 3), с полевой зависимостью вероятности 2D–диссипативного туннелирования (серая кривая) рассчитанной в разделе 2.2 в пределе слабой диссипации. Случай (а) соответствует «сглаженным» двойным изломам (1) или двумерным бифуркациям без режима квантовых биений. В случае (б) помимо «сглаженных» двойных изломов (1) (или режима двойных 2D–бифуркаций), режим квантовых биений (2) также наблюдался в окрестности точек двумерных бифуркаций

зан на рис. 9.

Ранее в своем обзоре [1] Э. Дж. Леггет поставил «сверхзадачу» экспериментального наблюдения макроскопических квантовых эффектов диссипативного туннелирования. Возможности и развитие современной технологии наноструктур приблизили реализацию этой задачи. Мы надеемся, что этой работой мы сделаем наш скромный вклад в ее решение.

Благодарности

Авторы благодарят профессора Э. Дж. Леггета и Ю. Н. Овчинникова (который впервые вместе

с Б. И. Ивлевым предсказал эффект бифуркаций 2D–туннелирования) за полезные обсуждения, а также А. В. Зенкевича и Ю. А. Матвеева (Национальный исследовательский университет «Московский физико-технический институт МФТИ») за изготовление образцов для экспериментальных исследований.

Авторы благодарят ИПЛИТ РАН, ЦКП МГУ имени М. В. Ломоносова и НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ имени Н. И. Лобачевского и профессора Д. О. Филатова за помощь при выполнении экспериментальной части данной работы.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ 0748-2020-0012 и гранта РФФИ 18-42-130007 р_а.

-
- [1] Caldeira A. O., Leggett A. J. // Ann. of Phys. 1983. **149**, N 2. P. 374.
- [2] Larkin A. I., Ovchinnikov Yu. N. // Phys. Rev. 1983. **B 28**, N 11. P. 6281
- [3] Ивлев Б. И., Овчинников Ю. Н. // ЖЭТФ. 1987. **93**. С. 668; (Iulev B. I., Ovchinnikov Yu. N. // Journal of Experimental and Theoretical Physics (JETP). 1987. **66**, No. 2, P. 378).
- [4] Ovchinnikov Yu. N. // JETP. 2007. **131**, № 2, P. 286.
- [5] Bendersky V. A., Leggett A. J., Ovchinnikov Yu. N., Krevchik V. D., Semenov M. B., Dahnovsky Yu. I., Gorshkov O. N., Filatov D. O. et. al. Controlled dissipative tunneling. Tunnel transport in low-dimensional systems. Monograph dedicated to the memory of prof. A. I. Larkin. Ed. by A. J. Leggett. Moscow: Fizmatlit, 2011–2012.
- [6] Жуковский В. Ч., Кривчик В. Д., Семенов М. Б., Филатов Д. О. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 5. С. 3. (Zhukovsky V. Ch., Krevchik V. D., Semenov M. B., Filatov D. O. et. al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2009. **64**, N 5. P. 475).
- [7] Зенкевич А. В., Лебединский Ю. Ю., Тимофеев А. А. и др. // Перспективные материалы. 2008. № 4. С. 5.
- [8] Zenkevich A. V., Lebedinskii Yu. Yu., Timofeyev A. A. et al. // Appl. Surf. Sci. 2009. **255**, N 10. P. 5355.
- [9] Zenkevich A. V., Lebedinskii Yu. Yu., Gorshkov O. N. et al. // Advances in Diverse Industrial Applications of Nanocompositess. Ed. B. Reddy. Rijeka: InTech, 2011. P. 317-340.
- [10] Wolf de P., Brazel E., Erickson A. // Mater. Sci. Semicond. Process. 2001. **4**, N 1-3. P. 71.
- [11] Eyben P., Xu M., Duhaion N. et al. // J. Vac. Sci. Techn. B. 2002. **20**, N 1. P. 471.
- [12] Бухараев А. А., Бердунов Н. В., Овчинников Д. В. и др. // Микроэлектроника. 1997. **26**, № 3. С. 163.
- [13] Лапина М. А., Филатов Д. О., Антонов Д. А. // Поверхность, Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2008. № 8. С. 616.
- [14] Krevchik V. D., Semenov M. B., Ovchinnikov A. A., Yamamoto K. et. al // Phys. Rev. B. 2003. **68**. P. 155426.
- [15] Semenov M. B., Krevchik V. D., Filatov D. O., Shkurinov

- A. P., Wang Y.H. et. al // Technical Physics. 2020. 65, N 11, P. 1717.*
- [16] *Benderskii V.A., Vetoshkin E.V., Trommsdorff H.P., Kats E.I. // Phys. Rev. E. 2003. 67. P. 026102.*
- [17] *Dahnovsky Yu, Krevchik V.D., Krivon V.Ya., Semenov M.B., Yamamoto K, Shorokhov A.V. et.al. Transfer processes in low-dimensional systems. UT Research Institute Press, Tokyo, Japan, 2005.*
- [18] *Жуковский В.Ч., Горшков О.Н., Кревчик В.Д., Семенов М.Б. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 1. С.27. (Zhukovsky V.Ch., Gorshkov O.N., Krevchik V.D, Semenov M.B. et. al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2009. 64, N 1.).*
- [19] *Filatov D., Guseinov D., Antonov I., Kasatkin Al., Gorshkov O. // RSC (Royal Society of Chemistry) Adv. 2014. 4. P. 57337.*
- [20] *Engheta N., Ziolkowski R.W. Metamaterials: Physics and Engineering Explorations. John Wiley & Sons & IEEE Press, 2006.*
- [21] *Valentine J. et al. // Nature. 2008. 455(7211). P. 376.*
- [22] *National Science Review, Special issue «Metamaterials Collection». 2018. N 5.*

Features of 2D–bifurcations for structures with quantum dots of colloidal gold possessing the properties of a metamaterial

V. Ch. Zhukovsky¹, V. D. Krevchik², M. B. Semenov^{2,a}, P. V. Krevchik², D. A. Saburova², I. M. Semenov²,
A. D. Smirnova², I. A. Rubtsov², I. S. Antonov²

¹*Department of Theoretical Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

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

E-mail: ^aMisha29.02.1@gmail.com

In framework of the 2D–dissipative tunneling theory in approximation of a rarefied gas of the «instanton - antiinstanton pairs» at a finite temperature under the conditions of an external electric field, the features of tunneling transport for planar structures with quantum dots (QDs) from colloidal gold, that have metamaterial properties, have been studied. It was experimentally shown that, depending on the positioning of the cantilever needle of a combined atomic force and scanning tunneling microscope (AFM/STM), either above a single quantum dot or between two neighboring quantum dots, either a single or double effect of 2D–tunneling bifurcations have been observed, respectively. It is such a double bifurcation regime, as our theoretical model has shown, that is associated with the manifestation of the metamaterial properties by the structure under study. A convincing qualitative agreement between the experimental I–V characteristics and the field dependence of the 2D–dissipative tunneling probability in the two studied modes, taking into account the observed quantum beats in the vicinity of the 2D–bifurcation points, has been obtained.

PACS: 73.40.Gk, 03.65.Xp.

Keywords: 2D- bifurcations, quantum tunneling with dissipation, combined AFM/STM, Au-nanoparticles arrays.

Received 24 January 2021.

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; e-mail: physics@pnzgu.ru.
3. Семенов Михаил Борисович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; e-mail: Misha29.02.1@gmail.com.
4. Кревчик Павел Владимирович — аспирант; e-mail: physics@pnzgu.ru.
5. Сабурова Дарья Анатольевна — студент; e-mail: physics@pnzgu.ru.
6. Семенов Иван Михайлович — студент; e-mail: physics@pnzgu.ru.
7. Смирнова Алина Дмитриевна — студент; e-mail: physics@pnzgu.ru.
8. Рубцов Илья Александрович — студент; e-mail: physics@pnzgu.ru.
9. Антонов Илья Сергеевич — студент; e-mail: physics@pnzgu.ru.