

Управляемое диссипативное туннелирование во внешнем электрическом поле

В. Ч. Жуковский^{1а}, О. Н. Горшков², В. Д. Кревчик³, М. Б. Семенов^{3б}, Е. В. Грозная³,
Д. О. Филатов², Д. А. Антонов²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2; ²НИФТИ при ННГУ им. Н. И. Лобачевского. Нижний Новгород; ³ПГУ, кафедра физики. 440026, Пенза, ул. Красная, д. 40.
E-mail: ^аvchzh@gmail.com; ^бphysics@pnzgu.ru.

Исследуется управляемость диссипативного туннелирования в системе туннельно-связанных квантовых точек (квантовой молекуле) или системе «игла кантилевера АСМ/СТМ — квантовая точка», моделируемых двухъямным осцилляторным потенциалом, взаимодействующим с термостатом, во внешнем электрическом поле. Полученные результаты качественно соответствуют отдельным экспериментальным ВАХ для системы «платинированная игла кантилевера АСМ/СТМ — циркониевая квантовая точка», полученным в НИФТИ при ННГУ им. Н. И. Лобачевского.

PACS: 73.40 Gk, 82.20 Xg, 03.65 Xp, 31.15 Gy.

Ключевые слова: диссипативное туннелирование, квантовые точки, квантовые молекулы.

Статья поступила 18.01.2008, подписана в печать 04.02.2008.

Туннелирование частиц представляет собой фундаментальное микроскопическое явление, с которым мы встречаемся в различных областях физики и химии [1–11]. Квантовое туннелирование оказывается важным при исследовании электронного транспорта через молекулярные нити, структуры с квантовыми точками (КТ), или ямами, а также в низкотемпературных химических реакциях. Многие из отмеченных систем рассматриваются с позиций инстантонного подхода. Вычисление константы туннелирования, основанное на инстантонном приближении, делает все перечисленные явления в некотором смысле «подобными». В химических реакциях константа скорости предполагает экспоненциальную эволюцию для вероятности переноса, тогда как в электронных приборах константа скорости определяет туннельный ток. В работе Ю. Н. Овчинникова [6] было показано, что проводимость гранулированных металлических пленок связана с процессами туннелирования между соседними гранулами, а также, что взаимодействие с термостатом, обеспечивающее реальный переход в состояния, локали-

зованные в «соседнем» кластере, достаточно мало. Таким образом, характеристики туннельного тока в изучаемых системах можно рассматривать в пределе сравнительно «слабой» диссипации, но достаточной для обеспечения «распадности» двухъямного осцилляторного потенциала, используемого в предлагаемой модели. Кроме того, существенный вклад в туннельный ток может дать вероятность туннелирования, оцененная с точностью до предэкспоненциального фактора. На рис. 1 представлена экспериментальная схема исследований и отдельные вольт-амперные характеристики, полученные экспериментальной группой (О. Н. Горшков, Д. О. Филатов и др.) в НИФТИ при ННГУ им. Н. И. Лобачевского. Одной из характерных особенностей ВАХ (см., напр., кривую 3) на рис. 1) является наличие единичного пика на растущей части кривой с последующим выходом на «плато» при положительном приложенном напряжении и отсутствие упомянутого пика при отрицательном приложенном напряжении. Похожая зависимость была продемонстрирована в недавней экспериментальной работе [7], где

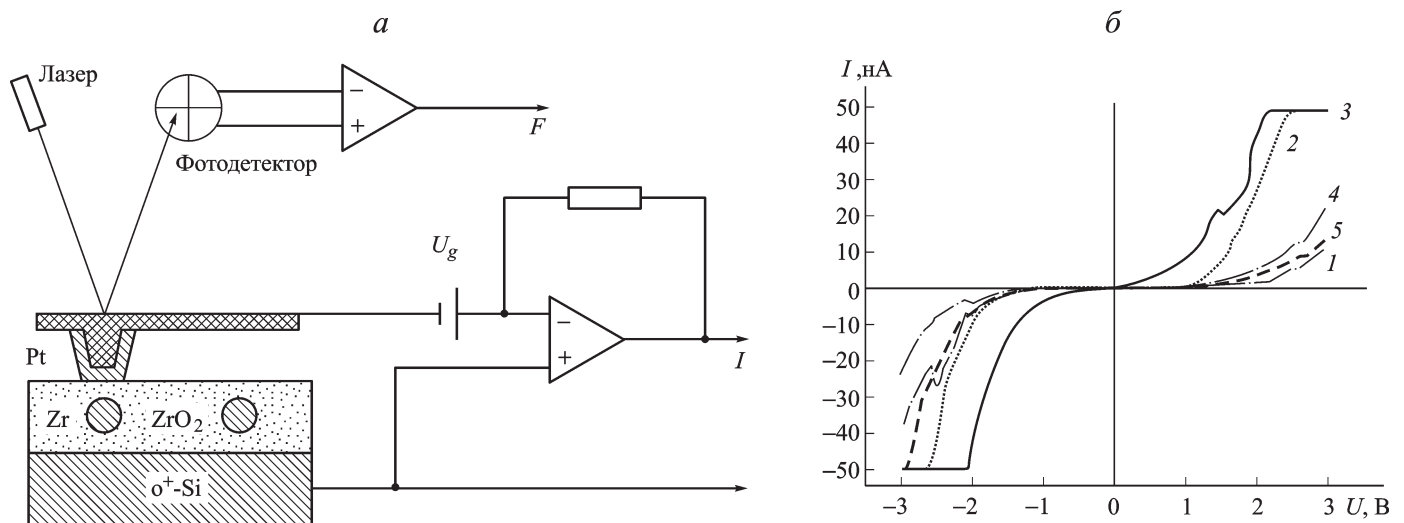


Рис. 1. Схема экспериментальной установки с использованием совмещенного АСМ/СТМ (а) и отдельные полученные туннельные ВАХ (б)

исследовались ВАХ между иглой кантилевера из золота и квантовой точкой из того же металла. При этом каналы туннельного тока реализовывались через присоединенные молекулы ДНК. Теоретическая возможность использовать науку о диссипативном туннелировании для систем с АСМ/СТМ¹ была продемонстрирована в [8].

Учет влияния электрического поля на асимметричный двухъямный осцилляторный потенциал:

$$\bar{U}(q) = \frac{\omega_0^2}{2}(q-b)^2\theta(q) + \left[\frac{\omega_0^2}{2}(q+a)^2 - \Delta I \right] \theta(-q) - |e|Eq,$$

где параметр $\Delta I = \frac{\omega_0^2}{2}(a^2 - b^2)$ определяет исходную асимметрию потенциала в отсутствие поля, как известно, приводит к изменению величины асимметрии, пропорциональной величине поля

$$\Delta \bar{U} = \bar{U}_2(a^*) - \bar{U}_1(b^*) + \frac{\omega_0^2}{2}(a^2 - b^2) = |e|E(a+b) \sim E,$$

$$\text{где } \bar{U}_1(b^*) = -b|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2}, \quad \bar{U}_2(a^*) = a|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} - \frac{\omega_0^2}{2}(a^2 - b^2).$$

При некотором значении внешнего поля первоначально асимметричный потенциал с более глубокой левой ямой может стать симметричным ($a_c^* = b_c^*$):

$$\begin{aligned} \bar{U}_1(b^*) &= \bar{U}_2(a^*); \\ -b|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} &= a|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} - \frac{\omega_0^2}{2}(a^2 - b^2), \end{aligned}$$

отсюда

$$E|e|(a+b) = \frac{\omega_0^2}{2}(a-b)(a+b) \quad \text{и} \quad E_c = (a-b)\frac{\omega_0^2}{2|e|}.$$

В ряде экспериментальных приложений важно учитывать, что кроме изменения асимметрии, связанного с изменением величины внешнего поля, может происходить дополнительное изменение асимметрии за счет изменения геометрических размеров конечного потенциала (например, рост радиуса металлической квантовой точки из коллоидного золота [9] во внешнем электрическом поле под кантилевером АСМ/СТМ). Для учета такой дополнительной управляемой асимметрии можно ввести параметр Δb , $b \rightarrow b + \Delta b$. Тогда одновременное изменение двух вкладов в общую асимметрию (за счет роста внешнего поля и за счет роста радиуса конечной КТ) можно согласовать в режиме, когда исходно асимметричный потенциал оказался симметричным:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{U}(\Delta b) &= |e|E(a+b+\Delta b) + \frac{\omega_0^2}{2}(b^2 + 2b\Delta b + \Delta b^2 - a^2) = \\ &= \frac{\omega_0^2}{2}\Delta b^2 + \Delta b(\omega_0^2 b + |e|E) + a|e|E - \frac{\omega_0^2 a^2}{2} = 0. \end{aligned}$$

Тогда величина Δb может быть определена как

$$\Delta b = - \left(b + \frac{|e|E}{\omega_0^2} \right) + \sqrt{\left(b + \frac{|e|E}{\omega_0^2} \right)^2 + a^2 - \frac{2|e|Ea}{\omega_0^2}}.$$

При этом возникает естественное ограничение на изменение параметров:

$$\Delta b > 0; \quad a^2 - \frac{2|e|Ea}{\omega_0^2} > 0, \quad a > \frac{2|e|E}{\omega_0^2}, \quad E < \frac{a\omega_0^2}{2|e|}.$$

Приведенная простая оценка позволяет получить модель управляемого роста металлических КТ во внешнем электрическом поле.

Для того чтобы воспользоваться стандартной моделью для определения вероятности диссипативного туннелирования, будем использовать следующие обозначения для перенормированного двухъямного осцилляторного потенциала во внешнем электрическом поле: $q_1 = b^* = b + \frac{|e|E}{\omega_0^2}$, $q_0 = a^* = a - \frac{|e|E}{\omega_0^2}$. Тогда модельный туннельный гамильтониан (с перенормированным 1D-потенциалом) можно представить в стандартном виде

$$\hat{H} = \frac{p^2}{2} + v_1(y_1) + y_1 \sum_{\alpha=2}^N C_\alpha y_\alpha + \frac{1}{2} \sum_{\alpha=2}^N (p_\alpha^2 + \omega_\alpha^2 y_\alpha^2),$$

при этом вводится адиабатический потенциал $v(y_1) = v_1(y_1) - \frac{1}{2} \sum_{\alpha=2}^N \frac{C_\alpha^2}{\omega_\alpha^2} y_1^2$, который после несложных преобразований сводится к виду

$$v(q) = \frac{1}{2}\omega_0^2(q+q_0)^2\theta(-q) + \left[\frac{1}{2}\omega_0^2(q-q_1)^2 - \Delta I \right] \theta(q),$$

$$\text{где } \omega_0^2 = \omega_1^2 - \sum_{\alpha=2}^N \frac{C_\alpha^2}{\omega_\alpha^2}.$$

Как и ранее в [1–5], предположим, что в квазиклассическое действие $S\{q\}$ основной вклад вносит траектория $q_B(\tau)$ (инстантон), подчиняющаяся уравнению Эйлера–Лагранжа. В пределе «слабой» диссипации (без учета взаимодействия с локальными модами среды термостата) получим

$$\begin{aligned} S_B &= \frac{\omega_0(q_1^2 - q_0^2)}{2} \text{Arsh} \left[\frac{q_1 - q_0}{q_1 + q_0} \text{sh} \frac{\omega_0 \beta}{2} \right] - \frac{\omega_0^2(q_1^2 - q_0^2)}{4} \beta + \\ &+ \frac{\omega_0(q_1 + q_0)^2}{2} \left\{ \frac{\text{ch} \frac{\omega_0 \beta}{2} - \left[1 + \left(\frac{q_1 - q_0}{q_1 + q_0} \right)^2 \text{sh}^2 \frac{\omega_0 \beta}{2} \right]^{1/2}}{\text{sh} \frac{\omega_0 \beta}{2}} \right\}. \quad (1) \end{aligned}$$

Выражение для квазиклассического действия с учетом локальной моды среды-термостата в приведенных безразмерных переменных принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{S}{a^2 \omega} &= \frac{1}{2}(b^* + 1)(3 - b^*)\tau_0^* - \frac{(b^* + 1)^2 (\tau_0^*)^2}{2\beta^*} - \\ &- \frac{(b^* + 1)^2}{2\tilde{\gamma}'} \left\{ \frac{(1 - \tilde{x}'_1)}{\sqrt{\tilde{x}'_1}} \left[\text{cth} \beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1} - \right. \right. \\ &- \frac{1}{\text{sh} \beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1}} \left\{ \text{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) - \text{ch} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) \right\} + \\ &+ \text{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) \left. \right] - \frac{(1 - \tilde{x}'_1)}{\sqrt{\tilde{x}'_2}} \left[\text{cth} \beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2} - \right. \\ &- \frac{1}{\text{sh} \beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2}} \left\{ \text{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) - \text{ch} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) \right\} + \\ &\left. \left. + \text{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) \right] \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

¹ АСМ/СТМ — атомный силовой микроскоп/сканирующий туннельный микроскоп.

где

$$\tau_0^{*'} = 2\omega\tau^* = \operatorname{arcsch} \left[\frac{1-b^*}{1+b^*} \operatorname{sh} \beta^* \right] + \beta^*, \quad \beta^* = \frac{\beta\omega}{2};$$

$b^* = \frac{q_1}{q_0}$ — перенормированный параметр асимметрии. Кроме того, влияние локальной моды среды-термостата учитывается через следующие параметры:

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma}' &= \frac{\tilde{\gamma}}{\omega^2} = \sqrt{\left[\frac{\omega_L^2}{\omega^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega^2} \right]^2 - 4 \frac{\omega_L^2}{\omega^2}} = \\ &= \sqrt{[\omega_L^* + 1 + C^*]^2 - 4 \frac{\omega_L^2}{\omega^2}}, \\ \tilde{x}'_{1,2} &= \frac{\tilde{x}_{1,2}}{\omega_0^2} = \frac{\gamma_{1,2}}{\omega_0^2}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2}) - \sqrt{(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2})^2 - 4\omega_0^2 \omega_L^2}}{2} > 0, \\ \gamma_2 &= \frac{(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2}) + \sqrt{(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2})^2 - 4\omega_0^2 \omega_L^2}}{2} > 0. \end{aligned}$$

Расчет предэкспоненциального фактора по стандартной процедуре [2–3] дает в пределе «слабой» диссипации

$$B = \frac{\omega_0^{3/2} (q_0 + q_1) \left[\operatorname{ch} \frac{\omega_0 \beta}{2} - \left(1 + \left(\frac{q_0 - q_1}{q_0 + q_1} \right)^2 \operatorname{sh}^2 \frac{\omega_0 \beta}{2} \right)^{1/2} \right]}{2 \left[\pi \operatorname{sh} \frac{\omega_0 \beta}{2} \left(1 + \left(\frac{q_0 - q_1}{q_0 + q_1} \right)^2 \operatorname{sh}^2 \frac{\omega_0 \beta}{2} \right)^{1/2} \right]^{1/2}}, \quad (3)$$

а с учетом взаимодействия с локальной модой среды-термостата получим

$$\begin{aligned} \bar{B}^* &= \frac{2\omega_0^2 (a+b)^2}{(2\pi\beta)^{1/2}} \times \\ &\times \left\{ \left\{ \frac{A}{2\gamma_1} \left[\sqrt{\gamma_1} \beta \operatorname{cth} \left(\frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2} \right) - 1 \right] + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{D}{2\gamma_2} \left[\sqrt{\gamma_2} \beta \operatorname{cth} \left(\frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2} \right) - 1 \right] \right\} \times \right. \\ &\times \left\{ \frac{A}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_1}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_1} \right] + \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{D}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_2}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_2} \right] \right\}^{-1/2} + \right. \\ &+ \left\{ \frac{A}{2} \left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_1}} \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right]}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2}} \right) + \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{D}{2} \left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_2}} \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right]}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2}} \right) \right\} \times \right. \end{aligned}$$

$$\times \left\{ \frac{A}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_1}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_1} \right] + \right. \\ \left. \left. + \frac{D}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_2}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_2} \right] \right\}^{-1/2} \right\}. \quad (4)$$

Для последующих численных оценок используем введение безразмерных параметров $\omega_L^* = \left(\frac{\omega_L}{\omega_0} \right)^2$, $C^* = \left(\frac{C}{\omega_L \omega_0} \right)^2$,

$$\begin{aligned} \gamma_{1,2} &= \omega_0^2 \frac{\left(\frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} \right) \mp \sqrt{\left(\frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} \right)^2 - \frac{4\omega_L^2}{\omega_0^2}}}{2} = \\ &= \omega_0^2 \frac{(\omega_L^* + 1 + C^*) \mp \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*)^2 - 4\omega_L^*}}{2}, \\ \sqrt{\gamma_{1,2}} &= \omega_0 \sqrt{\frac{\left(\frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} + 1 \right) \mp \sqrt{\left(\frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} + 1 \right)^2 - \frac{4\omega_L^2}{\omega_0^2}}}{2}} = \\ &= \omega_0 \sqrt{\frac{(\omega_L^* + 1 + C^*) \mp \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*)^2 - 4\omega_L^*}}{2}}. \end{aligned}$$

При этом

$$\begin{aligned} A &= -\frac{(\omega_L^2 - \gamma_1)}{\gamma_1 - \gamma_2} = \\ &= \frac{\omega_L^* - \frac{1}{2} [(\omega_L^* + 1 + C^*) - \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*)^2 - 4\omega_L^*}]}{2\sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*)^2 - 4\omega_L^*}}, \\ D &= \frac{(\omega_L^2 - \gamma_2)}{\gamma_1 - \gamma_2} = \\ &= \frac{\omega_L^* - \frac{1}{2} [(\omega_L^* + 1 + C^*) + \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*)^2 - 4\omega_L^*}]}{2\sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*)^2 - 4\omega_L^*}}. \end{aligned}$$

Как и ранее в [1–5],

$$\tau^* = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} = \frac{1}{2\omega} \tau_0 = \frac{1}{2\omega} \left[\operatorname{arcsch} \left[\frac{1-b^*}{1+b^*} \operatorname{sh} \frac{\beta\omega}{2} \right] + \frac{\beta}{4} \right].$$

Условия применимости рассматриваемой модели обусловлены приближением разреженного газа пар «инстантон–антиинстантон» и обсуждались в [1–5]. В рас-

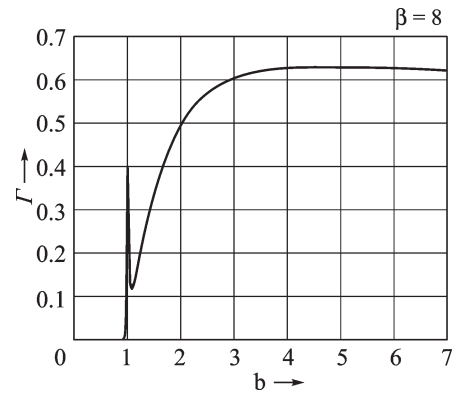


Рис. 2. Зависимость вероятности туннелирования от параметра асимметрии потенциала (пропорционального величине приложенного электрического поля) в пределе «слабой» диссипации

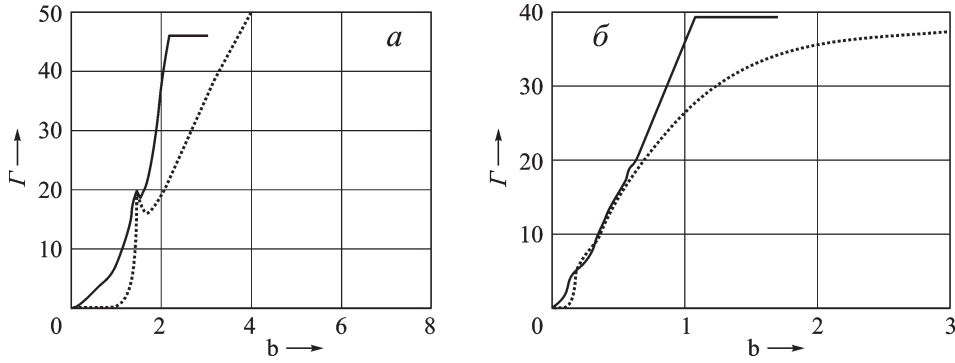


Рис. 3. Сравнение экспериментальных ВАХ (а — кривая 3 и б — кривая 2 на рис. 1) с теоретическими кривыми (пунктир) для вероятности туннелирования в пределе «слабой» диссипации

смазываемой модели может происходить подавление кулоновских эффектов, если стартовая энергия частицы в КТ существенно превышает энергию кулоновского отталкивания: $U_0 \gg \frac{e^2}{q_0+q_1}$. Дополняя это условие ограничением по величине напряженности электрического поля $E \ll \frac{U_0}{|e|(q_0+q_1)}$, можем получить следующее значение напряженности: $E \ll 3 \cdot 10^6$ В/м (например, для КТ из InSb).

На рис. 2 представлены результаты численного расчета вероятности туннелирования $\Gamma = V \exp(-S)$ в пределе слабой диссипации с учетом предэкспоненциального фактора (3), при этом величина действия определяется выражением (1). Как видно из рис. 2 и проведенного анализа, при значении приведенного параметра асимметрии, равном 1 (или соответствующей величине приложенного электрического поля), на кривой вероятности проявляется термоуправляемый пик, величина которого растет с уменьшением температуры. Как отмечалось выше, если в исходном потенциале (без приложенного электрического поля) левая яма оказывается более глубокой (так, в проведенном эксперименте использовалась игла кантилевера с радиусом около 40 нм, а ближайшая к игле циркониевая квантовая точка имела радиус от 2 до 4 нм), то при некотором значении поля потенциал становится симметричным. Именно в этот момент и наблюдается упомянутый пик (качественное сравнение с экспериментом представлено на рис. 3). При отрицательном приложенном напряжении характер асимметрии потенциала качественно не меняется и соответствующий пик не наблюдается. Это косвенно подтверждается и другим экспериментом [9], когда в процессе снятия туннельной

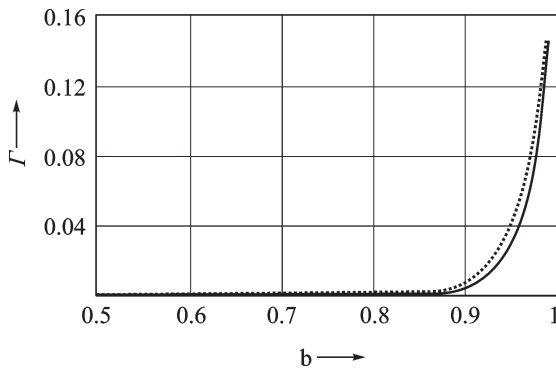


Рис. 4. Сравнение экспериментальной туннельной ВАХ в случае единичной квантовой точки из коллоидного золота [9] с теоретической кривой (пунктир) для вероятности туннелирования в пределе «слабой» диссипации

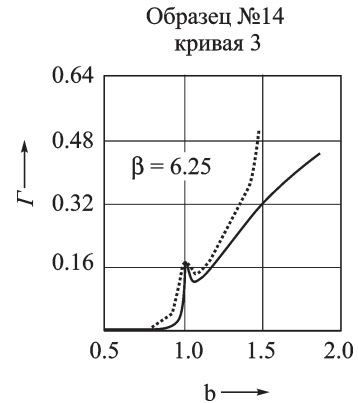


Рис. 5. Сравнение экспериментальной ВАХ (кривая 3 на рис. 1) с теоретической кривой (пунктир) для вероятности туннелирования с учетом взаимодействия с локальной модой среды-термостата

ВАХ происходил одновременный рост квантовой точки из коллоидного золота (качественное сравнение с этим экспериментом приведено на рис. 4). Рисунок 5 демонстрирует качественное соответствие между одной из экспериментальных ВАХ и зависимостью вероятности туннелирования с учетом взаимодействия с локальной модой среды-термостата (экспоненциальный фактор оценивается формулой (2), предэкспоненциальный — формулой (4)).

Предложенная теоретическая модель — это один из возможных механизмов, объясняющих особенности экспериментальных ВАХ в исследованных структурах. Данный подход не исключает модели туннелирования носителей через наноразмерный кластер, включая случаи резонансного туннелирования и эффект кулоновской блокады, представленные в работе [11].

Как видно из приведенных сравнений, стандартная модель диссипативного туннелирования с учетом влияния на двухъямный осцилляторный потенциал электрического поля дает неплохое качественное соответствие с отдельными экспериментальными ВАХ для металлических квантовых точек в системе с АСМ/СТМ. Хотя на сегодняшний день нам не известны данные экспериментов по термоуправляемости выявленного единичного пика на соответствующей зависимости для вероятности туннелирования, аналогичный рост величины пика с уменьшением температуры наблюдался на термозависимости пиков кондактанса квантовых нитей [10].

Список литературы

1. *Krevchik V.D., Ovchinnikov A.A., Semenov M.B.* et al. // *Phys. Rev. B.* 2003. **68**. P. 155426.
2. *Krevchik V.D., Semenov M.B., Zhukovsky V.Ch.* et al. // *Transfer processes in low-dimensional systems: Memorial collection of articles, dedicated to prof. A. A. Ovchinnikov and A. I. Larkin's memory.* Tokyo, 2005.
3. *Овчинников А.А., Кревчик В.Д., Семенов М.Б.* и др. Принципы управляемой модуляции низкоразмерных структур: Монография, посвящ. памяти члена-корреспондента РАН А. А. Овчинникова. М., 2003.
4. *Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Семенов М.Б.* и др. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2006. № 3. С. 24.
5. *Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Семенов М.Б.* и др. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2007. № 2. С. 10.
6. *Овчинников Ю.Н.* // *ЖЭТФ.* 2007. **131**, № 2. С. 286.
7. *Ullien D., Cohen H., Porath D.* // *Nanotechnology.* 2007. **18**, № 42. P. 424015.
8. *Louis A.A., Sethna J.P.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995. **74**, № 8. P. 1363.
9. *Yanagi H., Ohno T.* // *Langmuir.* 1999. **15**, № 14. P. 4773.
10. *Buchkov A.M., Stace T.M.* // *Nanotechnology.* 2007. **18**. P. 185403.
11. *Антонов Д.А., Вугальтер Г.А., Горшков О.И.* и др. // *Вестн. ННГУ. Сер. «Физика твердого тела».* 2007. № 3. С. 55.

Controllable dissipative tunneling in external electric field

V. Ch. Zhukovsky^{1a}, O. N. Gorshkov², V. D. Krevchik³, M. B. Semenov^{3b}, E. V. Groznaya³, D. O. Filatov², D. A. Antonov²

¹*Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia;*
²*Research Institute of Physics and Technologies, State University of Nizhniy Novgorod;* ³*Physics Department, Penza State University.*

E-mail: ^avlchzh@gmail.com; ^bphysics@pnzgu.ru.

The problem of controllable dissipative tunneling in a system of the tunnel-binding quantum dots (quantum molecules) or “the AFM/STM cantilever tip — quantum dot”, which is simulated by the double-well oscillator potential, interacting with a heat-bath, in external electric field, has been investigated. It has been shown, that theoretical results qualitatively correspond to separate $I-V$ curves for systems “the AFM/STM platinized cantilever tip — zirconium quantum dot”. These experimental curves have been obtained in the Research Institute of Physics and Technologies, State University of Nizhniy Novgorod.

PACS: 73.40 Gk, 82.20 Xr, 03.65 Xp, 31.15 Gy.

Keywords: quantum tunneling with dissipation (or dissipative tunneling), quantum dots, quantum molecules.

Received 18 January 2008.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2009)

Сведения об авторах

1. Жуковский Владимир Чеславович — д.ф.-м.н., профессор, зам. зав. кафедрой; e-mail: vlchzh@gmail.com.
2. Горшков Олег Николаевич — д.ф.-м.н., профессор, директор НИФТИ ННГУ; e-mail: gorshkov@nifti.unn.ru.
3. Кревчик Владимир Дмитриевич — д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой; e-mail: physics@pnzgu.ru.
4. Семенов Михаил Борисович — д.ф.-м.н., профессор; e-mail: physics@pnzgu.ru.
5. Грозная Елена Владимировна — к.ф.-м.н., доцент; e-mail: physics@pnzgu.ru.
6. Филатов Дмитрий Олегович — к.ф.-м.н., доцент, ст. научн. сотр.; e-mail: filatov@phys.unn.ru.
7. Антонов Дмитрий Александрович — мл. научн. сотр.; e-mail: antonov@phys.unn.ru.