

В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов,  
Р. В. Зайцев, С. Е. Козенко, М. А. Манухина

## ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА ТУННЕЛЬНЫЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ<sup>1</sup>

*Аннотация.* Рассматривается модель 1D-диссипативного туннелирования для структур из квантовых точек в системе совмещенного АСМ/СТМ в условиях внешнего электрического поля. Найдено, что влияние локальной моды матрицы среды термостата на вероятность 1D-диссипативного туннелирования приводит к появлению двух пиков в соответствующей полевой зависимости; один из которых для случая симметричного двухъямного осцилляторного потенциала оказывается неустойчивым, а второй (дополнительный) – устойчивым. Полученная теоретическая зависимость качественно согласуется с экспериментальной вольт-амперной характеристикой контакта АСМ зонда к поверхности квантовой точки из InAs.

*Ключевые слова:* диссипативное туннелирование, квантовые точки, диэлектрическая матрица.

*Abstract.* The article considers a 1D-dissipative tunneling model for structures with quantum dots in system of joint AFM/STM in external electric field. It is revealed, that the influence of a local mode of a heat-bath on the 1D-dissipative tunnel probability leads to occurrence of two peaks in corresponding dependence from intensity of electric field; one of this peaks is unstable (for case of symmetric double – well oscillator potential), and another additional peak is a stable one. Obtained theoretical dependence qualitatively corresponds to experimental VAC for the AFM cantilever contact to surface of QD from InAs.

*Key words:* dissipative tunneling, quantum dot, dielectric matrix.

### Введение

Квантовые эффекты в мезоскопических системах, включая управляемое диссипативное туннелирование, привлекают все более широкий круг исследователей и специалистов от физики низкоразмерных систем до квантовой химии и биологии [1–10]. Квантовое туннелирование с диссипацией относится к одному из приоритетных направлений современной квантовой мезоскопии (о важности этого направления для современной теоретической физики упоминает в курсе своих лекций профессор М. В. Фейгельман (Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау). Вопрос о том, как от квантовомеханического описания микроскопической системы (например, молекулы) последовательно перейти к классическому описанию большой системы, – оживленно обсуждался с самого начала создания квантовой механики. Однако лишь в 1970–80-х гг. была развита (в работах Иорданского – Финкельштейна, Калдейры – Легетта, Ларкина – Овчинникова) конструктивная теория

<sup>1</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-97002) и Фонда фундаментальных исследований в области естественных наук Министерства науки Республики Казахстан (грант 1253/ГФ).

взаимодействия квантовомеханической системы с внешним «резервуаром», и показано, как в рамках квантово-механического описания возникает аналог «силы трения» и каким образом квантовое туннелирование подавляется, а затем полностью исчезает при достаточно большом «коэффициенте трения». В дальнейшем это направление исследований получило очень широкое развитие в различных областях физики конденсированного состояния и за ее пределами.

К числу проблем, решаемых в рамках этой теории, можно отнести следующие: квантовый распад метастабильного состояния, туннелирование дислокации в квантовом кристалле и разрыв атомной цепочки, распад «неустойчивого вакуума», проблема многочастичной локализации и статистика уровней и многие другие проблемы. Изучение управляемости квантовых эффектов, связанных с диссипативной туннельной динамикой в низкоразмерных системах различной природы, является актуальной проблемой современной физики конденсированного состояния. В последние годы активизировались исследования управляемых туннельных эффектов в системах полупроводниковых квантовых точек (КТ), квантовых молекул (КМ) и взаимодействующих КМ, а также в экспериментах с СТМ/АСМ при исследовании параметров низкоразмерных структур из металлических КТ. Исследована термо- и электроуправляемость и особенности диссипативного туннельного переноса в 1D- и 2D-симметричных и асимметричных системах с полупроводниковыми квантовыми точками и квантовыми молекулами.

Целью настоящей работы было исследование устойчивости эффектов 1D-диссипативного туннельного переноса в системе с квантовыми точками при конечной температуре в условиях внешнего электрического поля. В данной работе рассматривается модель 1D-диссипативного туннелирования с учетом влияния прототирующей фононной моды матрицы среды термостата для процесса туннелирования через структуру единичных квантовых точек в системе совмещенного АСМ/СТМ. Проводится качественное сравнение теоретической кривой вероятности 1D-туннелирования с вольт-амперной характеристикой (ВАХ) контакта АСМ зонда к поверхности КТ из InAs (совместная работа «Визуализация локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной АСМ/СТМ» – П. А. Бородин, А. А. Бухарев (Казанский физико-технический институт КНЦ РАН), Д. О. Филатов, Д. А. Воронцов и др. (ННГУ им. Н. И. Лобачевского)).

### **1D-диссипативное туннелирование во внешнем электрическом поле. Роль среды-термостата**

Рассмотрим влияние электрического поля на двухъямный модельный осцилляторный 1D-потенциал (рис. 1).

Учет влияния электрического поля на симметричный двухъямный модельный осцилляторный потенциал можно представить в виде

$$U(q) = \frac{\omega_0^2}{2}(q-a)^2\theta(q) + \frac{\omega_0^2}{2}(q+a)^2\theta(-q) - |e|Eq. \quad (1)$$

Электрическое поле меняет симметрию потенциала, и происходит сдвигка минимумов:

$$1) q > 0; U_1 = \frac{\omega_0^2}{2}(q-a)^2 - |e|Eq = \frac{\omega_0^2}{2}(q-a^*)^2 - a|e|Eq - \frac{|e|E}{2\omega_0^2},$$

где  $a^* = a + \frac{|e|E}{\omega_0^2}$ ;

$$2) q < 0; U_2 = \frac{\omega_0^2}{2}(q+a)^2 - |e|Eq = \frac{\omega_0^2}{2}(q+a^{**})^2 + a|e|Eq - \frac{|e|E}{2\omega_0^2},$$

где  $a^{**} = a - \frac{|e|E}{\omega_0^2}$ .

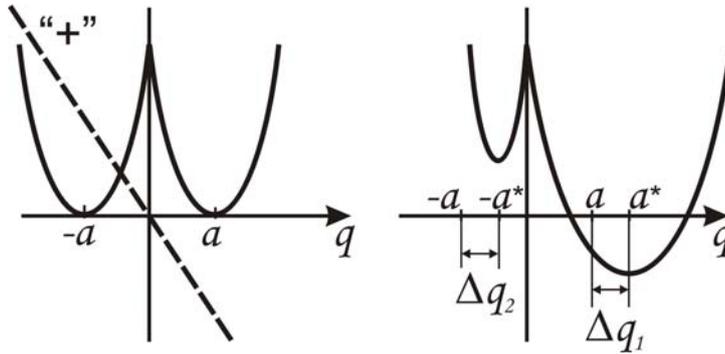


Рис. 1. Влияние электрического поля на симметричный двухъямный осцилляторный потенциал

Тогда перенормированный потенциал приобретает вид

$$U = \left[ \frac{\omega_0^2}{2}(q-a^*)^2 - a|e|Eq \right] \theta(q) + \left[ \frac{\omega_0^2}{2}(q+a^{**})^2 + a|e|Eq \right] \theta(-q). \quad (2)$$

Величины смещенных минимумов (рис. 1) равны

$$U_1(a^*) = -a|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2}, \quad U_2(-a^{**}) = a|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2},$$

а смещение минимумов оказывается пропорциональным полю:

$$|\Delta U| = U_2 - U_1 = 2a|e|E \Rightarrow |\Delta U| \sim E. \quad (3)$$

При этом смещения минимумов оказываются одинаковыми по величине:

$$\Delta q_1 = a^* - a = \frac{|e|E}{\omega_0^2}, \quad \Delta q_2 = -a^{**} + a = \frac{|e|E}{\omega_0^2}.$$

В рассматриваемой модели вершина потенциального барьера фиксируется:

$$U(0) = \frac{\omega_0^2 a^2}{2},$$

но происходит соответствующая сдвигка величины левого минимума, и, как следствие, эффективно уменьшается барьер:

$$\Delta U_2 = U(0) - U_2(-a^{**}) = \frac{\omega_0^2 a^2}{2} - a|e|E + \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} = \frac{|e|^2}{2\omega_0^2} \left( E - \frac{a}{|e|} \omega_0^2 \right)^2. \quad (4)$$

Так как при последующем рассмотрении предполагается использование квазиклассического инстантонного приближения при вычислении вероятности туннелирования в двухъямном осцилляторном потенциале, то будем считать, что величина барьера не может быть слишком малой по сравнению с длиной подбарьерного переноса, следовательно, возникает естественное ограничение на величину напряженности электрического поля:

$$E \ll \frac{a}{|e|} \omega_0^2 \Rightarrow E \ll \frac{ma\omega_0^2}{|e|}. \quad (5)$$

В случае, когда исходный потенциал оказывается асимметричным, ситуация аналогична с поправкой на параметр исходной асимметрии (рис. 2).

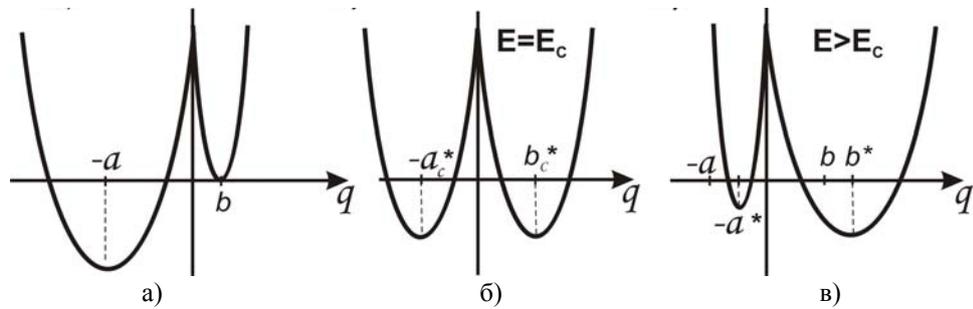


Рис. 2. Влияние электрического поля на асимметричный двухъямный осцилляторный потенциал

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

$$\tilde{U}_1(b^*) = \tilde{U}_2(a^*); -b|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} = a|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} - \frac{\omega_0^2}{2}(a^2 - b^2),$$

отсюда

$$E|e|(a+b) = \frac{\omega_0^2}{2}(a-b)(a+b) \text{ и } E_c = (a-b) \frac{\omega_0^2}{2|e|}. \quad (6)$$

Для того чтобы воспользоваться стандартной моделью для определения вероятности диссипативного туннелирования, будем использовать следующие обозначения для перенормированного двухъямного осцилляторного потенциала во внешнем электрическом поле:  $q_1 = b^* = b + \frac{|e|E}{\omega_0^2}$ ,  $q_0 = a^* = a - \frac{|e|E}{\omega_0^2}$ . То-

гда модельный перенормированный  $1D$ -потенциал можно представить в стандартном виде. С учетом результатов, полученных ранее в [8–10], модельный гамильтониан системы может быть записан как

$$\hat{H} = \frac{p_1^2}{2} + v_1(y_1) + y_1 \sum_{\alpha=2}^N C_{\alpha} y_{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha=2}^N (p_{\alpha}^2 + \omega_{\alpha}^2 y_{\alpha}^2), \quad (7)$$

где

$$v_1(y_1) = \left( \frac{1}{2} \omega_1^2 y_1^2 + \lambda y_1 \right) \theta \left( -\frac{\Delta I}{2\lambda} - y_1 \right) + \left( \frac{1}{2} \omega_1^2 y_1^2 - \lambda y_1 - \Delta I \right) \theta \left( \frac{\Delta I}{2\lambda} + y_1 \right). \quad (8)$$

Вероятность туннелирования частицы в единицу времени может быть найдена в квазиклассическом приближении. Необходимо, чтобы дебройлевская длина волны частицы была много меньше характерного линейного масштаба потенциала. Для этого вполне достаточно, чтобы высота барьера была много больше энергии нулевых колебаний в яме начального состояния. Кроме квазиклассического приближения, мы должны предположить квазистационарность распада, т.е. ширина уровня  $\Gamma$ , с которого туннелирует частица, должна быть много меньше энергии нулевых колебаний.

Находим  $1D$ -квазиклассическое действие в одноинстантонном приближении с учетом влияния матрицы среды-термостата:

$$S_B = 2\omega_0^2 (q_0 + q_1) q_0 \tau_0 - \frac{2\omega_0^2 (q_0 + q_1)^2 \tau_0^2}{\beta} - \frac{4\omega_0^4 (q_0 + q_1)^2}{\beta} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2 v_n \tau_0}{v_n^2 (v_n^2 + \omega_0^2 + \zeta_n)}. \quad (9)$$

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 как

$$\Gamma = B \exp(-S_B); \quad (10)$$

$$B = \left[ \frac{S_0}{2\pi} \frac{\det \left( \frac{\delta^2 S}{\delta q^2} \right)_{q=-q_0}}{\det' \left( \frac{\delta^2 S}{\delta q^2} \right)_{q=q_B(\tau)}} \right]^{1/2}; \quad (11)$$

$$S_0 = \int_{-\beta/2}^{\beta/2} \dot{q}_B^2(\tau) d\tau, \quad (12)$$

а  $\det'$  означает, что нулевое собственное значение, соответствующее нулевой моде инстантона, опущено.

Отметим, что вывод этой формулы предполагает приближение идеального инстантонного газа

$$\Gamma \ll (\Delta\tau)^{-1}, \quad (13)$$

где  $\Delta\tau$  – ширина перехода от положительного значения траектории к отрицательному.

Вычисление предэкспоненциального множителя в рассматриваемой модели приводит к следующему результату:

$$B = \frac{2\omega_0^2 (q_0 + q_1)^2}{(2\pi\beta)^{1/2}} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 v_n \tau_0}{\lambda_{0n}} \left( \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos 2v_n \tau_0}{\lambda_{0n}} \right)^{-1/2}. \quad (14)$$

Рассмотрим (9) с учетом взаимодействия с одной локальной фононной моды ( $\omega_L$ ). Для упрощения будем предполагать это взаимодействие доста-

точно малым, т.е.  $\frac{C}{\omega_0^2} \ll 1$  и  $\frac{C}{\omega_L^2} \ll 1$ . В этом случае  $D(v_n) = -\frac{C^2}{v_n^2 + \omega_L^2}$

(где  $v_n = \frac{2\pi n}{\beta}$ ) и  $\zeta_n = \frac{C^2 v_n^2}{\omega_L^2 (\omega_L^2 + v_n^2)}$ .

Тогда можно получить выражение для квазиклассического действия с учетом локальной моды среды-термостата в приведенных обезразмеренных переменных:

$$\begin{aligned} \frac{S}{a^2\omega} = & \frac{1}{2}(b^*+1)(3-b^*)\tau_0^* - \frac{(b^*+1)^2(\tau_0^*)^2}{2\beta^*} - \frac{(b^*+1)^2}{2\tilde{\gamma}'} \left\{ \frac{(1-\tilde{x}'_2)}{\sqrt{\tilde{x}'_1}} \left[ \text{cth}\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1} - \right. \right. \\ & - \frac{1}{\text{sh}\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1}} \left\{ \text{ch}\left((\beta^* - \tau_0^*)\sqrt{\tilde{x}'_1}\right) - \text{ch}\left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1}\right) \right\} + \text{ch}\left((\beta^* - \tau_0^*)\sqrt{\tilde{x}'_1}\right) \left. \right] - \\ & - \frac{(1-\tilde{x}'_1)}{\sqrt{\tilde{x}'_2}} \left[ \text{cth}\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2} - \frac{1}{\text{sh}\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2}} \times \right. \\ & \left. \left. \times \left\{ \text{ch}\left((\beta^* - \tau_0^*)\sqrt{\tilde{x}'_2}\right) - \text{ch}\left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2}\right) \right\} + \text{ch}\left((\beta^* - \tau_0^*)\sqrt{\tilde{x}'_2}\right) \right] \right\}, \quad (15) \end{aligned}$$

где  $\tau_0^* = 2\omega\tau^* = \text{arcsch}\left[\frac{1-b^*}{1+b^*}\text{sh}\beta^*\right] + \beta^*$ ,  $\beta^* = \frac{\beta\omega}{2}$ ;  $b^* = \frac{q_1}{q_0}$  – перенормированный параметр асимметрии.

Кроме того, влияние локальной моды среды-термостата учитывается через следующие параметры:

$$\tilde{\gamma}' = \frac{\tilde{\gamma}}{\omega^2} = \sqrt{\left[ \frac{\omega_L^2}{\omega^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega^2} \right]^2 - 4 \frac{\omega_L^2}{\omega^2}} = \sqrt{[\omega_L^* + 1 + C^*]^2 - 4 \frac{\omega_L^2}{\omega^2}},$$

$$\tilde{x}_{1,2}' = \frac{\tilde{x}_{1,2}}{\omega_0^2} = \frac{\gamma_{1,2}}{\omega_0^2},$$

где

$$\gamma_1 = \frac{\left(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2}\right) - \sqrt{\left(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2}\right)^2 - 4\omega_0^2\omega_L^2}}{2} > 0,$$

$$\gamma_2 = \frac{\left(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2}\right) + \sqrt{\left(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2}\right)^2 - 4\omega_0^2\omega_L^2}}{2} > 0.$$

Для расчета предэкспоненциального фактора с учетом влияния локальной моды среды-термостата  $\omega_L$  используем полученное ранее общее выражение (14). При этом, как и в случае вычисления квазиклассического инстантонного (евклидового) действия с учетом локальной моды  $\omega_L$ , мы используем соотношение

$$D(v_n) = - \sum_{\alpha=2}^N \frac{C_\alpha^2}{\omega_\alpha^2 + v_n^2} \Big|_{\omega_L} \rightarrow - \frac{C^2}{\omega_L^2 + v_n^2} = - \frac{C^2}{\omega_L^2} + \xi_n,$$

где

$$\xi_n = \frac{C^2}{\omega_L^2} - \frac{C^2}{\omega_L^2 + v_n^2}; \quad v_n = \frac{2\pi n}{\beta}; \quad \beta = \frac{\hbar}{kT}, \quad \lambda_{0n} = v_n^2 + \omega_0^2 + \xi_n.$$

Тогда для вычисления предэкспоненциального фактора мы учтем, что в общем выражении для  $B$  (14)

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

происходит следующее преобразование выражений:

$$\begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 v_n \tau_0}{v_n^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} - \frac{C^2}{\omega_L^2 + v_n^2}} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1/2(1 - \cos 2v_n \tau_0)}{v_n^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} - \frac{C^2}{\omega_L^2 + v_n^2}} = \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \frac{(v_n^2 + \omega_L^2)(1 - \cos 2v_n \tau_0)}{v_n^2(v_n^2 + \omega_L^2) + \omega_0^2(v_n^2 + \omega_L^2) + \frac{C^2}{\omega_L^2}(v_n^2 + \omega_L^2) - C^2} = \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(\alpha + \omega_L^2)(1 - \cos 2v_n \tau_0)}{\alpha^2 + \alpha \left( \omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right) + \omega_0^2 \omega_L^2} = \frac{(\alpha + \omega_L^2)(1 - \cos 2v_n \tau_0)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha - \alpha_2)},$$

где

$$\alpha = v_n^2 = \frac{4\pi^2 n^2}{\beta^2}, \quad \alpha_{1,2} = \frac{-\left( \omega_0^2 + \omega_L^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right) \pm \sqrt{\left( \omega_0^2 + \omega_L^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right)^2 - 4\omega_0^2 \omega_L^2}}{2}.$$

Выражение в знаменателе (14) преобразуется к виду

$$\left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos 2v_n \tau_0}{v_n^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} - \frac{C^2}{\omega_L^2 + v_n^2}} \right]^{1/2}; \quad v_n = \frac{2\pi n}{\beta}, \quad \alpha = v_n^2;$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos 2v_n \tau_0 (v_n^2 + \omega_L^2)}{\alpha(\alpha + \omega_L^2) + \omega_0^2(\alpha + \omega_L^2) + \frac{C^2}{\omega_L^2}(\alpha + \omega_L^2) - C^2} =$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos \frac{4\pi\tau_0}{\beta} n(\alpha + \omega_L^2)}{\alpha^2 + \alpha \left( \omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right) + \omega_0^2 \omega_L^2} = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\cos \frac{4\pi\tau_0}{\beta} n(\alpha + \omega_L^2)}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha - \alpha_2)},$$

где  $\alpha_{1,2}$  определены выше.

Вводя, как и в случае вычисления, действия с учетом локальной моды среды-термостата коэффициенты:

$$\gamma_1 = -\alpha_1 = \frac{\left( \omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right) - \sqrt{\left( \omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right)^2 - 4\omega_0^2 \omega_L^2}}{2} > 0,$$

$$\gamma_2 = -\alpha_2 = \frac{\left( \omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right) + \sqrt{\left( \omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right)^2 - 4\omega_0^2 \omega_L^2}}{2} > 0,$$

а также учитывая, что

$$\frac{\alpha + \omega_L^2}{(\alpha - \alpha_1)(\alpha - \alpha_2)} = \frac{1}{2} \left( \frac{B}{v_n^2 - \alpha_1} + \frac{D}{v_n^2 - \alpha_2} \right),$$

где

$$A = -\frac{(\omega_L^2 + \alpha_1)}{\alpha_2 - \alpha_1} = -\frac{(\omega_L^2 - \gamma_1)}{\gamma_1 - \gamma_2}; \quad D = \frac{\omega_L^2 + \alpha_2}{\alpha_2 - \alpha_1} = \frac{\omega_L^2 - \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2},$$

получаем окончательное аналитическое выражение для предэкспоненты с учетом влияния локальной моды среды-термостата:

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

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

$$\gamma_{1,2} = \omega_0^2 \left[ \frac{\left( \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} \right) \mp \sqrt{\left( \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} \right)^2 - \frac{4\omega_L^2}{\omega_0^2}}}{2} \right] = \\ = \omega_0^2 \left[ \frac{(\omega_L^* + 1 + C^*) \mp \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*)^2 - 4\omega_L^*}}{2} \right];$$

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

При этом

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

Как и ранее,

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

Условие (13), ограничивающее применимость рассматриваемого приближения, для исследования туннелирования в полупроводниковых квантовых точках дает следующие оценки. Применимость квазиклассического инстантонного приближения при исследовании температурной зависимости вероятности туннелирования  $\Gamma$  для КТ на основе InSb может быть оценена в квазиклассическом приближении из сравнения характерного размера системы с длиной волны де Бройля туннелирующей частицы или в рамках приближения разреженного газа пар «инстантон – антиинстантон»:

$$\begin{cases} R \gg \frac{\hbar}{(2 - \sqrt{3})\sqrt{2m^*U_0}}, \\ R \gg \frac{\hbar}{\sqrt{8m^*k_B T}}, \end{cases}$$

где  $U_0$  – высота барьера;  $m^*$  – эффективная масса туннелирующего электрона.

В первом неравенстве сравнивается радиус КТ  $R$  с длиной волны де Бройля туннелирующей частицы; вторая формула демонстрирует применимость приближения разреженного газа пар «инстантон – антиинстантон». Оба неравенства выполняются одновременно при  $T \geq 50 \text{ K}$  и  $U_0 \approx 0,2 \text{ эВ}$ , что может соответствовать КТ на основе InSb. Как было показано в работе [11], 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  $E \ll \frac{U_0}{|e|(q_0 + q_1)}$  для КТ из InSb, можем

получить следующее значение напряженности:  $E \ll 3 \cdot 10^6$  В/м.

В следующем параграфе полученные аналитические результаты будут использованы для проведения численных оценок и качественного сравнения с существующими экспериментами.

### Эффекты управляемости 1D-диссипативного туннельного переноса. Качественное сравнение с экспериментом

Проведенный аналитический расчет позволяет также учесть роль влияния локальной моды среды-термостата на зависимость  $\Gamma = B \exp(-S)$ . Так, например, для предэкспоненциального фактора с учетом влияния локальной моды среды-термостата можно получить зависимости, качественно напоминающие результаты расчетов для случая без учета локальной моды (рис. 3). Отличия возникают в характере роста соответствующих кривых при больших значениях параметра асимметрии (т.е. с ростом приложенного напряжения или электрического поля) (рис. 4–6). Зависимости инстантонного действия  $S(b)$  и  $\exp\{-S(b)\}$  представлены на рис. 4.

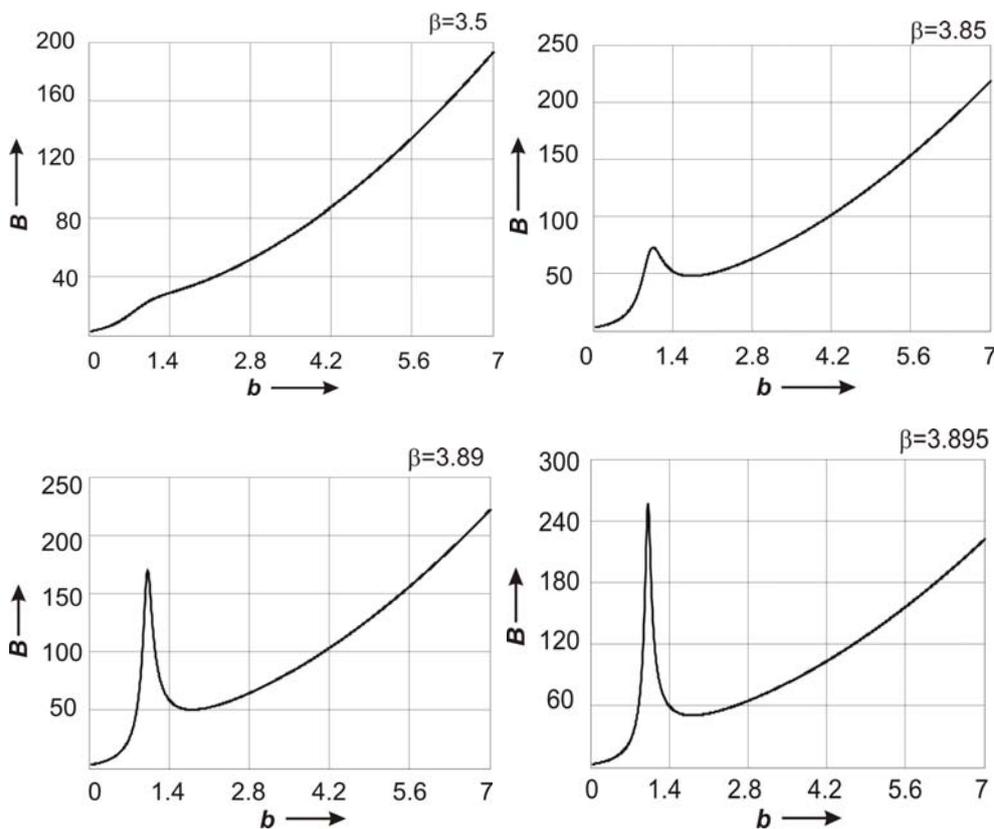


Рис. 3. Зависимость предэкспоненциального фактора  $B$  от параметра асимметрии при различных значениях обратной температуры  $\beta^*$  и с учетом влияния локальной моды среды-термостата

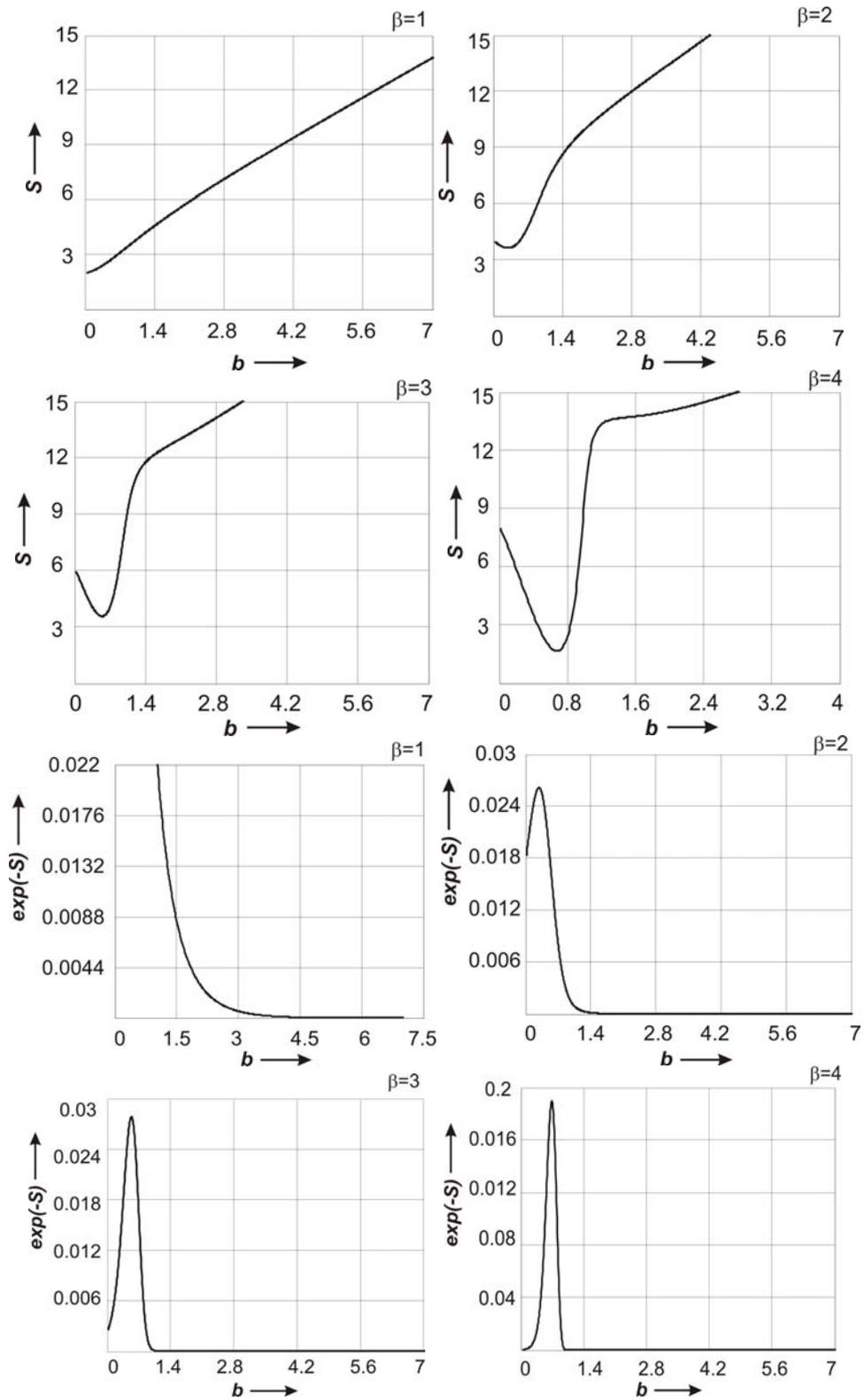


Рис. 4. Зависимость квазиклассического действия  $S$  и величины  $\exp(-S)$  от параметра асимметрии с учетом влияния локальной моды среды-термостата

С учетом взаимодействия с локальной модой среды-термостата зависимость  $\Gamma = V \exp(-S)$  демонстрирует особенности, представленные на рис. 5.

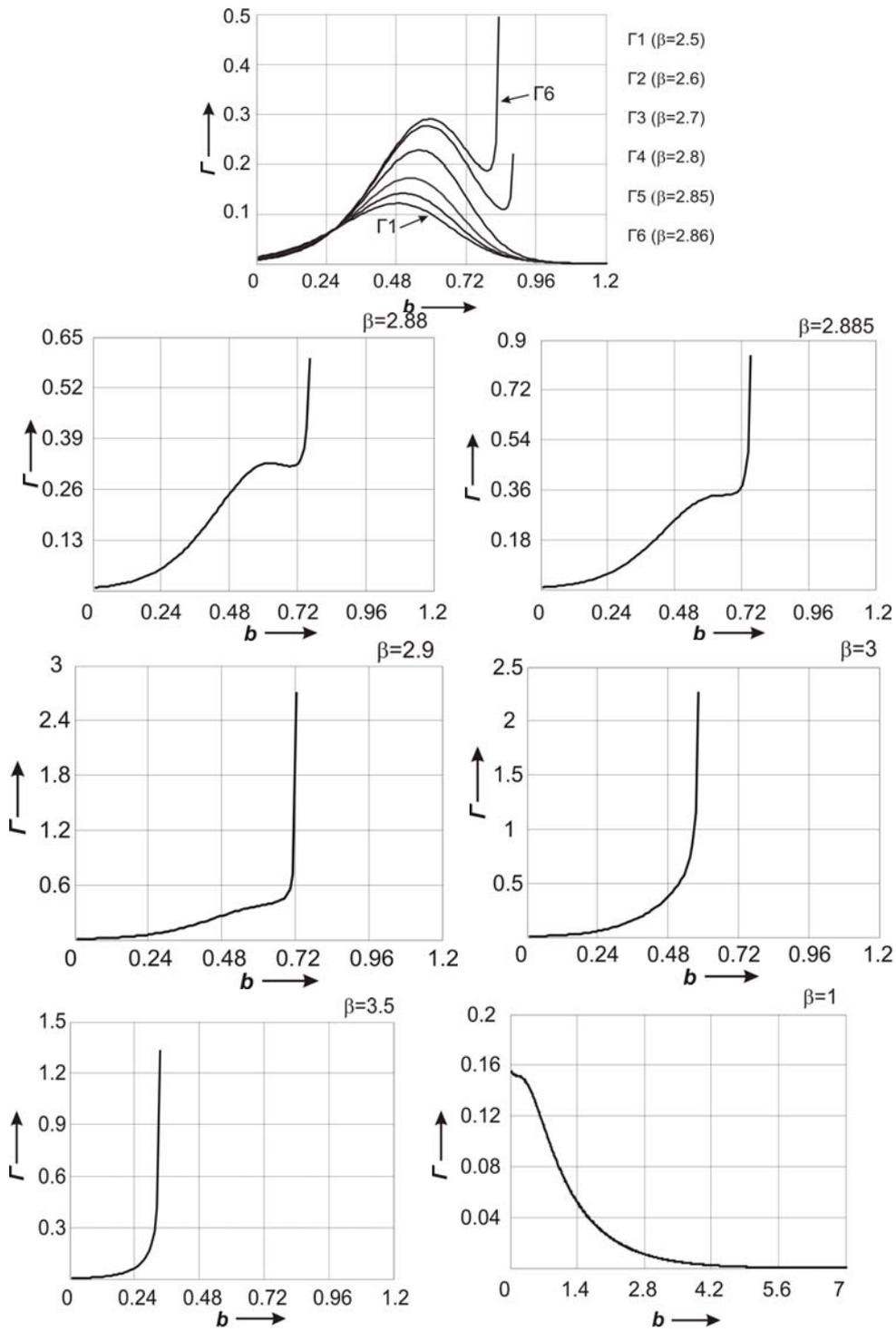


Рис. 5. Зависимость  $\Gamma = V \exp(-S)$  от параметра асимметрии потенциала (пропорционального величине приложенного электрического поля) с учетом взаимодействия с локальной модой среды-термостата

В достаточно узком диапазоне параметров можно получить дополнительные особенности на аналогичной зависимости.

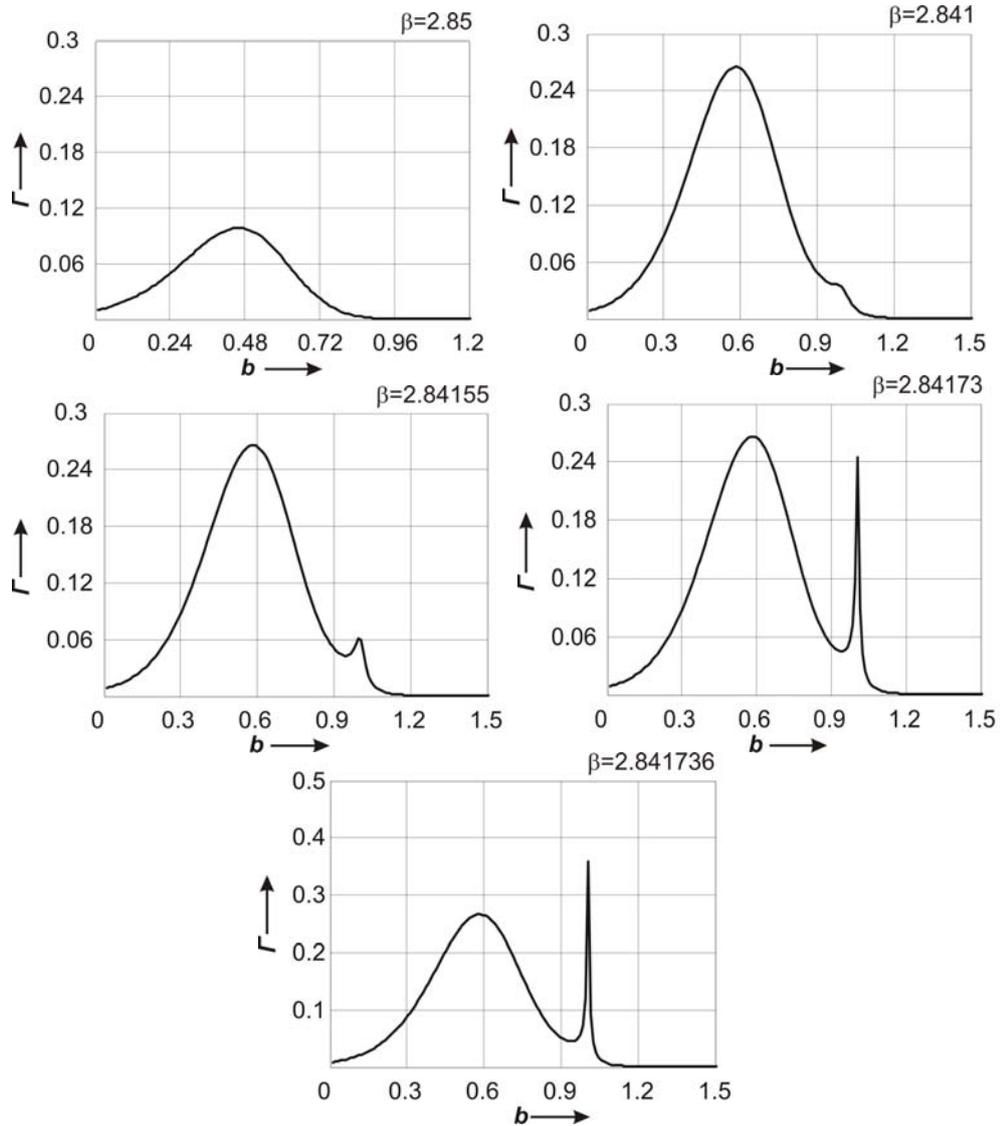


Рис. 6. Зависимость  $\Gamma = V \exp(-S)$  от параметра асимметрии потенциала с учетом взаимодействия с локальной модой среды-термостата

Результаты сравнения таких дополнительных особенностей с экспериментальными ВАХ (для КТ из циркония в матрице из оксида кремния, Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского) представлены на рис. 7.

Дополнительный эксперимент по визуализации локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной АСМ/СТМ был выполнен в Казанском физико-техническом институте при участии Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского. Схема эксперимента представлена на рис. 8.

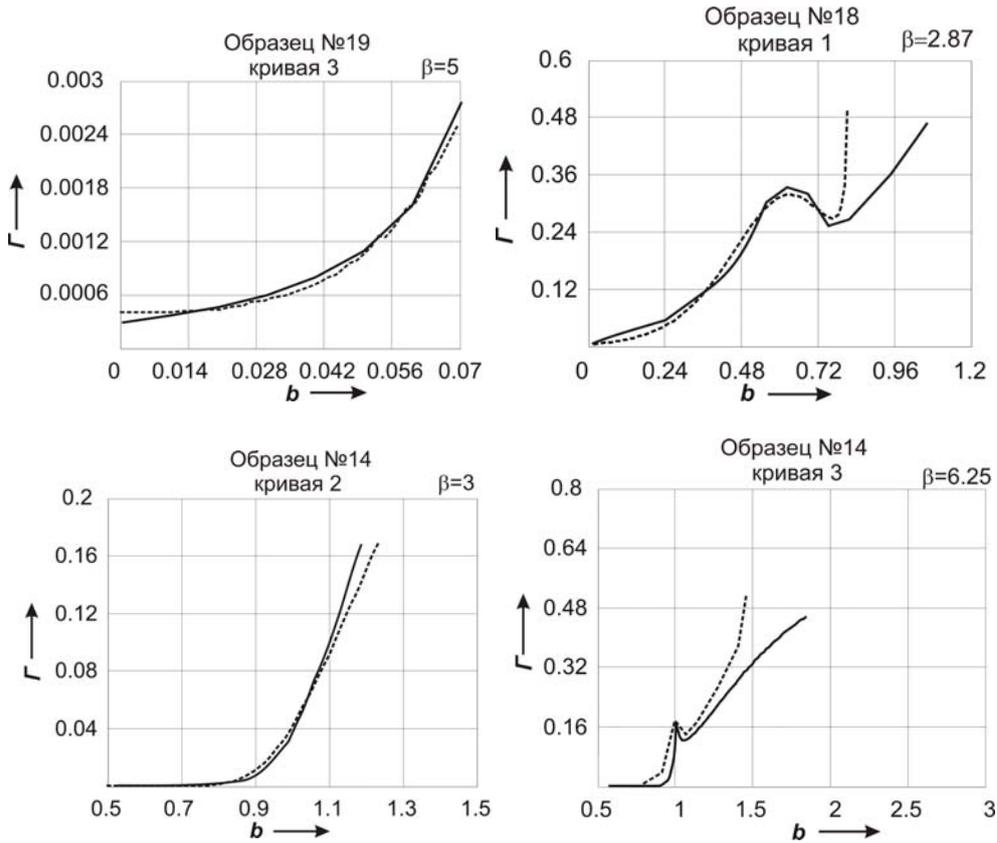


Рис. 7. Сравнение теоретических кривых (пунктирные линии) в модели для  $\Gamma = V \exp(-S)$  с учетом влияния локальной моды среды-термостата с экспериментальными кривыми (сплошные линии)

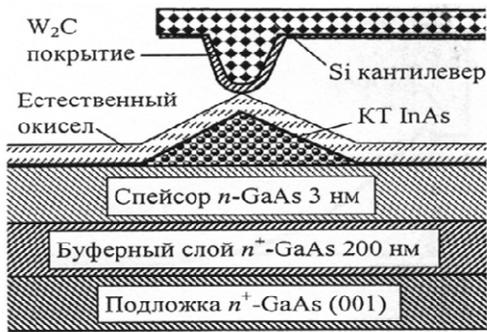
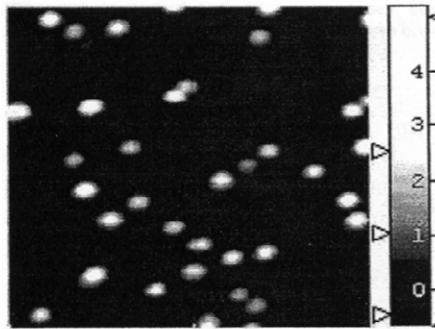


Схема измерения токового изображения поверхностных КТ  $InAs/GaAs$



АСМ изображение поверхности КТ  $InAs/GaAs$ . Размер кадра  $750 \cdot 750 \text{ нм}^2$ . диапазон высот  $5.9 \text{ нм}$

Рис. 8. Схема измерения токового изображения поверхностных КТ  $InAs/GaAs$

Качественное сравнение модельной кривой вероятности  $1D$ -диссипативного туннелирования (10) (с учетом влияния локальной фоновой моды среды-термостата, (15) и (16)) и экспериментальной ВАХ для полупроводниковых КТ из  $InAs/GaAs$  представлено на рис. 9.

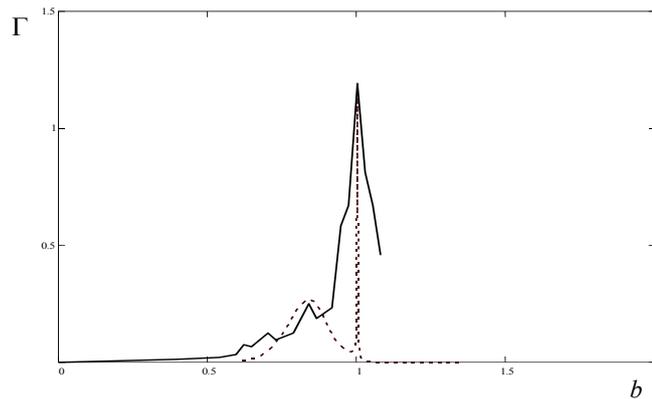


Рис. 9. Сравнение теоретических кривых (пунктирные линии) в модели для  $\Gamma = B \exp(-S)$  с учетом влияния локальной моды среды-термостата с экспериментальными кривыми (сплошные линии)

Таким образом, проведенный анализ продемонстрировал качественное соответствие расчетных кривых для вероятности туннелирования с некоторыми экспериментальными ВАХ в схемах исследования управляемых характеристик проводимости отдельных металлических и полупроводниковых квантовых точек в системах с совмещенными СТМ/АСМ.

#### Список литературы

1. **Тавгер, Б. А.** Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках / Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский // Успехи физических наук. – 1968. – Т. 96, № 1. – С. 61–86.
2. **Имри, Й.** Введение в мезоскопическую физику / Й. Имри. – М. : Физматлит, 2002. – 304 с.
3. **Caldeira, A. O.** Influence of dissipation on quantum tunneling in macroscopic systems / A. O. Caldeira, A. J. Leggett // Phys. Rev. Lett. – 1981. – V. 46, № 4. – P. 211–214.
4. **Ларкин, А. И.** Квантовое туннелирование с диссипацией / А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1983. – Т. 37, № 7. – С. 322–325.
5. **Ларкин, А. И.** Влияние квантования уровней на время жизни метастабильных состояний / А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1986. – Т. 91, № 1 (7). – С. 318–325.
6. **Гантмахер, В. Ф.** Встречи в мезоскопической области (Мезоскопические и сильнокоррелированные электронные системы «Черноголовка – 97») / В. Ф. Гантмахер, М. В. Фейгельман // Успехи физических наук. – 1998. – Т. 168, № 2. – С. 113–116.
7. **Тернов, И. М.** Квантовая механика и макроскопические эффекты / И. М. Тернов, В. Ч. Жуковский, А. В. Борисов. – М. : Изд-во МГУ, 1993. – 198 с.
8. Введение в современную мезоскопию / В. Ч. Жуковский, В. Д. Кревчик, А. А. Овчинников и др. – Пенза : Изд-во ПензГУ, 2003. – 570 с.
9. Transfer processes in low-dimensional systems : сб. ст. / под ред. В. Д. Кревчика, В. Я. Кривнова, М. Б. Семенова, К. Yamamoto. – UT Research Institute Press, Tokyo, Japan, 2005. – 690 p.
10. Управляемое диссипативное туннелирование. Туннельный транспорт в низкоразмерных системах / под ред. Э. Леггета, В. Д. Кревчика, Ю. Н. Овчинникова, М. Б. Семенова, К. Ямамото и др. – М. : Физматлит, 2011. – 496 с.

11. **Эфрос, Ал. Л.** Межзонное поглощение света в полупроводниковом шаре / Ал. Л. Эфрос, А. Л. Эфрос // Физика и техника полупроводников. – 1982. – Т. 16, № 7. – С. 1209–1214.
- 

**Кревчик Владимир Дмитриевич**

доктор физико-математических наук,  
профессор, заведующий кафедрой  
физики, Пензенский государственный  
университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

**Krevchik Vladimir Dmitrievich**

Doctor of physical and mathematical  
sciences, professor, head of sub-department  
of physics, Penza State University

**Семенов Михаил Борисович**

доктор физико-математических наук,  
профессор, кафедра физики, Пензенский  
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

**Semenov Mikhail Borisovich**

Doctor of physical and mathematical  
sciences, professor, sub-department  
of physics, Penza State University

**Зайцев Роман Владимирович**

кандидат физико-математических наук,  
доцент, кафедра физики,  
Пензенский государственный  
университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

**Zaytsev Roman Vladimirovich**

Candidate of physical and mathematical  
sciences, associate professor,  
sub-department of physics,  
Penza State University

**Козенко Сергей Евгеньевич**

аспирант, Пензенский  
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

**Kozenko Sergey Evgenyevich**

Postgraduate student,  
Penza State University

**Манухина Мария Александровна**

аспирант, Пензенский государственный  
университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

**Manukhina Maria Alexandrovna**

Postgraduate student,  
Penza State University

---

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

**Влияние диэлектрической матрицы на туннельные вольт-амперные характеристики в квантовых точках в условиях внешнего электрического поля** / В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов, Р. В. Зайцев, С. Е. Козенко, М. А. Манухина // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2012. – № 2 (22). – С. 119–135.