

УДК 539.23; 539.216.1

ИЗУЧЕНИЕ УПРАВЛЯЕМОСТИ ДИССИПАТИВНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В СИСТЕМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КВАНТОВЫХ МОЛЕКУЛ

В. Ч. Жуковский, **Ю. И. Дахновский**^{*)}, **В. Д. Кревчик**^{**)}, **М. Б. Семенов**^{**)},
В. Г. Майоров^{**)}, **Е. И. Кудряшов**^{**)}, **Е. В. Щербакова**^{**)}, **К. Ямамото**^{***)}

(кафедра теоретической физики)

E-mail: th180@phys.msu.ru

Проблема управляемого 2D-диссипативного туннелирования для систем взаимодействующих квантовых молекул изучена в квазиклассическом (инстантонном) приближении. Показано, что эффект блокировки двухчастичной волновой функции в системе взаимодействующих квантовых молекул с учетом эффекта бифуркации туннельных траекторий электронов наблюдается в случае, когда радиусы квантовых точек (образующих квантовые молекулы) совпадают. В отсутствие влияния среды-термостата эффект блокировки сменяется эффектом «излома» на зависимости вероятности туннелирования как функции параметра асимметрии квантовых молекул.

В последние годы проблеме электронного транспорта в туннельно связанных наноструктурах уделяется значительное внимание исследователей [1–16]. Актуальной также является проблема управляемости параметрами наноструктур и мезоскопических систем (МС) с учетом их нелинейных свойств [10–12]. При изучении МС необходимо учитывать, что физика и химия электронных процессов в наномасштабах имеют много общего. МС подобны макромолекулам, и они, как правило, связаны с матрицей или средой — термостатом [9–11]. Не случайным является в этой связи введение таких терминов, как «квантовые молекулы», образованные туннельно связанными квантовыми точками. Это дает возможность рассматривать физику МС в сочетании с многомерным диссипативным туннелированием, которое происходит не только в МС, но и во многих химических реакциях. Исследование движения квантовой частицы, взаимодействующей с термостатом, является одной из важных проблем современной теоретической физики [1–12]. Интерес к дальнейшему развитию науки о квантовом туннелировании с диссипацией возродился в последнее время в связи с активизацией исследований туннельно связанных МС [4–7, 13–16], которые, в частности, можно рассматривать как реактивные молекулярные комплексы [9–11, 15]. При этом существенным оказывается тот факт, что в искусственных, доступных современным нанотехнологиям структурах с квантовыми точками (КТ) и квантовыми молекулами (КМ) оказывается возможным наличие нетривиальных нелинейных квантовых эф-

фектов (типа бифуркаций, изломов и т. д.), которые в отличие от «естественных» химических реакций оказываются устойчивыми [10–11]. Актуальность дальнейшего развития науки о диссипативном туннелировании применительно к структурам с квантовыми точками, несмотря на использование квазиклассических (инстантонных) подходов, связана с возможностью получения основных результатов в аналитической форме, что не представляется возможным в других часто используемых подходах при необходимости учитывать принципиально важное влияние среды-термостата на процесс туннельного переноса. Таким образом, изучение квантовых эффектов, связанных с диссипативной туннельной динамикой в системах с квантовыми точками, является актуальной проблемой современной физики конденсированного состояния.

Применимость используемого квазиклассического инстантонного приближения [1–3, 8–11] при исследовании температурной зависимости вероятности туннелирования Γ 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» [9–11]:

$$\left\{ \begin{array}{l} R \gg \frac{\hbar}{(2 - \sqrt{3}) \sqrt{2m^*U_0}}, \\ R \gg \frac{\hbar}{\sqrt{8m^*k_B T}}. \end{array} \right. \quad (1) \quad (2)$$

*) Department of Physics & Astronomy, University of Wyoming, Laramie, WY, 82071, USA.

***) Кафедра физики, Пензенский государственный университет; physics@diamond.stup.ac.ru.

***) K. Yamamoto, Research Institute of International Medical Center, Japan.

В неравенстве (1) сравнивается радиус КТ R с длиной волны де Бройля туннелирующей частицы (U_0 — высота барьера, m^* — эффективная масса туннелирующего электрона); формула (2) демонстрирует применимость приближения разреженного газа пар «инстантон–антиинстантон» [9–11]. Неравенства (1) и (2) выполняются одновременно при $T \geq 50$ К и $U_0 \approx 0.2$ эВ, что может соответствовать КТ на основе InSb.

В работе предполагается исследование диссипативного туннелирования в системе взаимодействующих квантовых молекул (экспериментально реализуемая схема обсуждается в работе [16]). Как рассматривалось в [10], двумерный модельный потенциал для системы взаимодействующих квантовых молекул (рис. 1) можно представить в виде

$$U_1(R_1, R_2) = \frac{\omega^2(R_1 + a)^2}{2} \theta(-R_1) + \left[-\Delta I + \frac{\omega^2(R_1 - b)^2}{2} \right] \theta(R_1) + \frac{\omega^2(R_2 + a)^2}{2} \theta(-R_2) + \left[-\Delta I + \frac{\omega^2(R_2 - b)^2}{2} \right] \theta(R_2) - \frac{\alpha(R_1 - R_2)^2}{2}, \quad (3)$$

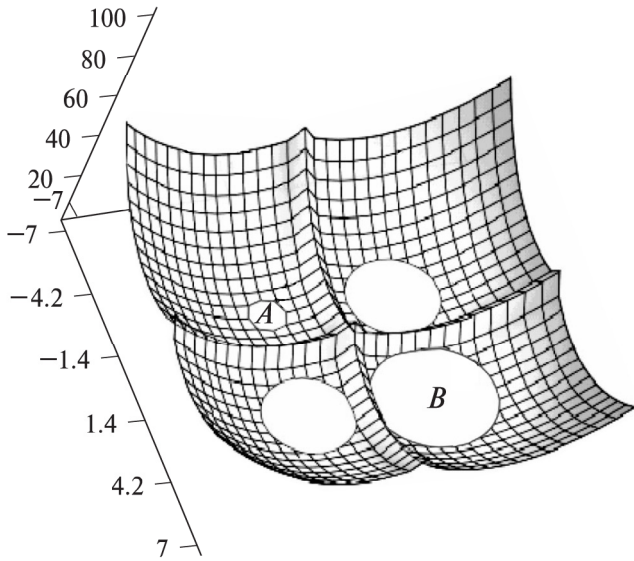


Рис. 1. Поверхность потенциальной энергии (3) в случае параллельного переноса туннелирующих частиц: $a = 2$, $b = 2.5$, $\alpha^* = 0.0001$. A и B обозначают исходное и конечное двухчастичные состояния соответственно. Минимум 2D-потенциала B расположен ниже минимума A . Два других (промежуточных) минимума расположены ниже минимума A и выше минимума B

Выражение для квазиклассического (инстантонного, евклидова) двумерного действия ищется в виде [10]

$$S\{R_1, R_2\} = \int_{-\beta/2}^{\beta/2} d\tau \left\{ \frac{\dot{R}_1^2}{2} + \frac{\dot{R}_2^2}{2} + V(R_1, R_2) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \int_{-\beta/2}^{\beta/2} d\tau' D(\tau - \tau') [R_1(\tau) + R_2(\tau)] [R_1(\tau') + R_2(\tau')] \right\}, \quad (4)$$

квазиклассическая двумерная траектория (инстантон), минимизирующая действие S , может быть определена из системы уравнений движения

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

Моменты времени τ_1 и τ_2 (центры инстантонов), в которые частицы проскакивают верхушки барьеров вдоль соответствующих координат туннелирования, определяются системой трансцендентных уравнений

$$R_1(\tau_1) = 0, \quad R_2(\tau_2) = 0. \quad (6)$$

Результирующее действие S как функция τ_1 и τ_2 задается выражением

$$S = 2a(b + a)(\tau_1 + \tau_2)\omega^2 - \frac{\omega^2(a + b)^2(\tau_1 + \tau_2)^2}{\beta} - \frac{\omega^4(a + b)^2(\tau_1 - \tau_2)^2}{(\omega^2 - 2\alpha)\beta} - \frac{2\omega^4(a + b)^2}{\beta} \times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{(\sin \nu_n \tau_1 + \sin \nu_n \tau_2)^2}{\nu_n^2(\nu_n^2 + \omega^2 + \xi_n)} + \frac{(\sin \nu_n \tau_1 - \sin \nu_n \tau_2)^2}{\nu_n^2(\nu_n^2 + \omega^2 - 2\alpha)} \right\}. \quad (7)$$

В случае существенного взаимодействия с выделенной локальной модой среды-термостата ω_L (C — константа взаимодействия туннелирующей частицы с локальной модой ω_L) квазиклассическое действие S (7) как функция параметров ε^* и τ^* ($\varepsilon = \varepsilon^* \omega = (\tau_1 - \tau_2)\omega$, $\tau = 2\tau^* \omega = (\tau_1 + \tau_2)\omega$, $\beta^* = \beta\omega/2$, $\alpha^* = 2\alpha/\omega^2$, $b^* = b/a$, $b \geq a$) может быть записано в виде

$$S = (b + a)(3a - b)\omega^2\tau^* - \frac{\omega^4(a + b)^2\varepsilon^*}{2(\omega^2 - 2\alpha)} - \frac{4\omega^2(a + b)^2(\tau^*)^2}{\beta} - \frac{\omega^4(a + b)^2(\varepsilon^*)^2}{(\omega^2 - 2\alpha)\beta} - \frac{\omega^2(a + b)^2}{2\gamma} \times \left\{ \frac{\omega^2 - \bar{x}_2}{\sqrt{\bar{x}_1}} \left(\text{cth} \left(\frac{\beta}{2} \sqrt{\bar{x}_1} \right) - \frac{1}{\text{sh} \left(\frac{\beta}{2} \sqrt{\bar{x}_1} \right)} \right) \times \left(\text{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - 2\tau^* \right) \sqrt{\bar{x}_1} \right] - \text{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - \varepsilon^* \right) \sqrt{\bar{x}_1} \right] + \frac{1}{2} \text{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - \varepsilon^* - 2\tau^* \right) \sqrt{\bar{x}_1} \right] + \frac{1}{2} \text{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - 2\tau^* + \varepsilon^* \right) \sqrt{\bar{x}_1} \right] \right) \right\} -$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{\omega^2 - \tilde{x}_1}{\sqrt{\tilde{x}_2}} \left(\operatorname{cth} \left(\frac{\beta}{2} \sqrt{\tilde{x}_2} \right) - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta}{2} \sqrt{\tilde{x}_2} \right)} \times \right. \\
& \times \left(\operatorname{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - 2\tau^* \right) \sqrt{\tilde{x}_2} \right] - \operatorname{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - \varepsilon^* \right) \sqrt{\tilde{x}_2} \right] + \right. \\
& \quad + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - \varepsilon^* - 2\tau^* \right) \sqrt{\tilde{x}_2} \right] + \\
& \quad \left. \left. + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - 2\tau^* + \varepsilon^* \right) \sqrt{\tilde{x}_2} \right] \right] \right) \left. \right\} - \\
& - \frac{\omega^4 (a+b)^2}{2(\omega^2 - 2\alpha)^{3/2}} \left\{ - \operatorname{cth} \left(\frac{\beta}{2} \sqrt{\omega^2 - 2\alpha} \right) + \right. \\
& + \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta}{2} \sqrt{\omega^2 - 2\alpha} \right)} \left(\operatorname{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - \varepsilon^* \right) \sqrt{\omega^2 - 2\alpha} \right] - \right. \\
& \quad - \operatorname{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - 2\tau^* \right) \sqrt{\omega^2 - 2\alpha} \right] + \\
& \quad + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - \varepsilon^* - 2\tau^* \right) \sqrt{\omega^2 - 2\alpha} \right] + \\
& \quad \left. \left. + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - 2\tau^* + \varepsilon^* \right) \sqrt{\omega^2 - 2\alpha} \right] \right] \right\}, \quad (8)
\end{aligned}$$

где

$$\tilde{x}_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\omega^2 + \omega_L^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right) \mp \tilde{\gamma},$$

$$\tilde{\gamma} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\omega^2 + \omega_L^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right)^2 - 4\omega^2 \omega_L^2}.$$

Аналогично в борзовских единицах выражение для действия принимает вид

$$\begin{aligned}
\frac{\hbar}{E_d \alpha_d^2} \frac{S}{a^{*2}} &= \frac{\varepsilon_0^* \tau (1+b^*) (3-b^*)}{2} - \varepsilon_T^* \tau^2 (1+b^*)^2 - \\
& - \frac{\varepsilon_0^* \varepsilon (1+b^*)^2}{2(1-\alpha^*)} - \frac{\varepsilon_T^* \varepsilon^2 (1+b^*)^2}{1-\alpha^*} - \frac{\varepsilon_0^{*2} (1+b^*)^2}{2\tilde{\gamma}} \times \\
& \times \left\{ \frac{\varepsilon_0^{*2} - \tilde{x}_2}{\sqrt{\tilde{x}_1}} \left(\operatorname{cth} \left(\frac{\sqrt{\tilde{x}_1}}{2\varepsilon_T^*} \right) - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\frac{\sqrt{\tilde{x}_1}}{2\varepsilon_T^*} \right)} \times \right. \right. \\
& \times \left(\operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} - \frac{\tau}{\varepsilon_0^*} \right) \sqrt{\tilde{x}_1} \right] - \operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0^*} \right) \sqrt{\tilde{x}_1} \right] + \right. \\
& \quad + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0^*} - \frac{\tau}{\varepsilon_0^*} \right) \sqrt{\tilde{x}_1} \right] + \\
& \quad \left. \left. + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0^*} - \frac{\tau}{\varepsilon_0^*} \right) \sqrt{\tilde{x}_1} \right] \right] \right) - \\
& - \frac{\varepsilon_0^{*2} - \tilde{x}_1}{\sqrt{\tilde{x}_2}} \left(\operatorname{cth} \left(\frac{\sqrt{\tilde{x}_2}}{2\varepsilon_T^*} \right) - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\frac{\sqrt{\tilde{x}_2}}{2\varepsilon_T^*} \right)} \times \right. \\
& \times \left(\operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} - \frac{\tau}{\varepsilon_0^*} \right) \sqrt{\tilde{x}_2} \right] - \operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0^*} \right) \sqrt{\tilde{x}_2} \right] + \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0^*} - \frac{\tau}{\varepsilon_0^*} \right) \sqrt{\tilde{x}_2} \right] + \\
& + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0^*} - \frac{\tau}{\varepsilon_0^*} \right) \sqrt{\tilde{x}_2} \right] \right) \left. \right\} - \\
& - \frac{\varepsilon_0^{*2} (1+b^*)^2}{2(1-\alpha^*)^{3/2}} \left\{ - \operatorname{cth} \left(\frac{\varepsilon_0^*}{2\varepsilon_T^*} \sqrt{1-\alpha^*} \right) + \right. \\
& + \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\frac{\varepsilon_0^*}{2\varepsilon_T^*} \sqrt{1-\alpha^*} \right)} \left(\operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0^*} \right) \varepsilon_0^* \sqrt{1-\alpha^*} \right] - \right. \\
& \quad - \operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{2\varepsilon_T^*} - \frac{\tau}{\varepsilon_0^*} \right) \varepsilon_0^* \sqrt{1-\alpha^*} \right] + \\
& \quad + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{\varepsilon_0^*}{2\varepsilon_T^*} - \varepsilon - \tau \right) \sqrt{1-\alpha^*} \right] + \\
& \quad \left. \left. + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\frac{\varepsilon_0^*}{2\varepsilon_T^*} + \varepsilon - \tau \right) \sqrt{1-\alpha^*} \right] \right] \right\}, \quad (9)
\end{aligned}$$

где

$$\tilde{x}_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\varepsilon_0^{*2} + \varepsilon_L^{*2} + \frac{\gamma_0^*}{\varepsilon_L^{*2}} \right) \mp \tilde{\gamma},$$

$$\tilde{\gamma} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\varepsilon_0^{*2} + \varepsilon_L^{*2} + \frac{\gamma_0^*}{\varepsilon_L^{*2}} \right)^2 - 4\varepsilon_0^{*2} \varepsilon_L^{*2}}.$$

Это выражение с учетом решения системы трансцендентных уравнений (6) позволяет выявить ряд диссипативных туннельных эффектов для систем взаимодействующих квантовых молекул (рис. 2–5). Температурная зависимость квазиклассического (инстантонного, евклидова) действия (9) (точнее, величины вероятности туннелирования Γ) с учетом эффекта бифуркации приведена на рис. 2.

Как и в случае одномерного туннелирования в структурах типа КМ, удается наблюдать эффект блокировки двухчастичной волновой функции в пределе, когда радиусы пар КТ, образующих взаимодействующие КМ, совпадают. Как и в одномерном

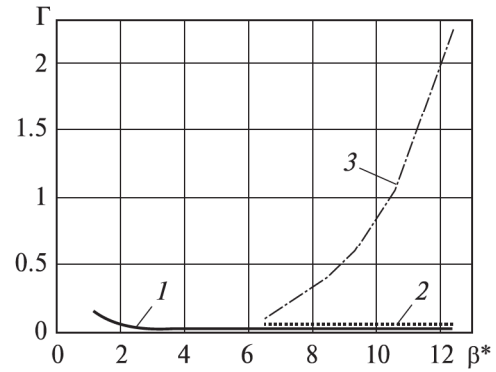


Рис. 2. Зависимость вероятности туннелирования Γ от величины обратной температуры β^* : 1 – $\varepsilon = 0$, $\alpha^* = 0.1$, $b = 1.1$; 2 и 3 – $\varepsilon \neq 0$, $\alpha^* = 0.1$, $b = 1.1$

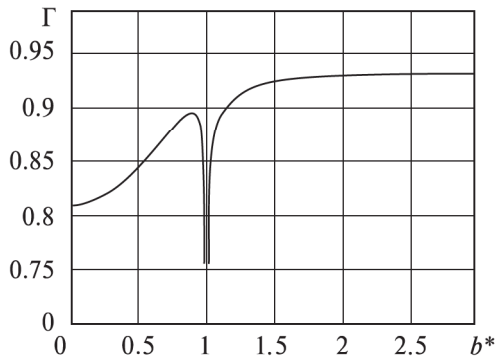


Рис. 3. Зависимость вероятности туннелирования от параметра асимметрии КМ b^* (минимум на зависимости $\Gamma(b^*)$ выявляет эффект блокировки двухчастичной волновой функции в пределах КТ): $\varepsilon = 0, U_0^* = 100, \varepsilon_L^* = 10, \gamma_0^* = 10, \varepsilon_T^* = 0.6$

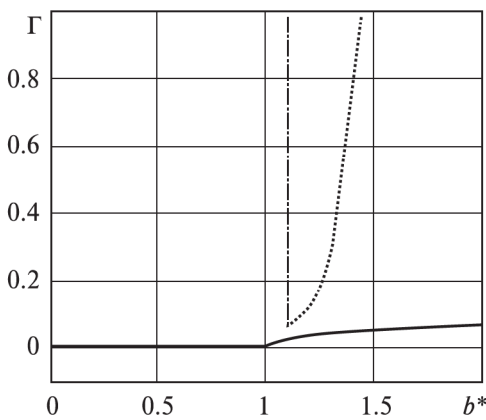


Рис. 4. Зависимость величины Γ от параметра асимметрии: 1 — $\varepsilon = 0, \beta^* = 8.5, \alpha^* = 0.1$; 2 и 3 — $\varepsilon \neq 0, \beta^* = 8.5, \alpha^* = 0.1$

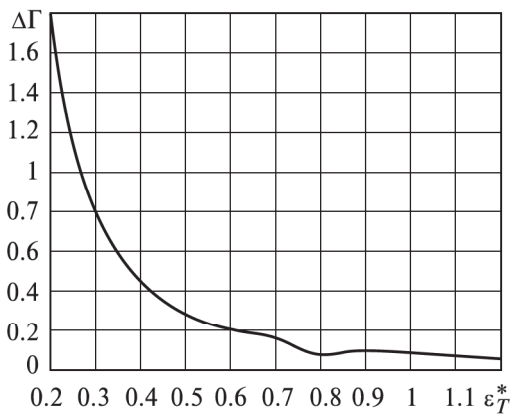


Рис. 5. $\Delta\Gamma$ (расстояние между минимальным и максимальными значениями на зависимости $\Gamma(b^*)$, рис. 3) как функция температурного параметра ε_T^* : $\varepsilon = 0, U_0^* = 180, \varepsilon_L^* = 10, \gamma_0^* = 10$

случае, эффект блокировки существенно зависит от наличия среды-термостата. На фоне зависимости величины квазиклассического действия от величины параметра асимметрии (с ярким экстремумом

при $b^* = b/a = 1$ (минимумом для Γ , см. рис. 3), отвечающим за эффект блокировки), наблюдается также эффект бифуркации — появление отщепленных асинхронных туннельных режимов переноса. В случае, когда влияние среды-термостата пренебрежимо мало, вместо характерного эффекта блокировки (минимум на зависимости $\Gamma(b^*)$) наблюдается эффект излома на зависимости квазиклассического действия либо $\Gamma(b^*)$ как функции параметра асимметрии b^* (см. рис. 4). При этом эффект бифуркации не исчезает. Наблюдается также ярко выраженная нелинейная зависимость квазиклассического действия (5) и величины Γ от параметра взаимодействия α^* . Демонстрируется управляемость эффекта блокировки: наблюдается уменьшение относительной величины $\Delta\Gamma$ (расстояние между экстремумами на зависимости $\Gamma(b^*)$) с ростом температуры (рис. 5) и рост $\Delta\Gamma$ с ростом величины потенциального барьера U_0^* .

Заключение

Таким образом, в работе продемонстрирована применимость известной науки о квантовом туннелировании с диссипацией к изучению термоуправляемого диссипативного туннелирования в системах с взаимодействующими квантовыми молекулами. Теоретически предсказаны 2D-эффекты «изломов» и термоуправляемые экстремумы на зависимости вероятности туннелирования от параметра асимметрии КМ, температурно-зависимые эффекты «блокировки», эффекты «пороговой» температуры в случае, когда радиус исходных КТ в КМ превышает радиус конечных КТ, эффекты 2D-бифуркаций по температуре и коэффициенту взаимодействия туннелирующих частиц в моделях взаимодействующих КМ. Исследованный эффект управляемой блокировки в случае электрически взаимодействующих пар КТ (КМ) может быть использован при разработке структур типа «кубитов». Мы надеемся, что теоретически предсказанные результаты могут быть проверены в экспериментальных схемах с использованием СТМ.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., 1989.
2. Caldeira A.O., Leggett A.J. // Phys. Rev. Lett. 1981. **46**, N 4. P. 211.
3. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1983. **37**, № 7. С. 322.
4. Gorokhov D.A., da Silveira Rava A. // <http://arXiv.org/abs/cond-mat/0308023>.
5. Foa Torres L.E.F., Lewenkopf C.H., Pastawski H.M. // <http://arXiv.org/abs/cond-mat/0306148>.
6. Thielmann A., Hettler M.H., Konig J., Schon G. // Phys. Rev. B. 2003. **68**. P. 115105; <http://arXiv.org/abs/cond-mat/0302621>.

7. Ханин Ю.Н., Вдовин Е.Е., Дубровский Ю.В. // ФТП. 2004. **38**, № 4. С. 436.
8. Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В. Квантовая механика и макроскопические эффекты. М., 1993.
9. Дахновский Ю.И., Овчинников А.А., Семенов М.Б. // ЖЭТФ. 1987. **92**, № 3. С. 955.
10. Aringazin A.K., Dahnovsky Yu.I., Krevchik V.D., Setenov M.B., Ovchinnikov A.A., Yamamoto K. // Phys. Rev. B. 2003. **68**. P. 155426-1.
11. Овчинников А.А., Дахновский Ю.И., Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Арынгазин А.К. Принципы управляемой модуляции низкоразмерных структур. М., 2003.
12. Бурдов В.А., Соленов Д.С. // ЖЭТФ. 2004. **125**, № 3. С. 684.
13. Vandersypen L.M.K., Elzerman J.M., Schouten R.N. et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. **85**, N 19. P. 4394.
14. Elzerman J.M., Hanson R., Greidanus J.S. // Phys. E. 2004. **25**. P. 135.
15. Oosterkamp H., Fujisawa T., Wiel W.G. van der // Nature. 1998. **395**. P. 873.
16. Vorrath T., Brandes T. // Phys. Rev. B. 2003. **68**. P. 035309; <http://www.arxiv.org/cond-mat/0305439>.

Поступила в редакцию
21.04.06