

УДК 539.2:541.117

В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов,
А. В. Разумов, З. А. Гаврина, П. В. Кревчик

2D-ТУННЕЛЬНЫЕ БИФУРКАЦИИ В СПЕКТРАХ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В СИСТЕМЕ ДВУХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КВАНТОВЫХ МОЛЕКУЛ

Аннотация. Теоретически исследовано влияние двумерного диссипативного туннелирования на вероятность двухфотонной ионизации D^- -центра в системе двух взаимодействующих квантовых молекул. Выявлены эффекты 2D-туннельных бифуркаций и квантовых биений для случая параллельного 2D-туннелирования.

Ключевые слова: туннельные бифуркации, двухфотонное примесное поглощение.

Abstract. Influence of 2D-dissipative tunneling on the two – photon D^- -center ionization probability is theoretically investigated in this article for system of two interacting quantum molecules. The 2D-tunnel bifurcation and beats effects are revealed for the case of 2D parallel tunneling.

Keywords: tunnel bifurcations, two-photon impurity absorption.

Введение

Исследование движения квантовой частицы, взаимодействующей с термостатом, является одной из важных проблем современной теоретической физики [1–4].

Интерес к данной проблеме в значительной степени связан с изучением туннельных сверхпроводящих контактов при низких температурах [1–3], с решением задачи квантового туннелирования с диссипацией в кристаллах [4], а также с изучением скорости ряда низкотемпературных химических реакций [5]. Интерес к дальнейшему развитию науки о квантовом туннелировании с диссипацией возрос в последние годы в связи с активизацией исследований туннельно-связанных квантовых точек (КТ) – квантовых молекул (КМ), которые, в частности, можно рассматривать как реактивные молекулярные комплексы. В этой связи становится актуальным изучение таких систем с позиций квантовой химической динамики, объединяющей методы современной квантовой физики и химической кинетики [7]. Использование методов двухфотонной (ДФ) спектроскопии позволит более детально изучить ряд особенностей 2D-диссипативного туннелирования, связанных с наличием точек бифуркации и эффекта квантовых биений.

В настоящей работе теоретически исследуется ДФ примесное поглощение в системе взаимодействующих КМ в условиях 2D-диссипативного туннелирования при наличии внешнего электрического поля.

2D-туннелирование в системе из двух взаимодействующих КМ

Проведем теоретический анализ особенностей 2D-диссипативного туннелирования при наличии внешнего электрического поля. Влияние последнего учитывается через перенормировку параметров 2D-потенциала, который принимает вид

$$U_1(R_1, R_2) = \frac{\omega^2 (R_1 + a)^2}{2} \theta(-R_1) + \left[-\Delta I + \frac{\omega^2 (R_1 - b)^2}{2} \right] \theta(R_1) + \\ + \frac{\omega^2 (R_2 + a)^2}{2} \theta(-R_2) + \left[-\Delta I + \frac{\omega^2 (R_2 - b)^2}{2} \right] \theta(R_2) - \frac{\alpha (R_1 - R_2)^2}{2}, \quad (1)$$

здесь $\theta(x)$ – функция Хевисайда, $b = b_0 + |e|E_0/\omega_0^2$, $a = a_0 - |e|E_0/\omega_0^2$, ΔI .

При этом смена знака напряжения приводит к тому, что исходная асимметрия потенциала (правая потенциальная яма глубже левой) только усиливается, и симметрия потенциала не достигается. На рис. 1 показано изменение асимметрии поверхности потенциальной энергии для случая параллельного переноса частиц во внешнем электрическом поле при отрицательном приложенном напряжении.

Можно видеть, что при определенном значении приложенного напряжения $2D$ -потенциал становится симметричным (рис 1,б). Для случая $2D$ -параллельного переноса с учетом взаимодействия туннелирующих частиц, а также их взаимодействия с осцилляторами среды получена аналитическая формула для евклидова действия S . Траектория, которая минимизирует евклидово действие S , может быть найдена из уравнений движения. Моменты времени τ_1 и τ_2 , в которые частицы проходят вершины барьера, определяются из системы уравнений

$$\begin{cases} q_1(\tau_1) = 0, \\ q_2(\tau_2) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где q_1 и q_2 – координаты туннелирования.

В случае параллельного движения туннелирующих частиц (потенциальная энергия $U_1(R_1, R_2)$, (1)), действие S как функция параметров τ_1 и τ_2 принимает вид

$$S = 2a(b+a)(\tau_1 + \tau_2)\omega^2 - \frac{\omega^2(a+b)^2(\tau_1 + \tau_2)^2}{\beta} - \frac{\omega^4(a+b)^2(\tau_1 - \tau_2)^2}{(\omega^2 - 2\alpha)\beta} - \\ - \frac{2\omega^4(a+b)^2}{\beta} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{(\sin v_n \tau_1 + \sin v_n \tau_2)^2}{v_n^2(v_n^2 + \omega^2 + \xi_n)} + \frac{(\sin v_n \tau_1 - \sin v_n \tau_2)^2}{v_n^2(v_n^2 + \omega^2 - 2\alpha)} \right\}, \quad (3)$$

где ξ_n может полагаться равным 0, если пренебречь взаимодействием с осцилляторами среды.

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

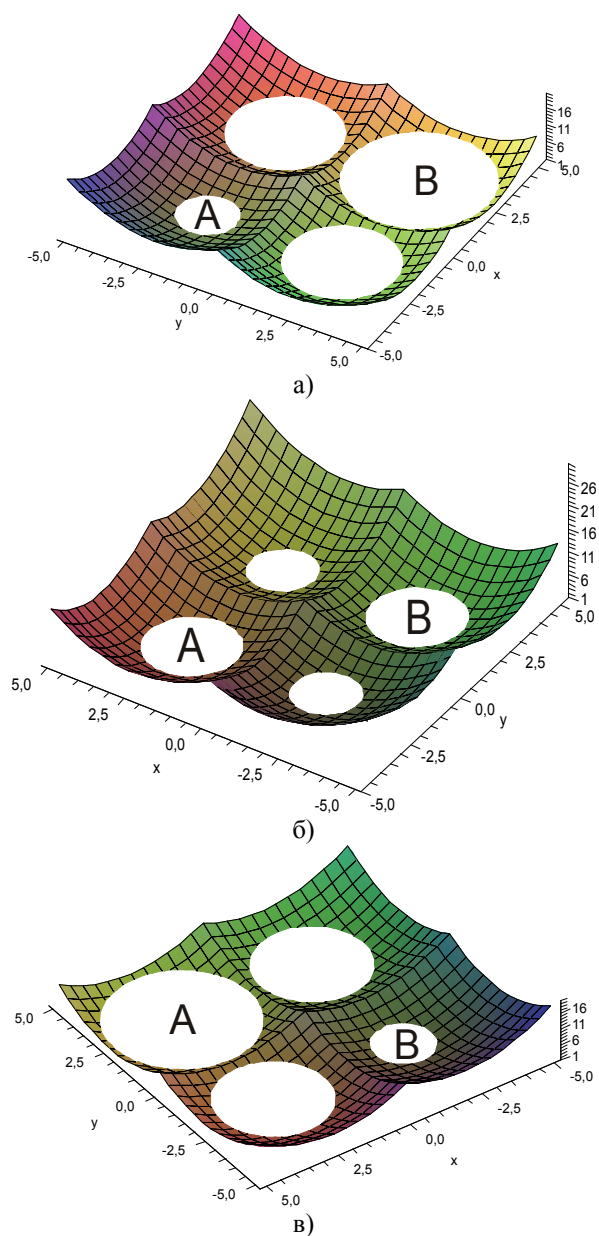


Рис. 1 Изменение асимметрии поверхности потенциальной энергии для параллельного переноса частиц во внешнем электрическом поле

Если пренебречь взаимодействием с фононами (осцилляторами среды), тогда $\xi_n = 0$, и действие S (3) как функция параметров ϵ и τ принимает вид

$$S = (a+b)\omega\tau\left(2a - \frac{a+b}{2}\left[1 + \frac{1}{1-\alpha^*}\right]\right) + \frac{\omega(a+b)^2}{2}(\tau - |\epsilon|) \cdot \frac{\alpha^*}{1-\alpha^*} -$$

$$- \frac{\omega(a+b)^2}{2} \left\{ -\text{cth}\beta^* + \frac{1}{\text{sh}\beta^*} \left[\text{ch}(\beta^* - \tau) \text{ch}\epsilon + \text{ch}(\beta^* - \tau) - \text{ch}(\beta^* - |\epsilon|) \right] \right\} -$$

$$-\frac{\omega(a+b)^2}{2(1-\alpha^*)^{3/2}} \left\{ -\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right) + \frac{1}{\operatorname{sh}\left(\beta^*\sqrt{1-\alpha^*}\right)} \left[\operatorname{ch}\left((\beta^*-\tau)\sqrt{1-\alpha^*}\right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \operatorname{ch}\left(\varepsilon\sqrt{1-\alpha^*}\right) - \operatorname{ch}\left((\beta^*-\tau)\sqrt{1-\alpha^*}\right) + \operatorname{ch}\left((\beta^*-\varepsilon)\sqrt{1-\alpha^*}\right) \right] \right\}. \quad (4)$$

В случае взаимодействия с выделенной локальной осцилляторной модой среды ω_L выражение для действия S как функции параметров ε^* и τ^* ($\varepsilon^* = \tau_1 - \tau_2$, $\tau^* = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2}$) принимает вид

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

$$\begin{aligned}
& -\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau^*\right)\sqrt{\omega^2-2\alpha}\right]+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-\varepsilon^*-2\tau^*\right)\sqrt{\omega^2-2\alpha}\right]+ \\
& \left.+\frac{1}{2}\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau^*+\varepsilon^*\right)\sqrt{\omega^2-2\alpha}\right]\right\}, \quad (5)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\tilde{x}_{1,2} &= \left(\omega^2 + \omega_L^2 + C^2/\omega_L^2\right)/2 \mp \sqrt{\left(\omega^2 + \omega_L^2 + C^2/\omega_L^2\right)^2 - 4\omega^2\omega_L^2}/2, \\
\tilde{\gamma} &= \sqrt{\left(\omega^2 + \omega_L^2 + C^2/\omega_L^2\right)^2 - 4\omega^2\omega_L^2}.
\end{aligned}$$

То же действие в боровских единицах записывается в виде

$$\begin{aligned}
S &= a^* \sqrt{U_0^*} \left\{ \left(\frac{b^* + W_0}{a^* - W_0} + 1 \right) \left(3 - \frac{b^* + W_0}{a^* - W_0} \right) \tau^* - \frac{\left(1 + \frac{b^* + W_0}{a^* - W_0} \right)^2 \varepsilon^*}{2(1 - \alpha^*)} - \right. \\
& \quad \left. - \frac{\left(1 + \frac{b^* + W_0}{a^* - W_0} \right)^2 \tau^{*2}}{2\beta^*} - \frac{\left(1 + \frac{b^* + W_0}{a^* - W_0} \right)^2 \varepsilon^{*2}}{(1 - \alpha^*)\beta^*} - \right. \\
& \quad \left. - \frac{\left(1 + \frac{b^* + W_0}{a^* - W_0} \right)^2}{2\gamma^*} \left\{ \frac{(1 - x_2^*)}{\sqrt{x_1^*}} \left(\operatorname{cth}(\beta^* \sqrt{x_1^*}) - \frac{1}{\operatorname{sh}(\beta^* \sqrt{x_1^*})} \left(\operatorname{ch}[(\beta^* - \tau^*)\sqrt{x_1^*}] - \right. \right. \right. \\
& \quad \left. \left. \left. - \operatorname{ch}[(\beta^* - \varepsilon^*)\sqrt{x_1^*}] + \frac{1}{2} \operatorname{ch}[(\beta^* - \varepsilon^* - \tau^*)\sqrt{x_1^*}] + \frac{1}{2} \operatorname{ch}[(\beta^* - \tau^* + \varepsilon^*)\sqrt{x_1^*}] \right) \right\} - \right. \\
& \quad \left. - \frac{(1 - x_1^*)}{\sqrt{x_2^*}} \left(\operatorname{cth}(\beta^* \sqrt{x_2^*}) - \frac{1}{\operatorname{sh}(\beta^* \sqrt{x_2^*})} \left(\operatorname{ch}[(\beta^* - \tau^*)\sqrt{x_2^*}] - \operatorname{ch}[(\beta^* - \varepsilon^*)\sqrt{x_2^*}] + \right. \right. \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\beta^* - \varepsilon^* - \tau^* \right) \sqrt{x_2^*} \right] + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\beta^* - \tau^* + \varepsilon^* \right) \sqrt{x_2^*} \right] \left. \right\} - \frac{\left(1 + \frac{b^* + W_0}{a^* - W_0} \right)^2}{2(1 - \alpha^*)^{3/2}} \times \\
 & \times \left\{ -\operatorname{cth} \left(\beta^* \sqrt{1 - \alpha^*} \right) + \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\beta^* \sqrt{1 - \alpha^*} \right)} \left(\operatorname{ch} \left[\left(\beta^* - \varepsilon^* \right) \sqrt{1 - \alpha^*} \right] - \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. - \operatorname{ch} \left[\left(\beta^* - \tau^* \right) \sqrt{1 - \alpha^*} \right] + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\beta^* - \varepsilon^* - \tau^* \right) \sqrt{1 - \alpha^*} \right] + \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left[\left(\beta^* - \tau^* + \varepsilon^* \right) \sqrt{1 - \alpha^*} \right] \right) \right\}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

где $\beta^* = \sqrt{U_0^*} / a^* \varepsilon_T^*$, $\varepsilon_T^* = kT / E_d$, $\varepsilon_c^* = \hbar \sqrt{c} / E_d$, $\varepsilon_L^* = \hbar \omega_L / E_d$, $b^* = b / a_d$,

$$a^* = a / a_d, \quad \tilde{\gamma}^* = \sqrt{\left(\varepsilon_L^{*2} a^{*2} / 4U_0^* + 1 + \varepsilon_c^4 a^{*2} / 4\varepsilon_L^{*2} U_0^* \right)^2 - \varepsilon_L^{*2} a^{*2} / U_0^*},$$

$$\begin{aligned}
 x_1^* &= \frac{1}{2} \left[\varepsilon_L^{*2} a^{*2} / 4U_0^* + 1 + \varepsilon_c^4 a^{*2} / 4\varepsilon_L^{*2} U_0^* - \right. \\
 & \quad \left. - \sqrt{\left(\varepsilon_L^{*2} a^{*2} / 4U_0^* + 1 + \varepsilon_c^4 a^{*2} / 4\varepsilon_L^{*2} U_0^* \right)^2 - \varepsilon_L^{*2} a^{*2} / U_0^*} \right],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 x_2^* &= \frac{1}{2} \left[\varepsilon_L^{*2} a^{*2} / 4U_0^* + 1 + \varepsilon_c^4 a^{*2} / 4\varepsilon_L^{*2} U_0^* + \right. \\
 & \quad \left. + \sqrt{\left(\varepsilon_L^{*2} a^{*2} / 4U_0^* + 1 + \varepsilon_c^4 a^{*2} / 4\varepsilon_L^{*2} U_0^* \right)^2 - \varepsilon_L^{*2} a^{*2} / U_0^*} \right].
 \end{aligned}$$

Следующая система связывает величины τ и ε между собой и с параметрами туннелирования системой из двух трансцендентных уравнений вида

$$\begin{cases}
 \operatorname{sh} \varepsilon \left[\operatorname{ch} \tau \operatorname{cth} \beta^* - \operatorname{sh} \tau - \operatorname{cth} \beta^* \right] + \frac{1}{1 - \alpha^*} \operatorname{sh} \left(\varepsilon \sqrt{1 - \alpha^*} \right) \times \\
 \times \left[\operatorname{ch} \left(\tau \sqrt{1 - \alpha^*} \right) \operatorname{cth} \left(\beta^* \sqrt{1 - \alpha^*} \right) - \operatorname{sh} \left(\tau \sqrt{1 - \alpha^*} \right) + \operatorname{cth} \left(\beta^* \sqrt{1 - \alpha^*} \right) \right] = 0, \\
 3 - \frac{4}{1 + b^*} - \frac{1}{1 - \alpha^*} + \operatorname{ch} \varepsilon \left[\operatorname{sh} \tau \operatorname{cth} \beta^* - \operatorname{ch} \tau - 1 \right] + \operatorname{sh} \tau \operatorname{cth} \beta^* - \operatorname{ch} \tau + \\
 + \frac{1}{1 - \alpha^*} \operatorname{ch} \left(\varepsilon \sqrt{1 - \alpha^*} \right) \left[\operatorname{sh} \left(\tau \sqrt{1 - \alpha^*} \right) \operatorname{cth} \left(\beta^* \sqrt{1 - \alpha^*} \right) - \operatorname{ch} \left(\tau \sqrt{1 - \alpha^*} \right) + 1 \right] - \\
 - \frac{1}{1 - \alpha^*} \left[\operatorname{sh} \left(\tau \sqrt{1 - \alpha^*} \right) \operatorname{cth} \left(\beta^* \sqrt{1 - \alpha^*} \right) - \operatorname{ch} \left(\tau \sqrt{1 - \alpha^*} \right) \right] = 0.
 \end{cases} \quad (7)$$

Решение системы уравнений (6) получаем в следующей форме:

$$\varepsilon = (\tau_1 - \tau_2)\omega = 0, \quad \forall \beta, \quad \alpha < \frac{\omega^2}{2};$$

$$\tau_1 = \tau_2 = \frac{\tau}{2\omega} = \frac{1}{2\omega} \operatorname{Arcsh} \left[\frac{1-b^*}{1+b^*} \operatorname{sh} \frac{\beta\omega}{2} \right] + \frac{\beta}{4}. \quad (8)$$

При достаточно низких температурах ($\omega\beta \gg 1$) с экспоненциальной точностью при $1 < b/a < 3$; $(b-a)/2(b+a) \leq 2\alpha/\omega^2 < 2(b-a)/(3b-a) = \alpha_c^*$, появляется еще одно решение:

$$e^{-\tau\sqrt{1-\alpha^*}} \cong \left[3 - \frac{4}{1+b^*} - \frac{1}{1-\alpha^*} \right] (1-\alpha^*)^{1/(1-\sqrt{1-\alpha^*})} \times$$

$$\times \left\{ 1 + (1-\alpha^*)^{1/(1-\sqrt{1-\alpha^*})} \left[-\frac{1}{1-\alpha^*} + \left(3 - \frac{4}{1+b^*} - \frac{1}{1-\alpha^*} \right) / (1-\sqrt{1-\alpha^*}) \right] \right\}^{-1};$$

$$e^{-\varepsilon} \cong \left\{ \left[3 - \frac{4}{1+b^*} - \frac{1}{1-\alpha^*} \right] + \frac{1}{1-\alpha^*} e^{-\tau\sqrt{1-\alpha^*}} \right\} / e^{-\tau\sqrt{1-\alpha^*}}, \quad (9)$$

где $\alpha^* = \alpha m^* a^{*2} a_d^2 / U_0^* E_d$.

Решение (9) справедливо для

$$\beta > -\frac{1}{\omega} \ln \left\{ \exp \left(-\tau\sqrt{1-\alpha^*} \right) \right\} = \beta_c. \quad (10)$$

Особенности 2D-туннелирования в спектрах ДФ поглощения

Решение системы уравнений (6) позволяет выявить бифуркацию 2D-туннельных траекторий при определенных значениях температуры, либо параметра асимметрии потенциала (связанного с величиной внешнего электрического поля), либо коэффициента взаимодействия α [6, 7]. Численный анализ системы (6) позволяет также выявить тонкую структуру перехода в окрестности точки бифуркации, т.е. режим квантовых биений для параллельного переноса туннелирующих частиц (при этом кроме тривиального решения (7) появляются еще два). На рис. 2 представлена рассчитанная зависимость вероятности ДФ ионизации $D^{(-)}$ -центра в системе, состоящей из двух взаимодействующих КМ, от величины напряженности внешнего электрического поля в условиях 2D-диссипативного туннелирования. Из рис. 2 видно, что для полевой зависимости вероятности ДФ примесного поглощения характерен излом, соответствующий точке 2D-бифуркации – как результат смены режима 2D-диссипативного туннелирования с синхронного на асинхронный. Видно также, что в малой окрестности точки бифуркации реализуется режим квантовых биений, связанный с существованием конкурирующих решений при поиске 2D-инстантона. Можно видеть, что с ростом постоянной взаимо-

действия α точка $2D$ -бифуркации смещается в область более сильных полей (ср. рис. 2,а и рис. 2,б), что обусловлено изменением симметрии $2D$ -потенциала за счет усиления кулоновского отталкивания туннелирующих частиц.

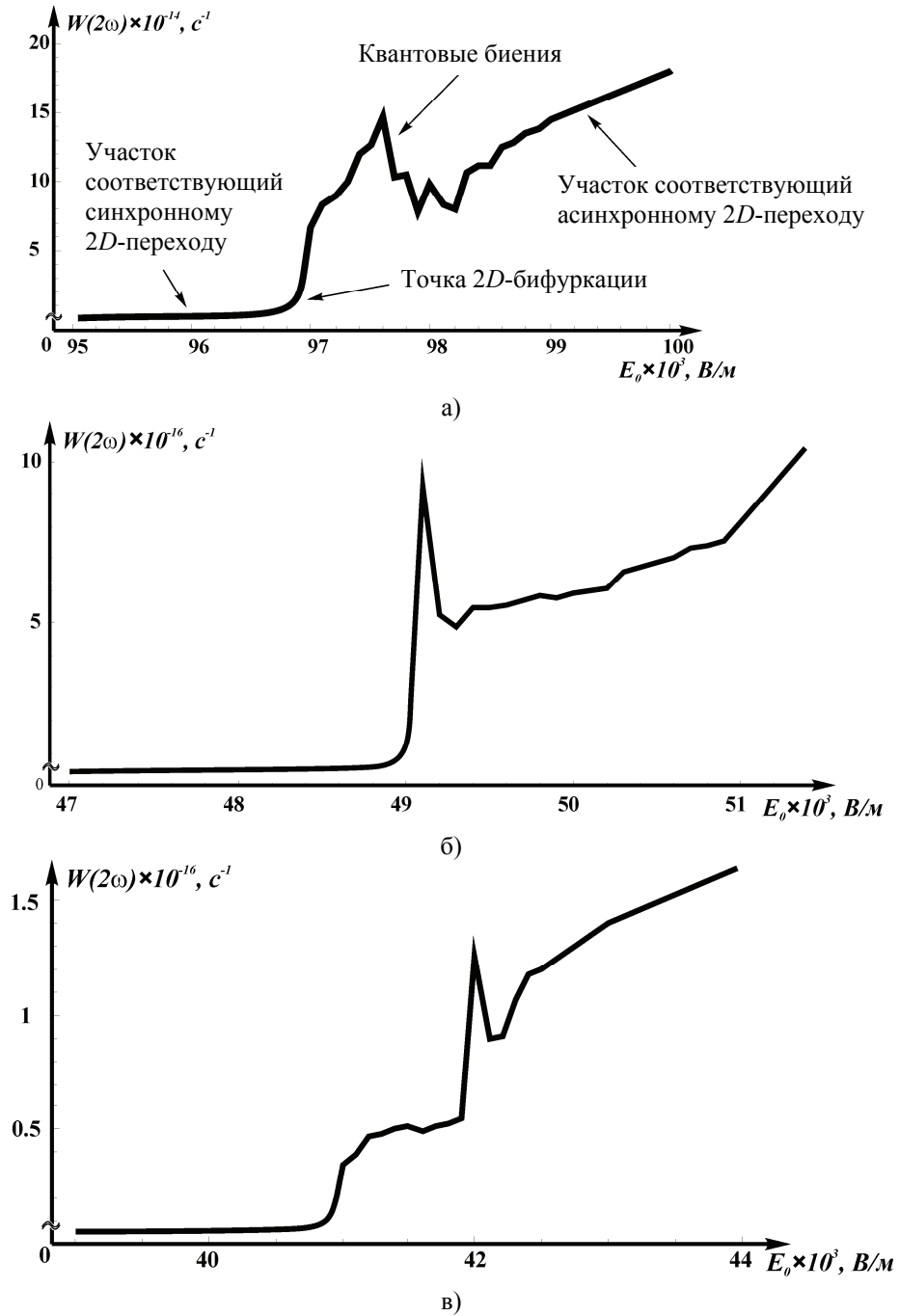


Рис. 2 Зависимость вероятности ДФ ионизации $D^{(-)}$ -центра в системе, состоящей из двух взаимодействующих КМ от величины напряженности электрического поля E_0 , при $U_0^* = 250$, $a_0 = 1$, $b_0 = 1,5$, $\eta_i = 7$, $\varepsilon_L = 1$, $\varepsilon_C = 1$:
а – $\alpha = 0,38$, $\varepsilon_T = 1$; б – $\alpha = 0,37$, $\varepsilon_T = 1$; в – $\alpha = 0,37$, $\varepsilon_T = 1,5$

Аналогичная ситуация имеет место и при уменьшении температуры (параметр ϵ_T) (ср. рис. 2,в и 2,б). С уменьшением параметра ϵ_T вероятность $2D$ -туннелирования уменьшается, и, следовательно, требуется большая величина напряженности внешнего электрического поля для увеличения асимметрии $2D$ -потенциала. Таким образом, эффекты бифуркаций и квантовых биений существенно зависят от таких параметров $2D$ -туннелирования, как температура и постоянная взаимодействия туннелирующих частиц. При этом роль внешнего электрического поля сводится к восстановлению асимметрии $2D$ -потенциала, необходимой для появления бифуркаций.

Список литературы

- 1 **Жуковский, В. Ч.** Квантовые эффекты в мезоскопических системах. Ч. 1. Квантовое туннелирование с диссипацией : учебное пособие для студентов физического факультета МГУ / В. Ч. Жуковский, В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов, А. И. Тернов. – М. : Физический факультет МГУ, 2002. – 108 с.
- 2 **Овчинников, А. А.** Введение в современную мезоскопию : учебное пособие / А. А. Овчинников, В. Ч. Жуковский, В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов [и др.]. – Пенза : Изд-во ПГУ, 2003. – 570 с.
- 3 **Овчинников, А. А.** Принципы управляемой модуляции низкоразмерных структур : монография / А. А. Овчинников, В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов [и др.]. – М. : УНЦ ДО, 2003. – 510 с.
- 4 **Ovchinnikov, A. A.** Two-dimensional tunnel correlations with dissipation / A. A. Ovchinnikov, V. D. Krevchik, M. B. Semenov, V. Ya. Krivnov, K. Yamamoto etc. // *Physical Review B*. – 2003. – V. 68. – P. 155426.
- 5 **Krevchik, V. D.** Transfer processes in low - dimensional systems : коллективная монография, мемориальный сборник статей, посвященная памяти А. А. Овчинникова и А. И. Ларкина ; при участии Нобелевского лауреата, проф. Э. Леггетта / V. D. Krevchik, M. B. Semenov, V. Ya. Krivnov, K. Yamamoto etc. ; UT Research Institute Press. – Tokyo, Japan, 2005. – 690 p.
- 6 **Жуковский, В. Ч.** Наблюдаемые двумерные туннельные бифуркации во внешнем электрическом поле / В. Ч. Жуковский, В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов, О. Н. Горшков [и др.] // *Вестник МГУ*. – 2009. – Вып. 5. – С. 3–8. – (Сер. 3. Физика. Астрономия).
- 7 **Кревчик, В. Д.** Управляемое диссипативное туннелирование : коллективная монография, посвященная памяти академика РАН А. И. Ларкина ; под ред. Нобелевского лауреата Э. Леггетта ; при ред. участии В. Д. Кревчика, М. Б. Семенова, К. Ямамото и др. / В. Д. Кревчик, Э. Леггетт, Ю. Н. Овчинников, М. Б. Семенов, К. Ямамото [и др.]. – М. : Изд-во физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, 2009. – Ч. 1, 2.

Кревчик Владимир Дмитриевич

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

E-mail: physics@pnzgu.ru

Krevchik Vladimir Dmitrievich

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

Разумов Алексей Викторович

кандидат физико-математических наук,
доцент, кафедра общей физики,
Пензенский государственный
педагогический университет
им. В. Г. Белинского

E-mail: physics@pnzgu.ru

Razumov Aleksey Viktorovich

Candidate of physico-mathematical
sciences, associate professor,
sub-department of general physics,
Penza State Pedagogic University
named after V. G. Belinsky

Гаврина Зоя Алексеевна

соискатель, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Gavrina Zoya Alekseevna

Applicant, Penza State University

Кревчик Павел Владимирович

студент, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Krevchik Pavel Vladimirovich

Student, Penza State University

УДК 539.2:541.117

Кревчик, В. Д.

**2D-туннельные бифуркации в спектрах двухфотонного поглощения
света в системе двух взаимодействующих квантовых молекул / В. Д. Крев-
чик, М. Б. Семенов, А. В. Разумов, З. А. Гаврина, П. В. Кревчик // Известия
высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические
науки. – 2009. – № 4 (12). – С. 147–156.**