Влияние внешнего электрического поля на оптические свойства квантовой молекулы с резонансным u-состоянием D_2^--центра

В. Ч. Жуковский[1,a], В. Д. Кревчик[2,b], А. Б. Грунин[2], М. Б. Семенов[2], Р. В. Зайцев[2]

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

[2] *Пензенский государственный университет, кафедра «Физика». Россия, 440026, Пенза, ул. Красная, д. 40.*

E-mail: [a] *vlchzh@gmail.com,* [b] *physics@pnzgu.ru*

Статья поступила 17.06.2013, подписана в печать 28.06.2013.

В модели потенциала нулевого радиуса исследовано влияние внешнего электрического поля на вероятность излучательного перехода электрона с резонансного u-состояния в локализованное g-состояние D_2^--центра при наличии диссипативного туннелирования. Показано, что вероятность излучательного перехода возрастает примерно на два порядка при напряженности внешнего электрического поля, для которой исходно асимметричный двухъямный осцилляторный потенциал, моделирующий квантовую молекулу, становится симметричным.

Ключевые слова: квантовая молекула, вероятность излучательного перехода, внешнее электрическое поле, диссипативное туннелирование..

УДК: 539.23; 539.216.1; 537.311.322. PACS: 73.21.La.

Введение

В последние годы развитие техники двойного селективного легирования стимулировало интерес к оптическим свойствам полупроводниковых наноструктур, содержащих H^--подобные примесные центры и их молекулярные комплексы. Так, в настоящее время возможно получение квантовых ям GaAs/AlGaAs, содержащих стационарные — A^+- и D^--центры [1, 2]. В объемных слабокомпенсированных полупроводниках такие примесные центры были обнаружены более 40 лет назад (обзор дан в [3]). Было показано [3], что в системе нейтральных и заряженных примесных центров в объемных полупроводниках возможны, в частности такие формы локализации электронов, как изолированные H^--подобные центры и примесные молекулярные комплексы H_2^-. Последние образуются вследствие роста концентрации нейтральных примесей, когда расстояние между нейтральными атомами становится достаточно малым и носитель заряда (электрон или дырка) обобществляется. При этом энергетический уровень H_2^--подобного центра расщепляется из-за обменного взаимодействия. Интерес к оптическим свойствам полупроводниковых наноструктур с H_2^--подобными примесными центрами обусловлен прежде всего новой физической ситуацией, связанной с квантовым размерным эффектом. В этом случае появляются новые возможности для управления термами примесного молекулярного иона, а также спектрами фотолюминесценции и фотовозбуждения. Особый интерес привлекают к себе квантовые точки (КТ) с резонансным u-состоянием D_2^--центра, время жизни которого определяется процессом туннельного распада, управляемого с помощью внешнего электрического поля. С прикладной точки зрения актуальность исследования оптических свойств КТ с D_2^--центрами определяется тем, что такие системы имеют важное значение для разработки новых источников стимулированного излучения на примесных переходах. С другой стороны, при изучении туннельно-связанных КТ (квантовых молекул (КМ)) необходимо учитывать то обстоятельство, что физика и химия электронных процессов в наномасштабах имеют много общего. Это дает возможность рассматривать физику распада D_2^--центра с резонансным u-состоянием в КМ с позиций многомерного диссипативного туннелирования, которое может происходить во многих химических реакциях [4–19]. Важным достоинством использования инстантонных подходов является то, что в сочетании с моделью потенциала нулевого радиуса для D_2^--центра [20, 21] появляется возможность получить основные результаты в аналитической форме, а также учесть влияние электрического поля на оптические свойства КТ с D_2^--центрами.

Цель настоящей работы заключается в теоретическом исследовании особенностей спектральной зависимости вероятности излучательного перехода (ВИП) электрона с резонансного u-состояния D_2^--центра в локализованное g-состояние в КМ, связанных с наличием внешнего электрического поля и диссипативного туннелирования.

Исследование особенностей спектральной зависимости вероятности излучательного перехода электрона с резонансного u-состояния D_2^- центра в локализованное g-состояние в квантовой молекуле

Рассмотрим D_2^--состояние в одной из КТ, образующих КМ. Пусть D^0-центры примесного молекулярного иона расположены в точках с координатами $\boldsymbol{R}_{a1} = (0,0,0)$ и $\boldsymbol{R}_{a2} = (x_{a2},0,0)$. Внешнее электрическое поле $\boldsymbol{E}_0$ направлено вдоль координаты диссипативного туннелирования. Двухцентровой потенциал моделируется суперпозицией потенциалов нулевого радиуса мощностью $\gamma_i = 2\pi\hbar^2/(\alpha_i m^*)$ и в декартовой системе

координат имеет вид [22]

$$V_\delta(\boldsymbol{r};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})=\sum_{i=1}^{2}\gamma_i\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_{ai})\times[1+(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_{ai})\nabla_{\boldsymbol{r}}],\quad(1)$$

где α_i определяется энергией $E_i=-\hbar^2\alpha_i^2/(2m^*)$ электронного локализованного состояния на этих же D^0-центрах в объемном полупроводнике.

Для не возмущенных примесями одноэлектронных состояний во внешнем электрическом поле гамильтониан соответствующей спектральной задачи в модели параболического потенциала конфайнмента имеет вид

$$\widehat{H}=-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2+\frac{m^*\omega_0^2}{2}(x^2+y^2+z^2)-|e|E_0,\qquad(2)$$

где m^* — эффективная масса электрона, ω_0 — характерная частота удерживающего потенциала КТ, $|e|$ — абсолютное значение заряда электрона.

Собственные значения E_{n_1,n_2,n_3} и соответствующие собственные функции $\Psi_{n_1,n_2,n_3}(x,y,z)$ гамильтониана (2) даются выражениями вида [23]

$$E_{n_1,n_2,n_3}=\hbar\omega_0\left(n_1+n_2+n_3+\frac{3}{2}\right)-\frac{|e|^2E^2}{2m^*\omega_0^2},\qquad(3)$$

$$\Psi_{n_1,n_2,n_3}(x,y,z)=2^{-(n_1+n_2+n_3)/2}(n_1!n_2!n_3!)^{-1/2}\pi^{-3/4}a^{-3/2}\times$$
$$\times\exp\left(-\frac{(x-x_0)^2+y^2+z^2}{2a^2}\right)\times$$
$$\times H_{n_1}\left(\frac{x-x_0}{a}\right)H_{n_2}\left(\frac{y}{a}\right)H_{n_3}\left(\frac{z}{a}\right),\qquad(4)$$

где $n_1,n_2,n_3=0,1,2,\ldots$ — квантовые числа, соответствующие уровням энергии осцилляторной потенциальной ямы; $a=\sqrt{\hbar/(m^*\omega_0)}$ — характерная длина удерживающего потенциала; $x_0=|e|E/(m^*\omega_0^2)$; $H_n(x)$ — полиномы Эрмита.

В приближении эффективной массы волновая функция электрона $\Psi_\lambda(\boldsymbol{r};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})$, локализованного на D_2^--центре, удовлетворяет уравнению Липпмана–Швингера [22]

$$\Psi_\lambda(\boldsymbol{r};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})=$$
$$=\int d\boldsymbol{r}_1\,G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_1;E_\lambda)V_\delta(\boldsymbol{r}_1;\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})\Psi_\lambda(\boldsymbol{r}_1;\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})\qquad(5)$$

и имеет вид линейной комбинации

$$\Psi_\lambda(\boldsymbol{r};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})=\sum_{k=1}^{2}\gamma_kc_kG(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}_{ak};E_\lambda),\qquad(6)$$

где $c_k=\left(\widehat{T}_k\Psi_\lambda\right)(\boldsymbol{R}_{ak};\boldsymbol{R}_{a1},\boldsymbol{R}_{a2})$; $\widehat{T}_k=\lim\limits_{\boldsymbol{r}\to\boldsymbol{R}_{ak}}[1+(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_{ak})\nabla_{\boldsymbol{r}}]$; $G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}_{ak};E_\lambda)$ — одноэлектронная функция Грина, соответствующая источнику в точке $\boldsymbol{R}_{ai}$ и энергии $E_\lambda=\hbar^2\left(\lambda'^2+i\lambda''^2\right)/(2m^*)$, ($\lambda''$ учитывает уширение примесного энергетического уровня за счет туннельного распада, E_λ — энергия, отсчитываемая от дна КТ) [22];

$$G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_1;E_\lambda)=\sum_{n_1,n_2,n_3}\frac{\Psi^*_{n_1,n_2,n_3}(\boldsymbol{r}_1)\Psi_{n_1,n_2,n_3}(\boldsymbol{r})}{E_\lambda-E_{n_1,n_2,n_3}}.\qquad(7)$$

Используя выражения (3) и (4), для одноэлектронной функции Грина в (7) получим

$$G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}_{ak};E_\lambda)=-(2\pi)^{-3/2}\beta^{-1/2}E_d^{-1}a_d^{-3}\times$$
$$\times\exp\left[-\frac{(x_{ak}-x_0)^2+y_{ak}^2+z_{ak}^2+(x-x_0)^2+y^2+z^2}{2a^2}\right]\times$$
$$\times\int\limits_0^\infty dt\exp[-\varepsilon_qt]\sum_{n_1=0}^{\infty}\left(\frac{e^{-t}}{2}\right)^{n_1}\frac{H_{n_1}\left(\frac{x_{ak}-x_0}{a}\right)H_{n_1}\left(\frac{x-x_0}{a}\right)}{n_1!}\times$$
$$\times\sum_{n_2=0}^{\infty}\left(\frac{e^{-t}}{2}\right)^{n_2}\frac{H_{n_2}\left(\frac{y_{ak}}{a}\right)H_{n_2}\left(\frac{y}{a}\right)}{n_2!}\times$$
$$\times\sum_{n_3=0}^{\infty}\left(\frac{e^{-t}}{2}\right)^{n_3}\frac{H_{n_3}\left(\frac{z_{ak}}{a}\right)H_{n_3}\left(\frac{z}{a}\right)}{n_2!}.\qquad(8)$$

Здесь индекс $k=1,2$; $\varepsilon_q=-\beta\left(\eta_q'^2+i\eta_q''^2\right)+3/2-\left(\beta^{3/2}a_d|e|E_0/E_d\right)^2+i\Gamma_0\hbar\beta/E_d$; $\eta_q'^2+i\eta_q''^2=E_\lambda/E_d$; $\beta=R_0^*/\left(4\sqrt{U_0^*}\right)$; $R_0^*=2R_0/a_d$; R_0 — радиус КТ; $U_0^*=U_0/E_d$; U_0 — амплитуда потенциала конфайнмента КТ, удовлетворяющая соотношению $2U_0=m^*\omega_0^2R_0^2$; m^* — эффективная масса электрона; ω_0 — характерная частота удерживающего потенциала КТ; E_d, a_d — эффективные боровская энергия и боровский радиус соответственно; Γ_0 — вероятность диссипативного туннелирования.

Вероятность диссипативного туннелирования Γ_0 рассчитана в одноинстантонном приближении с учетом взаимодействия с локальной фононной модой среды при конечной температуре. При этом КМ моделировалась двухъямным осцилляторным потенциалом вида [7]

$$U(q)=\frac{\omega_0^2}{2}(q-a_0)^2\theta(q)+\frac{\omega_0^2}{2}(q+a_0)^2\theta(-q)-|e|\,|\boldsymbol{E}_0|q,\quad(9)$$

где q — координата туннелирования, ω_0 — характерная частота потенциала, $\theta(q)$ — единичная функция Хевисайда.

В случае взаимодействия с выделенной локальной модой вероятность одноэлектронного диссипативного туннелирования рассчитана в приложении (см. (П1)). С экспоненциальной точностью вероятность туннелирования Γ_0 оценивается как $\Gamma_0=B\exp(-S)$. Выражение для предэкспоненты с учетом влияния локальной моды среды также приводится в приложении (см. (П2)).

Суммирование в (8) по квантовым числам n_1, n_2, n_3 можно выполнить, воспользовавшись формулой Мелера [24]:

$$\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{e^{-t}}{2}\right)^n\frac{H_n\left(\frac{z_a}{a}\right)H_n\left(\frac{z}{a}\right)}{n!}=$$
$$=\frac{1}{\sqrt{1-e^{-2t}}}\exp\left\{\frac{2z_aze^{-t}-\left(z_a^2+z^2\right)e^{-2t}}{a^2\left(1-e^{-2t}\right)}\right\}.\qquad(10)$$

В результате для одноэлектронной функции Грина получим

$$G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R}_{ak};E_\lambda)=-(2\pi)^{-3/2}\beta^{-1/2}E_d^{-1}a_d^{-3}\int\limits_0^\infty dt\exp[-\varepsilon_qt]\times$$

$$\times \left\{ \left(1 - e^{-2t}\right)^{-3/2} \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{R}_{ak})^2}{2a^2} \operatorname{cth}(t) \right] \times \right.$$
$$\left. \times \exp\left(-\frac{(x_{ak} - x_0)(x - x_0) + y_{ak} y + z_{ak} z}{a^2} \operatorname{th}\left(\frac{t}{2}\right) \right) \right\}, \tag{11}$$

Применяя последовательно операцию $\widehat{T}_k$ $(k = 1, 2)$ к обеим частям выражения (6), получим систему алгебраических уравнений вида

$$\begin{cases} c_1 = \gamma_1 a_{11} c_1 + \gamma_2 a_{12} c_2, \\ c_2 = \gamma_1 a_{21} c_1 + \gamma_2 a_{22} c_2. \end{cases} \tag{12}$$

Здесь $a_{kj} = \left(\widehat{T}_k G\right)(\boldsymbol{R}_{ak}, \boldsymbol{R}_{aj}; E_\lambda)$; $i, j = 1, 2$.

Исключая из системы (12) коэффициенты c_i, содержащие неизвестную волновую функцию $\Psi_\lambda(\boldsymbol{r}; \boldsymbol{R}_{a1}, \boldsymbol{R}_{a2})$, получим дисперсионное уравнение электрона, локализованного на D_2^--центре с резонансным u-состоянием в КМ:

$$\gamma_1 a_{11} + \gamma_2 a_{22} - 1 = \gamma_1 \gamma_2 (a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}). \tag{13}$$

Коэффициенты a_{kj}, входящие в (13), с учетом (11) могут быть записаны в виде

$$a_{kk} = -(2\pi)^{-3/2} \beta^{-1/2} E_d^{-1} a_d^{-3} \times$$
$$\times \left\{ \int_0^{+\infty} dt \exp[-\varepsilon_q t] \left(\left(1 - e^{-2t}\right)^{-3/2} \times \right.\right.$$
$$\times \exp\left[-\frac{\left((x_{ak} - x_0)^2 + y_{ak}^2 + z_{ak}^2\right) \operatorname{th}\left(\frac{t}{2}\right)}{a^2} \right] \times$$
$$\left.\left. \times -(2t)^{-3/2} \right) - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\varepsilon_q} \right\}, \tag{14}$$

$$a_{kj} = -(2\pi)^{-3/2} \beta^{-1/2} E_d^{-1} a_d^{-3} \int_0^{+\infty} dt \exp[-\varepsilon_q t] \times$$
$$\times \left(1 - e^{-2t}\right)^{-3/2} \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{R}_{ak} - \boldsymbol{R}_{aj})^2 \operatorname{cth}(t)}{2a^2} \right] \times$$
$$\times \exp\left[-\frac{(x_{ak} - x_0)(x_{aj} - x_0) + y_{ak} y_{aj} + z_{ak} z_{aj}}{a^2} \operatorname{th}\left(\frac{t}{2}\right) \right], \tag{15}$$

В случае, когда $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, уравнение (13) распадается на два уравнения, определяющих симметричное (g-терм) и антисимметричное (u-терм) состояния электрона соответственно:

$$\gamma a_{11} + \gamma a_{12} = 1 \quad (c_1 = c_2), \tag{16}$$
$$\gamma a_{11} - \gamma a_{12} = 1 \quad (c_1 = -c_2). \tag{17}$$

На рис. 1 приведены результаты численного анализа полученных дисперсионных уравнений для InSb КТ. Из рис. 1 видно, что в электрическом поле величина расщепления между g- и u-термами ΔE_{gu} увеличивается (кривая *3*), что связано с уменьшением средней энергии связи резонансного u-состояния D_2^--центра в КТ (кривая *2*) из-за наличия туннельного распада, электронной поляризации и штарковского сдвига энергии, а также слабой чувствительности энергии связи

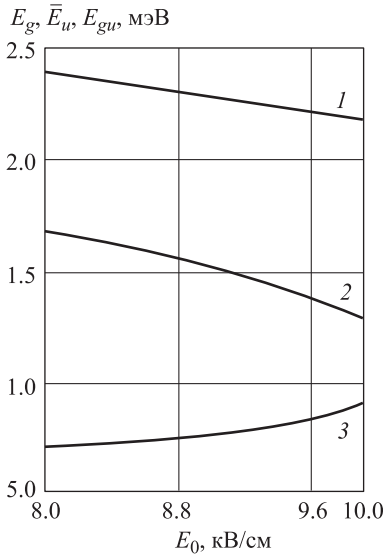

Рис. 1. Зависимость энергии связи E_g локализованного g-состояния (кривая *1*), средней энергии связи $\overline{E_u}$ резонансного u-состояния (кривая *2*) и расщепления ΔE_{gu} (кривая *3*) между g- и u-термами D_2^--центра от величины напряженности внешнего электрического поля E_0 при $R_0 = 80$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ

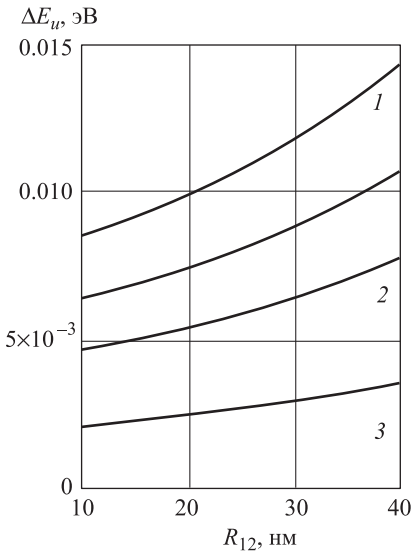

Рис. 2. Зависимость уширения ΔE_u энергетического уровня u-состояния D_2^--центра в КТ от расстояния между D^0-центрами при $R_0 = 80$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ, $E_0 = 8.3$ кВ/см для различных значений параметров диссипативного туннелирования $\varepsilon_\gamma^* = kT/E_d$, $\varepsilon_C^* = \hbar\sqrt{C}/E_d$ (C — константа взаимодействия с контактной средой), $\varepsilon_L^* = \hbar\omega_L/E_d$ (ω_L — частота фононной моды): *1* — $\varepsilon_T = 1$, $\varepsilon_C = 1$, $\varepsilon_L = 1$; *2* — $\varepsilon_T = 1$, $\varepsilon_C = 1$, $\varepsilon_L = 0.5$; *3* — $\varepsilon_T = 2$, $\varepsilon_C = 1$, $\varepsilon_L = 1$; *4* — $\varepsilon_T = 1$, $\varepsilon_C = 3$, $\varepsilon_L = 1$

локализованного g-состояния к изменению внешнего электрического поля (сравн. кривые *1* и *2*). На рис. 2 представлена зависимость уширения ΔE_u энергетического уровня резонансного u-состояния D_2^--центра от расстояния R_{12} между D^0-центрами в КТ при наличии внешнего электрического поля. Можно видеть, что с ростом R_{12} величина ΔE_u растет ($\Delta E_u \sim \hbar/\tau$),

т. е. уменьшается время жизни τ резонансного u-состояния вследствие ослабления обменного взаимодействия между D^0-центрами. Видно также, что с ростом температуры и частоты фононной моды (параметры ε_T^* и ε_L^* соответственно) время жизни резонансного u-состояния уменьшается за счет увеличения вероятности диссипативного туннелирования. Увеличение константы взаимодействия электрона с контактной средой (параметр ε_C^*) приводит к блокировке туннельного распада и как следствие к росту τ. Таким образом, выявлена достаточно высокая чувствительность времени жизни резонансного u-состояния D_2^--центра к величине внешнего электрического поля и параметрам диссипативного туннелирования, что имеет важное значение для управления вероятностью излучательного перехода электрона с резонансного u-состояния в локализованное g-состояние D_2^--центра.

Рассмотрим излучательный переход электрона из резонансного u-состояния в локализованное g-состояние D_2^--центра в КМ. ВИП P_{ug} при наличии внешнего электрического поля $\boldsymbol{E}_0$ с учетом плотности конечных состояний излучаемых фотонов запишется в виде [25]

$$P_{ug} = \frac{\omega^2}{3\pi^2 c^3 \hbar} |M_{ug}|^2 \frac{\Gamma_0}{\frac{\hbar^2 \Gamma_0^2}{4} + \left(E_d \left(\eta_s'^2 + \eta_q'^2\right) - \hbar\omega\right)^2}, \quad (18)$$

где матричный элемент M_{ug} рассматриваемого оптического перехода определяется выражением (П3). На рис. 3 приведена зависимость ВИП (в относительных единицах) от напряженности внешнего электрического поля, для различных значений энергии излучаемого фотона. На представленных кривых *1* и *3* больший пик появляется в том случае, когда энергия излучаемого фотона становится сравнимой со средней энергией оптического перехода, которая зависит от величины внешнего электрического поля.

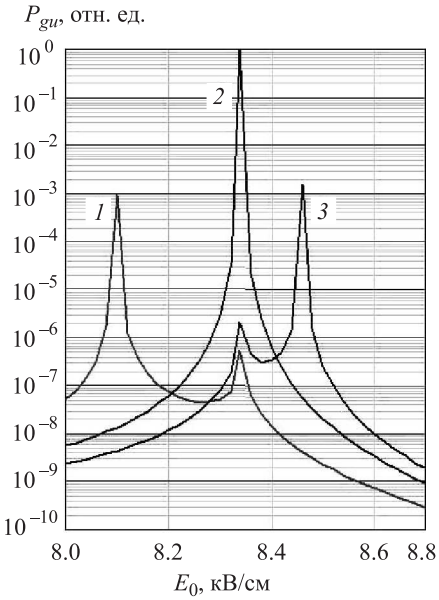

Рис. 3. Зависимость ВИП P_{gu} в КМ с D_2^--центром от величины напряженности внешнего электрического поля E_0 при $R_0 = 80$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ, $\varepsilon_T = 1$, $\varepsilon_C = 1$, $\varepsilon_L = 1$ для различных значений энергии излучаемого фотона $\hbar\omega$ (мэВ): 6.78 (*1*), 7.11 (*2*), 7.29 (*3*)

Меньший пик появляется при напряженности поля $E_c = (a_0 - b_0) m^* \omega_0^2 / (2|e|)$ (ω_0 — частота осцилляторного потенциала вдоль координаты туннелирования, a_0 и b_0 — координаты минимумов двухъямного осцилляторного потенциала, m^* — эффективная масса электрона), при котором исходно асимметричный двухъямный осцилляторный потенциал КМ становится симметричным, что приводит к появлению максимума на полевой зависимости вероятности диссипативного туннелирования. В случае, когда средняя энергия оптического перехода определяется величиной E_c, то имеет место своеобразный резонанс (кривая *2* на рис. 3): два пика объединяются в один, и величина ВИП в результирующем пике возрастает более чем на два порядка.

Исследована спектральная зависимость ВИП для различных значений напряженности внешнего электрического поля. Смещение максимума ВИП с ростом напряженности внешнего электрического поля (рис. 4) обусловлено соответствующим ростом величины расщепления между g- и u-термами (кривая *3* на рис. 1).

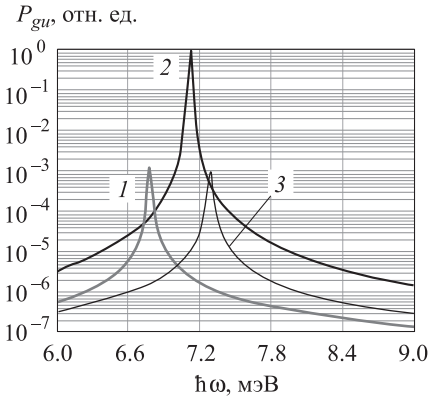

Рис. 4. Спектральная зависимость ВИП P_{gu} в КМ с D_2^--центром при $R_0 = 80$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ, $\varepsilon_T = 1$, $\varepsilon_C = 1$, $\varepsilon_L = 1$ для различных значений напряженности внешнего электрического поля E_0 (кВ/см): 8 (*1*), 8.4 (*2*), 8.5 (*3*)

Уменьшение ВИП с ростом E_0 может быть связано с уменьшением перекрытия волновых функций электрона в локализованном g- и резонансном u-состоянии D_2^--центра. На рис. 5 видно, что ВИП эффективно модулируется такими параметрами диссипативного туннелирования, как температура и константа взаимодействия с контактной средой: с ростом температуры (параметр ε_T^*) возрастает вероятность диссипативного туннелирования, в результате чего уменьшается время жизни резонансного u-состояния (кривая *3* на рис. 5); увеличение константы взаимодействия электрона с контактной средой (параметр ε_C^*) приводит к блокировке туннельного распада, что сопровождается ростом величины τ и соответствующим уменьшением P_{gu} (кривая *4* на рис. 5).

Заключение

Выявлена возможность эффективного управления ВИП в КМ с резонансным u-состоянием с помощью внешнего электрического поля, что открывает опреде-

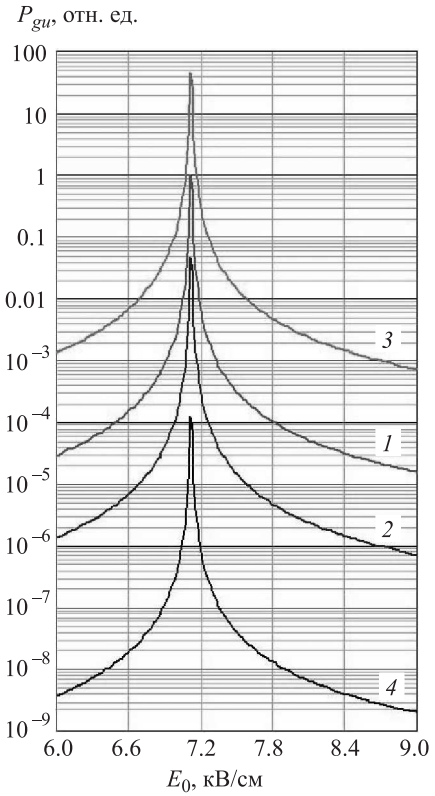

Рис. 5. Спектральная зависимость ВИП P_{gu} в КМ с D_2^--центром при $R_0 = 80$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ внешнем электрическом поле $E_0 = 8.4$ кВ/см для различных значений параметров диссипативного туннелирования: *1* — $\varepsilon_T = 1$, $\varepsilon_C = 1$, $\varepsilon_L = 1$; *2* — $\varepsilon_T = 1$, $\varepsilon_C = 1$, $\varepsilon_L = 0.5$; *3* — $\varepsilon_T = 2$, $\varepsilon_C = 1$, $\varepsilon_L = 1$; *4* — $\varepsilon_T = 1$, $\varepsilon_C = 3$, $\varepsilon_L = 1$

ленные перспективы для создания новых источников излучения на основе структур с туннельно-связанными КМ.

Приложение

Одноинстантонное действие S определяется вкладом экстремальной инстантонной траектории q_B и может быть представлено в виде (в боровских единицах) [9]

$$S = \frac{1}{2}\left(\frac{b_0' + x_0^*}{a_0' + x_0^*} + 1\right)\left(3 - \frac{b_0' + x_0^*}{a_0' + x_0^*}\right)\tau_0^* -$$
$$- \frac{1}{2\beta^*}\left(\frac{b_0' + x_0^*}{a_0' + x_0^*} + 1\right)^2 \tau_0^{*2} - \frac{1}{2\gamma^*}\left(\frac{b_0' + x_0^*}{a_0' + x_0^*} + 1\right)^2 \times$$
$$\times \left(\frac{(1 - x_2^*)}{\sqrt{x_1^*}} - \left[\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{x_1^*}\right) - \frac{1}{\operatorname{sh}\left(\beta^*\sqrt{x_1^*}\right)} \times\right.\right.$$
$$\times\left(\operatorname{ch}\left[\left(\beta^* - \tau_0^*\right)\sqrt{x_1^*}\right] - \operatorname{ch}\left[\beta^*\sqrt{x_1^*}\right]\right) + \operatorname{ch}\left(\left(\beta^* - \tau_0^*\right)\sqrt{x_1^*}\right)\Bigg] -$$
$$- \frac{(1 - x_1^*)}{\sqrt{x_2^*}}\left[\operatorname{cth}\left(\beta^*\sqrt{x_2^*}\right) - \frac{1}{\operatorname{sh}\left(\beta^*\sqrt{x_2^*}\right)} \times\right.$$
$$\left.\left.\times\left(\operatorname{ch}\left(\left(\beta^* - \tau_0^*\right)\sqrt{x_2^*}\right) - \operatorname{ch}\left(\beta^*\sqrt{x_2^*}\right)\right) + \operatorname{ch}\left(\left(\beta^* - \tau_0^*\right)\sqrt{x_2^*}\right)\right]\right), \quad (\text{П1})$$

где

$$x_{1,2}^* = \frac{1}{2}\left[\frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^4 a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2} U_0^*} \mp\right.$$
$$\left.\mp \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^4 a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2} U_0^*}\right)^2 - \frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{U_0^*}}\right],$$
$$\gamma^* = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^{*4} a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2} U_0^*}\right)^2 - \frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{U_0^*}},$$
$$\tau_0^* = \operatorname{arcsh}\left[\left(1 - \frac{b_0' + x_0^*}{a_0' + x_0^*}\right)\operatorname{sh}(\beta^*) \Big/ \left(1 + \frac{b_0' + x_0^*}{a_0' + x_0^*}\right)\right] + \beta^*,$$
$$\varepsilon_T^* = kT/E_d, \quad \varepsilon_L^* = \hbar\omega_L/E_d, \quad \varepsilon_c^* = \hbar\sqrt{c}/E_d, \quad \beta^* = \sqrt{U_0^*}/a^*\varepsilon_T^*,$$
$$b_0' = b_0/a_d, \quad a_0' = a_0/a_d, \quad x_0^* = x_0/a_d.$$

Предэкспоненциальный множитель B определяется вкладом траекторий, близко расположенных от инстантона. Для его вычисления действие раскладывалось до квадратичного члена по отклонениям $q - q_B$ (q — координата туннелирования) и проводилось интегрирование в функциональном пространстве [9]:

$$B = \frac{2E_d\sqrt{U_0^*}}{\hbar\sqrt{\pi}}\left(\frac{b_0' + x_0^*}{a_0' + x_0^*} + 1\right)\sqrt{\varepsilon_T^*} \times$$
$$\times\left\{\left[A^*\left[\beta_1^* \operatorname{ch}\left(\frac{\beta_1^*}{2}\right) - 1\right] + D^*\left[\beta_2^* \operatorname{ch}\left(\frac{\beta_2^*}{2}\right) - 1\right]\right] \times\right.$$
$$\times\left\{A^*\left[\frac{\beta_1^*}{2}\,\frac{\operatorname{ch}\left(\frac{\beta_1^*}{2} - \tau_{01}^*\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta_1^*}{2}\right)} - 1\right] + D^*\left[\frac{\beta_2^*}{2}\,\frac{\operatorname{ch}\left(\frac{\beta_2^*}{2} - \tau_{02}^*\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta_2^*}{2}\right)} - 1\right]\right\}^{-1/2} +$$
$$+\left[A^*\left(1 - \frac{\beta_1^*}{2}\,\frac{\operatorname{ch}\left(\frac{\beta_1^*}{2} - \tau_{01}^*\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta_1^*}{2}\right)}\right) + D^*\left(\frac{\beta_2^*}{2}\,\frac{\operatorname{ch}\left(\frac{\beta_2^*}{2} - \tau_{02}^*\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta_2^*}{2}\right)} - 1\right)\right] \times$$
$$\times\left\{A^*\left[\frac{\beta_1^*}{2}\,\frac{\operatorname{ch}\left(\frac{\beta_1^*}{2} - \tau_{01}^*\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta_1^*}{2}\right)} - 1\right] +\right.$$
$$\left.\left.+ D^*\left[\frac{\beta_2^*}{2}\,\frac{\operatorname{ch}\left(\frac{\beta_2^*}{2} - \tau_{02}^*\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta_2^*}{2}\right)} - 1\right]\right\}^{-1/2}\right\}, \quad (\text{П2})$$

где

$$A^* = \left(2\varepsilon_L^{*2} a^{*2} - x_1^*\right) / \left(\left(x_1^* - x_2^*\right) x_1^*\right),$$
$$D^* = \left(2\varepsilon_L^{*2} a^{*2} - x_2^*\right) / \left(\left(x_1^* - x_2^*\right) x_2^*\right),$$
$$\beta_1^* = \sqrt{2U_0^*}\sqrt{x_1^*} \Big/ \left(a^*\varepsilon_T^*\right), \quad \beta_2^* = \sqrt{2U_0^*}\sqrt{x_2^*} \Big/ \left(a^*\varepsilon_T^*\right),$$
$$\tau_{01}^* = \tau_0^*\sqrt{x_1^*} \Big/ \sqrt{2}, \quad \tau_{02}^* = \tau_0^*\sqrt{x_2^*} \Big/ \sqrt{2}.$$

В дипольном приближении матричный элемент M_{ug} соответствующего оптического перехода можно представить в виде

$$M_{ug} = 2^{1/2}\pi^{-7/4}\beta^{-1/2}a_d^{-3}\left(-\frac{\Gamma\left(\frac{\varepsilon_q}{2}\right)\left(\psi\left(\frac{\varepsilon_q}{2}\right) - \psi\left(\frac{\varepsilon_q - 1}{2}\right)\right)}{\Gamma\left(\frac{\varepsilon_q - 1}{2}\right)}\right)^{-1/2} \times$$
$$\times\left(-\frac{\Gamma\left(\frac{\varepsilon_s}{2}\right)\left(\psi\left(\frac{\varepsilon_s}{2}\right) - \psi\left(\frac{\varepsilon_s - 1}{2}\right)\right)}{\Gamma\left(\frac{\varepsilon_s - 1}{2}\right)}\right)^{-1/2} \times$$

$$\times \left(\gamma_1^2 \exp\left(-\frac{x_0^2}{a^2}\right) + \gamma_2^2 \exp\left(-\frac{(x_{a2}-x_0)^2}{a^2}\right) \pm \right.$$

$$\left. \pm 2\gamma_1\gamma_2 \exp\left(-\frac{x_0(x_{a2}-x_0)}{a^2}\right) \exp\left(-\frac{x_{a2}^2}{2a^2}\right)\right)^{-1} \times$$

$$\times i\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\alpha^*}{\omega} I_0}\, E_d \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dx\, dy\, dz(\boldsymbol{e}_\lambda, \boldsymbol{r}) \times$$

$$\times \left\{\gamma_1 \int\limits_0^\infty dt \exp[-\varepsilon_s t](1-\exp(-2t))^{-3/2} \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\operatorname{cth}(t)\right) \times \right.$$

$$\times \exp\left(-\frac{x_0(x-x_0)}{a^2}\operatorname{th}\left(\frac{t}{2}\right)\right) \pm$$

$$\pm\gamma_2 \int\limits_0^\infty dt \exp[-\varepsilon_s t](1-\exp(-2t))^{-3/2} \exp\left(-\frac{(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_{a2})^2}{2a^2}\operatorname{cth}(t)\right) \times$$

$$\left. \times \exp\left(\frac{(x_{a2}-x_0)(x-x_0)}{a^2}\operatorname{th}\left(\frac{t}{2}\right)\right)\right\} \times$$

$$\times \left\{\gamma_1 \int\limits_0^\infty dt \exp[-\varepsilon_q t](1-\exp(-2t))^{-3/2} \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\operatorname{cth}(t)\right) \times \right.$$

$$\times \exp\left(-\frac{x_0(x-x_0)}{a^2}\operatorname{th}\left(\frac{t}{2}\right)\right) \pm$$

$$\pm\gamma_2 \int\limits_0^\infty dt \exp[-\varepsilon_q t](1-\exp(-2t))^{-3/2} \exp\left(-\frac{(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{R}_{a2})^2}{2a^2}\operatorname{cth}(t)\right) \times$$

$$\left. \times \exp\left(\frac{(x_{a2}-x_0)(x-x_0)}{a^2}\operatorname{th}\left(\frac{t}{2}\right)\right)\right\}, \quad (\text{П3})$$

где $\lambda_0 = E_{\text{eff}}/E_0$ — коэффициент локального поля, учитывающий увеличение амплитуды оптического перехода за счет того, что эффективное локальное поле примесного центра E_{eff} превышает среднее макроскопическое поле в кристалле $\overline{E}$; $\alpha^* = |e|^2/\left(4\pi\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon}\hbar c\right)$ — постоянная тонкой структуры с учетом статической относительной диэлектрической проницаемости ε; c — скорость света в вакууме; I_0 — интенсивность света; ω — частота излучения с единичным вектором поляризации $\boldsymbol{e}_\lambda$.

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).

Список литературы

1. *Иванов Ю.Л., Петров П.В., Тонких А.А.* и др. // Физика и техника полупроводников. 2003. **37**, № 9. С. 1114.
2. *Huant S., Najda S.P., Etienne B.* // Phys. Rev. Lett. 1990. **65**, N 12. C. 1486.
3. *Гершензон Е.М., Мельников А.П., Рабинович Р.И., Серебрякова Н.А.* // Успехи физ. наук. 1980. **132**, № 2. С. 353.
4. *Benderskii V.A., Goldanskii V.Y., Ovchinnikov A.A.* // Chem. Phys. Lett. 1980. **73**, N 3. C. 492.
5. *Caldeira A.O., Leggett A.J.* // Phys. Rev. Lett. 1981. **46**, N 4. P. 211.
6. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1983. **37**, № 7. С. 322.
7. Управляемое диссипативное туннелирование. Туннельный транспорт в низкоразмерных системах / Под ред. Э. Леггета, А.К. Арынгазина, М.Б. Семенова и др. М., 2012.
8. *Дахновский Ю.И., Овчинников А.А., Семенов М.Б.* // ЖЭТФ. 1987. **92**, № 3. С. 955.
9. *Dahnovsky Yu.I., Semenov M.B.* // J. Chem. Phys. 1989. **91**, N 12. P. 7606.
10. *Жуковский В.Ч., Горшков О.Н., Кревчик В.Д.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 1. С. 27.
11. *Жуковский В.Ч., Дахновский Ю.И., Горшков О.Н.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 5. С. 3.
12. *Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Черепанова Н.Ю.* // Нанотехника. 2008. № 14. С. 87.
13. *Жуковский В.Ч., Дахновский Ю.И., Кревчик В.Д.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2007. № 2. С. 10.
14. *Жуковский Б.Ч., Дахновский Ю.И., Кревчик В.Д.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2006. № 3. С. 24.
15. *Aringazin A.K., Dahnovsky Y., Krevchik V.D.* et al. // Phys. Rev. B. 2003. **68**, № 15. 1554261.
16. *Kuzmenko T., Kikoin K., Avishai Y.* // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. P. 156602; http://www.arxiv.org./cond-mat/0206050.
17. *Vorrath T., Brandes T.* // Phys. Rev. B. 2003. Vol. **68**. P. 035309; http://www.arxiv.org./cond-mat/0305439.
18. *Ota T., Ono K., Stopa M.* et al. // Phys. Rev. Lett. **93**. 2004. P. 066801; http://www.arxiv.org./cond-mat/0405545.
19. *Bing Dong, Ivana Djuric, Cui H.L., Lei X.L.* // J. Phys.: Cond. Matter. 2004. **16**. P. 4303; http://www.arxiv.org./cond-mat/0403741.
20. *Кревчик В.Д., Жуковский В.Ч., Марко А.А.* и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2004. **5**. С. 7.
21. *Кревчик В.Д., Марко А.А., Грунин А.Б.* // ФТТ. 2004. **46**. № 11. С. 2099.
22. *Демков Ю.Н., Островский В.Н.* Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л., 1975.
23. *Галицкий В.М., Карнаков Б.М., Коган В.И.* Задачи по квантовой механике. 2-е изд. М., 1992.
24. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции. Т. 1, 2. М., 1973.
25. *Давыдов А.С.* Квантовая механика. М., 1973.

The Influence of external electric field on the optical properties of quantum dot molecule with the resonant u-state $D_2^{(-)}$-center

V. Ch. Zhukovsky[1,a], **V. D. Krevchik**[2,b], **A. B. Grunin**[1], **M. B. Semenov**[2], **R. V. Zaitsev**[2]

[1] *Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*
[2] *Physics Department, Penza State University, Krasnaya str. 40, Penza 440026, Russia.*
E-mail: [a] *vlchzh@gmail.com,* [b] *physics@pnzgu.ru.*

The influence of external electric field on the probability of the electron radiative transition from a resonant u-state to the localized g-state $D_2^{(-)}$-center in the presence of dissipative tunneling has been investigated in the model

of zero-radius potential. It is shown that the probability of radiative transition increases by about two orders of magnitude when the external electric field changes initially asymmetric doublewell oscillator potential, simulating quantum dot molecule, as symmetrical one.

Keywords: quantum dot molecule, the radiative transition probability, external electric field, dissipative tunneling.
PACS: 73.21.La.
Received 17 June 2013.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2013).

Сведения об авторах

1. Жуковский Владимир Чеславович — доктор физ.-мат наук, профессор; e-mail: vlchzh@gmail.com.
2. Кревчик Владимир Дмитриевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
3. Грунин Александр Борисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
4. Семенов Михаил Борисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.
5. Зайцев Роман Владимирович, канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (412) 36-82-66, e-mail: physics@pnzgu.ru.