РЕЗОНАНСНЫЙ ЗАХВАТ НОСИТЕЛЕЙ В СПИНОВЫЕ КВАНТОВЫЕ ЯМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Карягин В. В., Ляпилин И. И.

Показано, что зависимость вероятности захвата свободного носителя при испускании им оптического фонона в квантовую яму, индуцированную обменным взаимодействием между зонными и локализованными электронами, является немонотонной функцией температуры, магнитного поля и ширины квантовой ямы.

1. В последние годы объектами интенсивного исследования стали композиционные квантовые ямы (ККЯ) — гетероструктуры, содержащие слои, в которых существенно размерное квантование энергии носителей заряда. Определенный интерес представляет создание структур с квантовыми ямами, в которых с помощью каких-либо внешних воздействий (температуры, магнитного поля, давления и т. д.) можно было бы управлять энергетическим спектром носителей, локализованных в квантовой яме. Поскольку число размерно-квантованных уровней энергии в квантовой яме определяется выражением

$$N = 1 + \mathrm{int}\,(2mL^2V/\pi^2\hbar^2) \tag{1}$$

[$\mathrm{int}\,(x)$ означает целую часть от (x), m — эффективная масса носителей заряда], то указанное воздействие возможно осуществлять путем изменения ширины L или потенциала ямы V. Однако параметр V в ККЯ определяется в основном разностью между минимумами зоны проводимости полупроводниковых компонент, образующими ККЯ, и слабо зависит от внешних воздействий. Поэтому в ККЯ возможно управлять спектром путем варьирования ее ширины.

Другой способ осуществим в квантовой яме, реализованной на основе разбавленных магнитных полупроводников (РМП), например $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Наличие в РМП локализованных магнитных моментов и, как следствие этого, обменного взаимодействия между зонными носителями заряда и локализованными на ионах марганца d-электронами приводит в магнитном поле H к заметному сдвигу края квантовой ямы, как валентной, так и электронной. Благодаря обменному взаимодействию глубина ККЯ становится равной $V=V_0+V_s$ (V_0 — глубина ККЯ в отсутствие магнитного поля, а V_s обусловлена вкладом от подсистемы магнитных примесей). $V_s\to 0$ при $T\to\infty$ или $H\to 0$.

Здесь мы проанализируем захват носителей в квантовую яму, глубина которой определяется только величиной V_s ($V=V_s$). Реализация такой квантовой ямы возможна при выполнении определенных условий в структурах, содержащих в качестве одной из компонент РМП [1].

Рассмотрим структуру, состоящую из твердых растворов ПП—РМП—ПП, где ПП — компонента обычного (например, $Hg_{1-x}Cd_xSe$) полупроводникового соединения, а РМП — полумагнитного соединения. Будем считать, используя зависимости $\varepsilon_g(x, y)$, что составы твердых растворов в компонентах (x) и (y) подобраны таким образом, что в отсутствие магнитного поля величины запрещенной щели в компонентах одинаковы ($\varepsilon_g(x)=\varepsilon_g(y)$), а следовательно, близки и значения эффективных масс зонных носителей заряда ($m\sim\varepsilon_g^{-1}$). Таким образом, в отсутствие магнитного поля структура будет представлять собой однородное соединение. При помещении такой структуры во внешнее магнитное поле наряду с орбитальным квантованием энергетического спектра в РМП компоненте будет иметь место дополнительная ренормировка энергетического спектра, обусловленная обменным взаимодействием [2]. Энергия носителя заряда в РМП слое при этом может быть представлена в виде

$$\varepsilon_{n,\, p_z,\, \sigma} = \varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{n,\, \sigma} + \Delta(n,\ \sigma), \tag{2}$$

где $\varepsilon_{\parallel}$ — энергия продольного движения, $\varepsilon_{n\sigma}$ — энергия орбитального движения, а Δ $(n,\ \sigma)$ — обменная поправка за счет обменного взаимодействия, n, σ — квантовые числа.

Если толщина слоя РМП $L \leqslant \lambda$ (λ — длина волны де-Бройля электронов), то в обменно-индуцируемой спиновой квантовой яме (СКЯ), реализуемой в РМП слое, будет иметь место размерное квантование энергетического спектра зонных носителей заряда. Для составов с $\varepsilon_g < 0$ глубина СКЯ равна

$$\Delta \sim \beta N_0 x \langle S^z \rangle. \tag{3}$$

Здесь β — обменный параметр, N_0 — число элементарных ячеек в единице объема, $\langle S^z \rangle$ — среднее значение z (компоненты локализованного спина в магнитном поле, направленном по нормали к РМП слою).

Анализ показывает, что для параметров РМП, характерных, например, для HgMnSe, в СКЯ, образованной на нижнем уровне Ландау, реализуется один или два размерно-квантованных энергетических уровня энергии. В дальнейшем для простоты мы ограничимся рассмотрением только СКЯ, реализуемой в зоне проводимости.

2. Полная вероятность перехода электрона из состояния $|\, i \rangle$ в состояние $\langle f\,|$ с испусканием оптического фонона имеет вид

$$W = \sum_f W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{f\mathbf{q}} |\, C_{\mathbf{q}}|^2 \,|\langle f\,|\, e^{i\mathbf{qr}}\,|\, i \rangle|^2\, \delta\left(\varepsilon_i - \varepsilon_f - \hbar\Omega_{\mathbf{q}}\right). \tag{3a}$$

Здесь $|\, i \rangle$ — состояние делокализованного электрона с энергией $\varepsilon_{0,\, p_z} = \frac{p_z^2}{2m} + \frac{\hbar\omega_0}{4}\left(\omega_0 = \frac{eH}{mc}\right)$ и волновой функцией $|\, 0,\ k_x,\ k_z \rangle$ [3]; $\langle f\,|$ — состояние носителя, локализованного в СКЯ на одном из энергетических уровней размерного квантования с энергией $\varepsilon_{0,\, l} = \hbar\omega_0/4 - \Delta + E_l$. Отсчет энергии ведется от дна зоны проводимости в отсутствие магнитного поля. Волновая функция квазидвумерных электронов в СКЯ есть

$$\langle l,\ k_x\,| = \Psi_{k_x}(x,\ y)\, \varphi_l(z), \tag{4}$$

где $\Psi_{k_x}(x,\ y)$ — волновая функция гармонического осциллятора

$$\Psi_{k_x}(x,\ y) = L_x^{-1/2} e^{ik_x x} \Phi_0\left(\frac{y - y_0}{\alpha}\right), \tag{5}$$

а φ_l (z) — огибающая волновая функция, учитывающая туннельное просачивание частиц через барьер; $y_0 = -\alpha^2 k_x$ — координата центра циклотронной орбиты, α — магнитная длина.

Решая одномерное уравнение Шредингера для прямоугольной СКЯ конечной глубины, получаем

$$\varphi_l(z) = c_l \begin{cases} e^{\varkappa_l\left(\frac{L_z}{2} + z\right)} \sin\left(-\xi_l + \frac{l\pi}{2}\right), & z \in \left[-\infty,\ -\frac{L_z}{2}\right], \\ \sin\left(\frac{2\xi_l z}{L_z} + \frac{l\pi}{2}\right), & z \in \left[-\frac{L_z}{2},\ \frac{L_z}{2}\right], \\ e^{\varkappa_l\left(\frac{L_z}{2} - z\right)} \sin\left(\xi_l + \frac{l\pi}{2}\right), & z \in \left[\frac{L_z}{2};\ \infty\right]. \end{cases} \tag{6}$$

Для нормировочной константы c_l находим

$$c_l = \left\{ L_z \left[\frac{1}{2} + (-1)^{l+1} \frac{\sin 2\xi_l}{4\xi_l} \right] + \frac{\sin^2\left(-\xi_l + \frac{l\pi}{2}\right) + \sin^2\left(\xi_l + \frac{l\pi}{2}\right)}{2\varkappa_l} \right\}, \tag{7}$$

$$\varkappa_l = \frac{2}{\gamma L_z} \sqrt{1 - \gamma^2 \xi_l^2}.$$

Здесь ξ_l являются корнями уравнения

$$\arcsin(\gamma\xi_l) - \frac{l\pi}{2} + \xi_l = 0, \quad \gamma = \frac{\hbar}{L_z}\left(\frac{2}{m\Delta}\right)^{1/2}. \tag{8}$$

Вычисления величины W мы проведем для случая неполярных оптических фононов, когда $C_{\mathbf{q}} = C_0$ и $\hbar\Omega_{\mathbf{q}} = \hbar\Omega_0$. Используя явный вид волновых функций, перепишем матричный элемент $K = \langle f | e^{i\mathbf{qr}} | i \rangle$ в следующем виде:

$$K = \frac{1}{L_x} \delta(k_x + q_x - k_x') e^{-\alpha^2 (q_x^2 + q_y^2)/2} M_{lk_z}(q_z), \tag{9}$$

где

$$M_{lk_z}(q_z) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \varphi_l(z) e^{iq_z z} \varphi_{k_z}(z). \tag{10}$$

Подставляя (9), (10) в выражение для вероятности захвата, имеем

$$W = \frac{C_0^2}{\alpha^2 \hbar} \sum_l \delta(\Delta - E_l - \hbar\Omega_0) \sum_{q_z} | M_{lk_z}(q_z) |^2. \tag{11}$$

Дальнейшая задача заключается в вычислении интеграла по q_z. В качестве $\varphi_{k_z}(z)$ возьмем соответствующие комбинации плоских волн [3, 4].

Далее, на основании теоремы Парсеваля имеем

$$\sum_{q_z} | M_{lk_z}(q_z) |^2 = L_z \int_{-\infty}^{\infty} dz \, | \varphi_l(z) |^2 | \varphi_{k_z}(z) |^2. \tag{12}$$

Опуская промежуточные вычисления, представим выражение для вероятности захвата носителя в СКЯ с испусканием оптического фонона в следующем виде:

$$W = \frac{C_0^2}{\alpha^2 \hbar} \sum_l F_l \delta(\Delta - E_l - \hbar\Omega_0), \tag{13}$$

где

$$\begin{aligned} F_l = |c_l|^2 \Bigg\{ & \sin^2\left(\frac{l\pi}{2} - \xi_l\right) \Bigg[\frac{1+R}{2\varkappa T_n} + \frac{1}{8} \frac{\varkappa_l \left(\frac{\lambda^2}{\lambda_0^2} - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)(1 - \cos \lambda_0 L_z 2)}{\varkappa_l^2 + \lambda^2} + \\ & + \frac{1}{4} \frac{\lambda \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right) \sin 2\lambda_0 L_z}{\varkappa_l^2 + \lambda^2} \Bigg] + \frac{L_z}{2}\left(1 + \frac{\lambda^2}{\lambda_0^2}\right)\left[\frac{1}{2} - (-1)^l \frac{\sin 2\xi_l}{4\xi_l}\right] + \\ & + \left(4 - \frac{\lambda_0^2 L_z^2}{\xi_l^2}\right)^{-1} \frac{L_z}{4\xi_l}\left(1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_0^2}\right)\Bigg[\cos 2\lambda_0 L_z \sin(l\pi - 2\xi_l) - \sin(l\pi + 2\xi_l) + \\ & + \sin 2\lambda_0 L_z \left[\frac{2\xi_l}{\lambda_0 L_z} - \frac{\lambda_0 L}{\xi_l} \sin^2\left(\frac{l\pi}{2} - \xi_l\right)\right]\Bigg] + \frac{\sin^2\left(\frac{l\pi}{2} + \xi_l\right)}{2\varkappa_l} \Bigg\} T_n, \end{aligned} \tag{14}$$

а T_n, R — коэффициенты прозрачности и отражения ($T_n + R = 1$),

$$T_n = \frac{1}{1 + \frac{1}{4}\left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 \sin^2(\lambda_0 L_z)}. \tag{15}$$

Здесь

$$\lambda=\frac{1}{a\sqrt{2}}, \quad \lambda_0=\frac{1}{a\sqrt{2}}(1+2a^2k_0^2)^{1/2}, \quad k_0^2=\frac{2m\Delta}{\hbar^2}. \tag{16}$$

Согласно (13)—(15), коэффициент прозрачности и вероятность захвата носителей в СКЯ являются немонотонными функциями ширины СКЯ L_z, температуры и магнитного поля.

Поскольку функции F_l являются плавными, резонансный захват носителей в СКЯ обусловлен выполнением закона сохранения энергии $\Delta - E_l = \hbar\Omega_0$. Глубина СКЯ определяется температурой и магнитным полем, поэтому и вероятность захвата связана с зависимостью от температуры амплитуды модулирующего потенциала. В то же время магнитное поле влияет на вероятность захвата двояко, как через амплитуду потенциала, так и через спектр уровня Ландау.

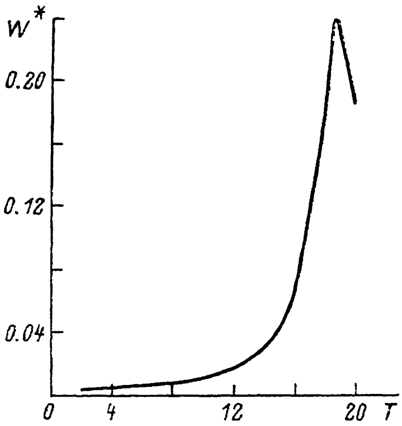

Рис. 1. Зависимость относительной вероятности захвата от температуры (L_z=300 Å).

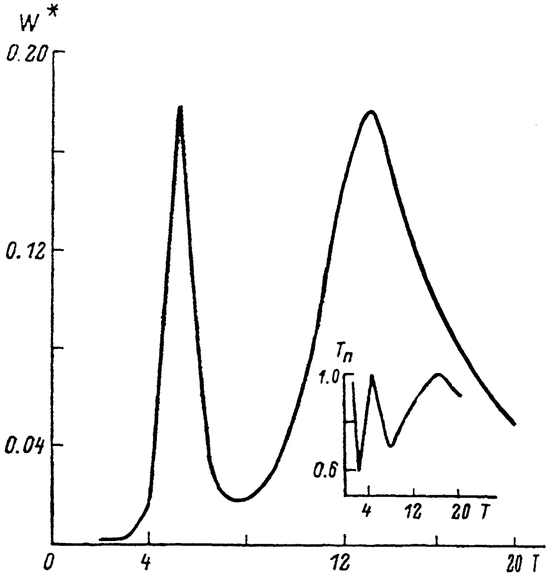

Рис. 2. Зависимость относительной вероятности захвата и коэффициента прозрачности (на вставке) от температуры (L_z=450 Å).

Максимумы на температурной (полевой) зависимости вероятности захвата соответствуют выполнению условий

$$\beta N_0 x S_0 B_S\left(\frac{\bar g\mu S H}{k(T+T_0)}\right) - \frac{2\hbar^2\xi_l^2}{mL_z^2} = \hbar\Omega_0,$$

$$\arcsin\left[\xi_l\frac{\hbar}{L_z}\left(\frac{2}{m\beta N_0 x S_0 B_S\left(\frac{\bar g\mu S H}{k(T+T_0)}\right)}\right)^{-1/2}\right] = \frac{l\pi}{2} - \xi_l. \tag{17}$$

Количество пиков на температурной (полевой) зависимости вероятности захвата соответствует количеству l размерно-квантованных уровней в СКЯ при условии выполнения закона сохранения энергии.

Заметим, что зависимость вероятности захвата носителей в ККЯ от ширины квантовой ямы была изучена в работе [4]. Здесь мы исследуем вероятность захвата W от температуры при следующих параметрах: $m=0.03m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $x=0.025$, $\beta N_0=1$ эВ, $\hbar\Omega_0=160$ К. При численном счете выражение для $\langle S_z\rangle$ было представлено в следующем виде:

$$\langle S_z\rangle = S_0 B_S\left(\frac{\bar g\mu S H}{k(T+T_0)}\right), \tag{18}$$

где S_0, T_0 — подгоночные параметры ($S_0=0.8$, $T_0=7$ K, $g=2$). Кроме того, мы приняли во внимание конечность ширины энергетических уровней, обусловленной столкновениями, положив

$$\delta(E) \to \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + E^2}, \quad \Gamma = kT_{\text{Д}}, \tag{19}$$

где $T_{\text{Д}}$ — температура Дингля.

На рис. 1 представлена относительная вероятность захвата электрона в СКЯ от температуры для случая, когда в СКЯ реализуется один размерно-квантованный уровень энергии (ширина СКЯ $L_z=300$ Å, $T_{\text{Д}}=5$ K). Аналогичная зависимость для СКЯ шириной $L_z=450$ Å представлена на рис. 2. В этом случае в СКЯ реализуется два размерно-квантованных уровня.

Таким образом, в отличие от ККЯ возможность управления энергетическим спектром в квантовых ямах на основе РМП приводит к немонотонной температурно-полевой зависимости вероятности захвата носителей в СКЯ.

Список литературы

[1] Ortenberg M. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. N 8. P. 1041—1043.
[2] Ляпилин И. И., Цидильковский И. М. // УФН. 1985. Т. 146. В. 5. С. 35—72.
[3] Ландау Л. Д. Квантовая механика. М., 1963. 702 с.
[4] Козырев С. В., Шик А. Я. // ФТП. 1985. Т. 15. В. 9. С. 1667—1670.

Институт физики металлов УрО
АН СССР
Свердловск

Получена 14.06.1989
Принята к печати 16.10.1989