

## Спин-зависимое туннелирование в гетероструктурах с магнитным слоем

© К.С. Денисов<sup>1,2</sup>, И.В. Рожанский<sup>1,2</sup>, Н.С. Аверкиев<sup>1</sup>, Е. Lähderanta<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Lappeenranta University of Technology, FI-53851 Lappeenranta, Finland

E-mail: denisokonstantin@gmail.com

(Получена 25 апреля 2016 г. Принята к печати 25 апреля 2016 г.)

Предложен механизм создания спиновой поляризации в полупроводниковых гетероструктурах, содержащих квантовую яму и пространственно отделенный от нее слой магнитных примесей. Спиновая поляризация носителей заряда в квантовой яме появляется вследствие спин-зависимой туннельной рекомбинации на примесных состояниях в магнитном слое, при этом возникает быстрый линейный рост степени циркулярной поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы. Теоретически рассмотрены две ситуации. В первом случае имеет место резонансное туннелирование на спин-расщепленные подуровни примесного центра, при этом генерация спиновой поляризации происходит в меру разной заселенности резонансных уровней в квантовой яме для противоположных проекций спина. Второй, нерезонансный случай, имеет место, когда спин-расщепленный примесный уровень лежит выше заполненных состояний электронов в квантовой яме и играет роль промежуточного состояния в двухэтапном когерентном процессе спин-зависимой рекомбинации электрона из квантовой ямы с дыркой в примесном слое. Разработанная теория позволила качественно и количественно объяснить кинетику фотовозбужденных электронов в экспериментах по фотолюминесценции с временным разрешением в гетероструктурах на основе InGaAs, легированных слоем Mn.

DOI: 10.21883/FTP.2017.01.43994.8291

### 1. Введение

Идея управления спиновой поляризацией в полупроводниковых системах получила мощный импульс после открытия разбавленных магнитных полупроводников со сравнительно высокой температурой Кюри ферромагнитного фазового перехода [1,2]. Ограниченные возможности объемных образцов, а именно невозможность достижения комнатной температуры Кюри, сместили фокус исследований к низкоразмерным полупроводниковым гетероструктурам, в которых магнитный слой и квантовая яма (КЯ) разделены промежуточной буферной областью (спейсером) [3,4]. Такая геометрия, с одной стороны, сохраняет транспортные и оптические свойства КЯ, а с другой — позволяет управлять спиновой поляризацией в яме за счет магнитного слоя. Один из наиболее ярких экспериментально наблюдаемых эффектов влияния магнитного слоя на состояния носителей в КЯ заключается в циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) из КЯ в магнитном поле [5] (если слой немагнитный, то поляризация отсутствует). При этом степень поляризации повторяет поведение намагниченности магнитного слоя, во внешнем магнитном поле наблюдался гистерезис поляризации [6,7].

Физическое явление, которое мы рассматриваем в данной работе, заключается в генерации спиновой поляризации электронов или дырок в квантовых ямах за счет спин-зависимого ухода носителей по каналу туннельной безызлучательной рекомбинации в удаленном магнитном слое. Генерация спина за счет спин-зависимой

рекомбинации на парамагнитных центрах изучалась в ряде работ (см., например, [8–10] и ссылки в этих работах). Мы рассматриваем спин-зависимую рекомбинацию носителей на примесных магнитных центрах, пространственно отделенных от КЯ потенциальным барьером. Данный процесс включает в себя туннелирование носителей из КЯ на примесные центры.

При этом возможны два случая, различающиеся положением примесного уровня в магнитном слое относительно заполненных состояний электронов или дырок в КЯ. Первый случай отвечает прямому резонансному туннелированию на примесное состояние в магнитном слое и последующей (некогерентной) безызлучательной рекомбинации. Во втором случае туннелирование не является резонансным, примесное состояние в магнитном слое играет роль промежуточного (виртуального) состояния при рекомбинации носителей из КЯ с электронами или дырками в барьере. Развитая теория применена для описания ультрабыстрой кинетики ФЛ в гетероструктурах на основе GaAs с магнитным слоем Mn. Теория описывает быстрое гашение интенсивности ФЛ, а также объясняет наблюдаемое в эксперименте линейное со временем нарастание циркулярной поляризации ФЛ [11].

### 2. Спиновое расщепление примесного уровня

Зависимость скорости туннельной рекомбинации от проекции спина частицы возникает вследствие расщеп-

ления примесного уровня на спиновые подуровни, характеризующиеся энергией  $\varepsilon_s$  и проекцией спина  $s$ :

$$\varepsilon_s = E_i - s\Delta_i, \quad (1)$$

где  $E_i$  — энергия примесного уровня в отсутствие расщепления,  $\Delta_i$  — величина расщепления ( $i = a, d$  — акцептор, донор). Уход носителей с различной проекцией спина  $s$  из КЯ происходит по двум различным каналам, через состояния с разной энергией  $\varepsilon_s$ . Если темп туннельной рекомбинации через эти каналы оказывается различным, то в КЯ будет генерироваться спиновая поляризация.

Расщепление  $\Delta_i$  может быть обусловлено обменным взаимодействием, внешним магнитным полем или спин-орбитальным взаимодействием [9]. В частности, если примесные центры являются парамагнитными, обменное взаимодействие электрона или дырки, локализованных на центре с неспаренными электронами внутренних оболочек, приводит к расщеплению (1), где величина расщепления  $\Delta_i$  определяется константой обменного взаимодействия  $\alpha_i$  и величиной спина магнитного центра  $J$ :  $\Delta_i = \alpha_i J$ . Такая ситуация, в частности, имеет место для примеси Mn в полупроводнике на основе GaAs. В зависимости от положения в решетке Mn может формировать либо акцепторное (примесь замещения  $Mn_{Ga}$ ), либо донорное (междузельное положение  $Mn_I$ ) состояние. При концентрации Mn в несколько объемных процентов такой примесный слой становится ферромагнитным, т.е. спины Mn упорядочены [12–14]. В этом случае следует ожидать генерации макроскопической спиновой поляризации в КЯ за счет туннельной спинзависимой рекомбинации.

### 3. Резонансный случай

Для определенности в дальнейшем будем рассматривать случай туннельной рекомбинации электронов через донорный уровень. Описываемая модель спинзависимой туннельной рекомбинации, однако, в равной степени применима и для рекомбинации дырок через акцепторный уровень.

Рассмотрим ситуацию, когда в КЯ имеются электроны с энергией, соответствующей положению донорного уровня. Для выполнения этого условия уровень энергии донорного состояния  $E_d$  должен лежать достаточно глубоко, т.е. вблизи положения первого уровня размерного квантования электронов в КЯ (рис. 1). В этом случае происходит резонансное туннелирование электронов из КЯ на донорное состояние. Будем считать, что последующая безызлучательная рекомбинация происходит некогерентно по отношению к процессу туннелирования и, таким образом, имеются два независимых процесса: резонансное туннелирование на донорный уровень и безызлучательная рекомбинация электрона на донорном уровне с дыркой валентной зоны. Каждый из этих процессов имеет характерное время. Темп ухода электрона из КЯ по этому каналу и вместе с ним процесс

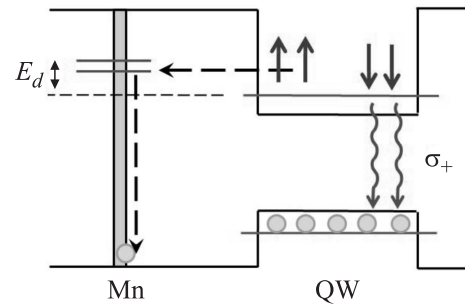


Рис. 1. Схема резонансной туннельной рекомбинации.

генерации спина в яме определяются самым большим временем. Мы будем считать процесс безызлучательной рекомбинации на донорных состояниях  $Mn_I$  очень быстрым. В такой модели генерация спина происходит в результате относительно медленного туннелирования в спиновых каналах на различных резонансных энергиях.

Для описания процесса туннелирования электрона из КЯ на донорный уровень воспользуемся методом туннельного гамильтониана [16]. В представлении вторичного квантования полный гамильтониан такой системы записывается следующим образом:

$$H = H_d + H_{QW} + H_T,$$

$$H_d = \sum_s \varepsilon_s a_s^\dagger a_s,$$

$$H_{QW} = \sum_s \int \varepsilon_k b_{ks}^\dagger b_{ks} d\Gamma_k,$$

$$H_T = \sum_s \int (t_k a_s^\dagger b_{ks} + h.c.) d\Gamma_k,$$

где  $a_s, b_{ks}, a_s^\dagger, b_{ks}^\dagger$  — операторы рождения и уничтожения электрона соответственно на донорном уровне и в КЯ,  $d\Gamma_k \equiv S d^2\mathbf{k}/(2\pi)^2$ ,  $S$  — нормировочная площадь. Гамильтониан  $H_d$  описывает связанное состояние электрона на доноре с энергией  $\varepsilon_s$  и учитывает обменное расщепление (1) состояния по проекции спина  $s$  электрона. В качестве начала отсчета энергии принято положение дна первой подзоны размерного квантования электронов.  $H_{QW}$  описывает свободное движение электронов в плоскости КЯ,  $\varepsilon_k = \hbar^2 k^2/2m$  — соответствующая кинетическая энергия,  $m$  — эффективная масса в плоскости КЯ. Для генерации спиновой поляризации требуется внешнее магнитное поле, однако в рассматриваемой теории магнитное поле требуется лишь для ориентации магнитных центров, так чтобы было справедливо выражение (1) для  $\varepsilon_s$ . Мы ограничимся рассмотрением случая слабых внешних магнитных полей, когда величина спинового расщепления  $\Delta$  определяется обменным взаимодействием, а не эффектом Зеемана. При этом мы пренебрегаем зеемановским расщеплением состояний электронов в КЯ.

Слагаемое  $H_T$  описывает туннелирование между состояниями КЯ и донорным уровнем, характеризуемое туннельным параметром  $t_k$ . Формализм метода туннельного гамильтониана позволяет вычислить  $t_k$  исходя из вида волновых функций, описывающих состояния, между которыми происходит туннелирование. Пренебрегая зависимостью от волнового вектора  $k$ ,  $t_k$  можно представить в виде

$$t = \tau e^{-qd}, \quad (2)$$

где  $\tau$  — некоторый энергетический параметр, зависящий от параметров гетероструктуры [17],  $q = \sqrt{2m_{\perp}E_d/\hbar^2}$  (здесь  $m_{\perp}$  — эффективная масса в барьере в направлении туннелирования),  $d$  — ширина барьера.

Рассмотрим генерацию спиновой поляризации. Пусть изначально в КЯ имеется определенная концентрация электронов, полученная, например, с помощью неполяризованного импульса оптической накачки. Вероятность туннелирования из интервала состояний КЯ  $d\Gamma_k$  вблизи  $\varepsilon_k$  на примесный центр в единицу времени дается золотым правилом Ферми:

$$d\omega_{ks} = \frac{2\pi}{\hbar} \tau^2 e^{-2qd} \delta(\varepsilon_s - \varepsilon_k) d\Gamma_k. \quad (3)$$

Вычислим плотность туннельного тока

$$j_s = e \int f_s(\mathbf{k}) \frac{d\omega_{ks}}{S}, \quad (4)$$

где  $f_s(\mathbf{k})$  — функция распределения электронов со спином  $s$  в КЯ. При вычислении туннельного тока мы считаем, что донорные состояния всегда свободны. Концентрация фотовозбужденных электронов в КЯ мала, и электронный газ можно считать невырожденным:

$$f_s(\mathbf{k}) = \exp\left(\frac{\mu_s - \varepsilon_k}{k_B T_e}\right). \quad (5)$$

Здесь  $\mu_s$  — химический потенциал электронов с проекцией спина  $s$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T_e$  — электронная температура. Тогда туннельный ток дается следующим выражением:

$$j_s = e\gamma_s n_s, \quad \gamma_s = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\tau^2}{k_B T_e} e^{-2qd} \exp\left(-\frac{\varepsilon_s}{k_B T_e}\right), \quad (6)$$

где  $n_s$  — полная концентрация электронов с проекцией спина  $s$  в КЯ,  $\gamma_s$  — скорость ухода электронов из КЯ в результате туннелирования.

В рамках резонансной схемы генерация спина происходит в меру разной заселенности уровней КЯ с энергиями, соответствующими спин-расщепленным донорным уровням. Даже при одинаковой начальной концентрации электронов с разными спинами (случай неполяризован-

ного импульса накачки  $\mu_{+1/2} = \mu_{-1/2}$ ) имеется спиновый туннельный ток из КЯ в магнитный слой:

$$q_z \equiv (j_{+1/2} - j_{-1/2})/e = q_0 \sinh\left(\frac{\Delta}{2k_B T_e}\right), \quad (7)$$

$$q_0 = n e^{-2qd} \frac{\pi \tau^2}{\hbar k_B T_e} e^{-E_d/k_B T_e},$$

где  $n = n_{+1/2} + n_{-1/2}$  — концентрация электронов в КЯ. Спиновый ток  $q_z$  приводит к накоплению спиновой поляризации в яме.

#### 4. Нерезонансный случай

Если состояния КЯ с энергиями примесных состояний  $\varepsilon_s$  не заполнены, прямое резонансное туннелирование из КЯ в примесный слой невозможно. В этом случае донорный уровень может играть роль промежуточного состояния в двухэтапном когерентном процессе безызлучательной рекомбинации электрона из КЯ с дыркой в магнитном слое (рис. 2). Мы будем считать, что безызлучательная рекомбинация происходит в результате каскадного испускания фононов с энергиями  $\hbar\Omega_q$ . Скорость переходов в единицу времени соответственно дается как

$$d\omega_{k,s}^{\text{ph}} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{V_{\text{ph}t}}{\varepsilon_k - \varepsilon_s} \right|^2 \delta(\varepsilon_k + E_{\text{rec}} - \sum \hbar\Omega_q) d\Gamma_k dv_{\text{ph}}, \quad (8)$$

где  $V_{\text{ph}}$  — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия,  $dv_{\text{ph}}$  — плотность состояний фононов,  $E_{\text{rec}}$  — разница энергий между уровнем размерного квантования ямы и потолком валентной зоны в барьере GaAs,  $t$  — туннельный матричный элемент (2). После интегрирования (8) по фоновым степеням свободы получаем

$$d\omega_{k,s} = \frac{1}{\tau_d} \frac{\tau^2 e^{-2qd}}{(\varepsilon_k - E_d + s\Delta)^2} d\Gamma_k, \quad (9)$$

где мы ввели время жизни электрона на донорном состоянии  $\tau_d$ ,

$$\frac{1}{\tau_d} = \frac{2\pi}{\hbar} \int dv_{\text{ph}} |V_{\text{ph}}|^2 \delta(E_{\text{rec}} - \sum \hbar\Omega_q).$$

При условии  $\varepsilon_k \ll E_{\text{rec}}$  зависимостью  $\tau_d$  от  $k$  можно пренебречь.

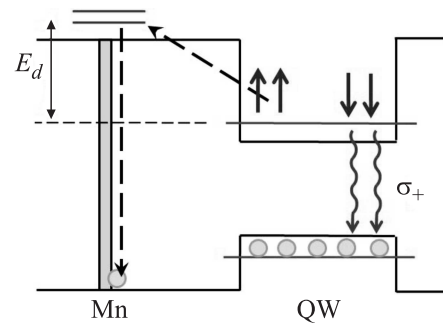


Рис. 2. Схема нерезонансной туннельной рекомбинации через промежуточное состояние на доноре.

Подставляя (9) и (5) в (4), получаем для плотности туннельного тока

$$j_s = e \frac{\tau^2 e^{-2qd}}{\tau_d} \frac{n_s}{k_B T_e} \int_0^\infty \frac{e^{-\varepsilon_k/k_B T_e}}{(\varepsilon_k - E_d + s\Delta)^2} d\varepsilon_k. \quad (10)$$

Считая глубину КЯ существенно большей энергии ионизации донора и электронной температуры, так что  $k_B T_e \ll E_d$  (рис. 2), в (10) можно в знаменателе положить  $\varepsilon_k \approx 0$ . В итоге получим выражение

$$j_s = e \gamma_s n_s, \quad \gamma_s = \frac{e^{-2qd}}{\tau_d} \frac{\tau^2}{(E_d - s\Delta)^2}, \quad (11)$$

где  $n_s$  — концентрация в яме электронов с проекцией спина  $s$ ,  $\gamma_s$  — темп рекомбинации электронов с соответствующей проекцией спина. Заметим, что, хотя  $\gamma_s$  содержит в знаменателе достаточно большую энергию  $E_d$ , эта малость отчасти компенсируется коротким временем жизни  $\tau_d$ , что приводит к значительной скорости безызлучательной рекомбинации в целом.

В отличие от резонансной схемы, скорость спиновой генерации в КЯ не зависит от электронной температуры. В данном случае спиновое расщепление донорного уровня приводит к зависимости от спина (9) скорости самого микроскопического процесса безызлучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов. Рассматривая, как и в предыдущем разделе, случай неполяризованной накачки ( $\mu_{+1/2} = \mu_{-1/2}$ ), запишем выражение для туннельного спинового тока:

$$q_z = n \frac{e^{-2qd}}{\tau_d} \frac{2\tau^2 \Delta}{E_d^3}, \quad (12)$$

$n$  — полная концентрация электронов в КЯ.

## 5. Обсуждение

Обе рассмотренные в работе схемы приводят к генерации спиновой поляризации в КЯ. Какая из них реализуется в эксперименте, зависит от соотношения между энергией донорного уровня  $E_d$  и электронной температурой  $T_e$ . Резонансный механизм, связанный с различной заселенностью состояний в КЯ с энергиями донорных подуровней, экспоненциально подавляется при  $E_d \gg k_B T_e$ . Когда резонансный канал подавлен, основную роль играют нерезонансные переходы. В противоположной ситуации  $E_d \sim k_B T_e$  резонансный и нерезонансный механизмы имеют место одновременно. При этом вклад нерезонансных переходов в полный темп туннельного ухода оказывается меньше. Действительно, отношение (6) к (11) будет содержать большой параметр  $E_d \tau_d / \hbar \gg 1$ , связанный с тем, что донорный уровень  $E_d$  хорошо определен и его уширение из-за безызлучательной рекомбинации  $\hbar/\tau_d$  слабое. На рис. 3 приведены зависимости скорости туннельной

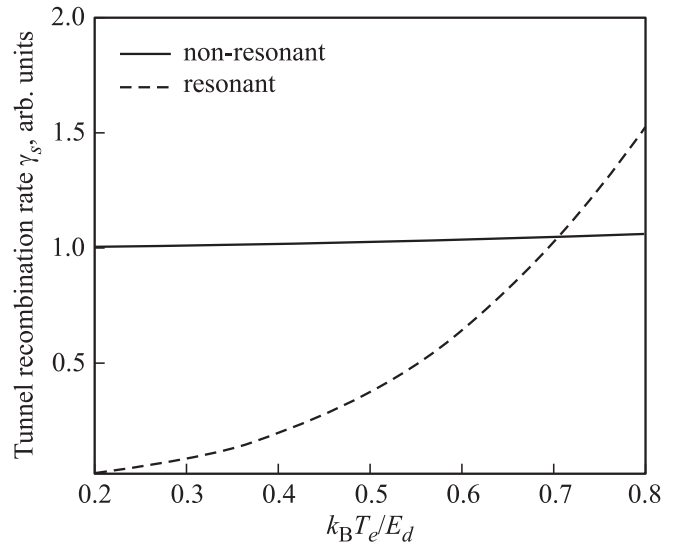


Рис. 3. Зависимость скорости туннельной безызлучательной рекомбинации от электронной температуры.

рекомбинации от соотношения  $k_B T_e / E_d$  (в расчете полагалось  $E_d \tau_d / \hbar = 10$ ). Видно, что при  $k_B T_e \gtrsim 0.7 E_d$  резонансный вклад является доминирующим. Поэтому в случае, когда в КЯ имеются носители с энергией донорного уровня, основной вклад в темп опустошения будет связан именно с резонансным туннелированием. С экспериментальной точки зрения доминирующий механизм туннельной рекомбинации может быть идентифицирован по зависимости эффекта от электронной температуры. Для данного положения донорного уровня резонансная схема крайне чувствительна к электронной температуре, в то время как нерезонансный канал зависит от температуры крайне слабо (соответствующая поправка к (11) из дальнейшего разложения подынтегрального выражения имеет порядок  $T^2/E_d^2$ , зависимостью же времени жизни  $\tau_d$  от температуры можно пренебречь).

## 6. Эксперимент

Применим развитую теорию для анализа экспериментов по фотолуминесценции с временным разрешением в гетероструктурах на основе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с мелкой легированной КЯ и отдаленным  $\delta$ -слоем Mn [18,19]. В этих экспериментах наблюдалось сверхбыстрое гашение ФЛ из КЯ после прохождения одиночного неполяризованного импульса накачки. При этом одновременно наблюдались линейный по времени рост циркулярной поляризации излучения. Структура является легированной с  $p$ -типом проводимости, наличие исходной высокой концентрации равновесных дырок в КЯ означает, что после прохождения импульса накачки поведение ФЛ во времени связано с кинетикой неравновесных электронов: интенсивность  $I$  и степень циркулярной поляризации  $\rho_c$  ФЛ полностью

определяются концентрациями электронов в КЯ  $n_s$ :

$$I = n_{+1/2} + n_{-1/2}, \quad \rho_c = \frac{n_{-1/2} - n_{+1/2}}{n_{+1/2} + n_{-1/2}}, \quad (13)$$

где мы учли, что циркулярная поляризация  $\sigma^+$  отвечает излучательной рекомбинации электрона с проекцией спина  $-1/2$  с тяжелой дыркой с проекцией углового момента  $+3/2$  (подзона легких дырок отщеплена в силу размерного квантования). Рассмотрим кинетику неравновесных фотовозбужденных электронов. Наиболее быстрым процессом является установление квазиравновесной функции распределения  $f_s(\mathbf{k})$  электронов с определенной электронной температурой  $T_e$  и химическим потенциалом  $\mu_s$ . Дальнейшие процессы, приводящие к изменению концентрации носителей, описываются с помощью зависящего от времени  $\mu_s$ . Время жизни электрона в КЯ определяется процессами туннелирования в магнитный слой и излучательной рекомбинацией с дырками в КЯ. Излучательная электронно-дырочная рекомбинация в обсуждаемых структурах является достаточно медленным процессом с характерным временем  $\tau_{\text{rad}} \sim 10$  нс. В [18] показано, что спин неравновесных электронов не успевает полностью исчезнуть за время жизни носителей, тем самым время спиновой релаксации оказывается  $\tau_s \geq \tau_{\text{rad}}$ . Процесс туннельной безызлучательной рекомбинации является быстрым на фоне времен  $\tau_s, \tau_{\text{rad}}$ , поэтому спин-зависимое туннелирование будет приводить к электронной спиновой поляризации, существующей на временах вплоть до  $\tau_s$ . Для описания динамики ФЛ на начальной стадии (до  $\tau_s$ ) можно использовать кинетические уравнения для каждого спина по отдельности, не учитывая спиновую релаксацию:

$$\frac{dn_s}{dt} = -j_s/e - \frac{n_s}{\tau_{\text{rad}}} = -\gamma_s n_s - \frac{n_s}{\tau_{\text{rad}}}. \quad (14)$$

В нулевой момент времени концентрации электронов с противоположными проекциями спина равны:  $n_{+1/2}(0) = n_{-1/2}(0) = n(0)/2$ . На начальном этапе временной эволюции концентрация электронов убывает экспоненциально,

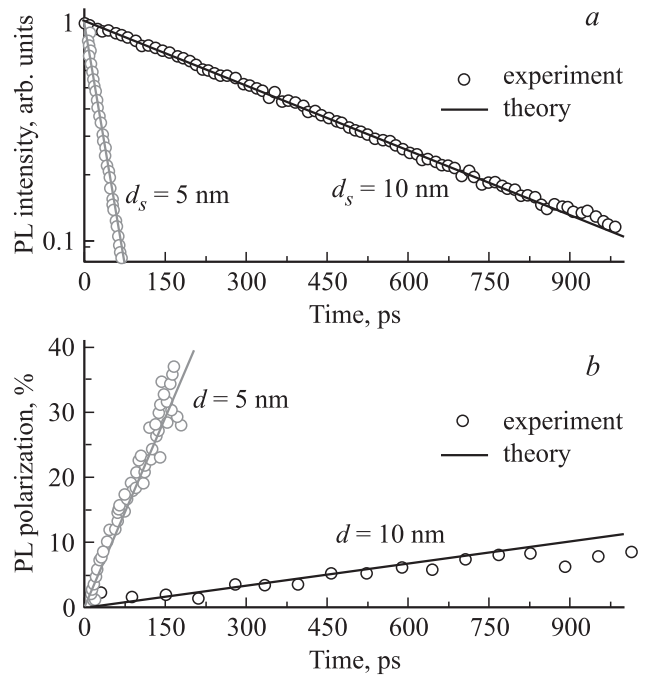
$$n_s(t) = \frac{n_0}{2} e^{-\Gamma_s t}, \quad (15)$$

с характерным временем жизни электрона в КЯ  $\Gamma_s^{-1} = (\gamma_s + \tau_{\text{rad}}^{-1})^{-1} \approx \gamma_s^{-1}$ . Спин-зависимый уход электронов приводит к спиновой поляризации

$$\rho_c = \tanh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t\right), \quad \delta\Gamma = \gamma_{-1/2} - \gamma_{+1/2},$$

которая линейно нарастает на малых временах.

Выбор теоретической модели (резонансная или нерезонансная схема) основывается на энергетическом положении донорного уровня. В рассматриваемой гетероструктуре донорные состояния образованы ионами марганца в межузельной конфигурации, Mn<sub>I</sub>. Насколько



**Рис. 4.** Временная зависимость интенсивности и циркулярной поляризации фотолуминесценции (PL) из квантовой ямы для двух различных значений толщины туннельного барьера  $d_s = 5, 10$  нм.

нам известно, в настоящее время надежных экспериментальных данных об энергии донорного уровня Mn<sub>I</sub> в GaAs нет. Численные расчеты указывают, что этот уровень лежит вблизи дна зоны проводимости GaAs или даже попадает в нее [20]. Расстояние от первого уровня размерного квантования в КЯ до донорного состояния в InGaAs-гетероструктурах оказывается  $\sim 50$  мэВ, что заметно превышает электронную температуру фотовозбужденных электронов [11]. Поэтому для описания этих экспериментов следует применять нерезонансную схему [11]. Соответствующие расчеты проведены с использованием выражения (11).

На рис. 4 представлена кинетика ФЛ после прохождения неполяризованного импульса накачки (экспериментальные данные — точки, теоретические — линии) для структур с различной толщиной спейсера ( $d_s = 5, 10$  нм). В расчете учтены известные характеристики исследуемой гетероструктуры  $\tau = 13$  мэВ,  $W_e = 45$  мэВ,  $m_{\perp} = 0.065m_0$ . Таким образом, донорный уровень расположен вблизи края зоны проводимости, что подтверждает результат численных расчетов [20], а время жизни электрона на нем оказывается чрезвычайно коротким [6] и близким к времени жизни свободного электрона [15]. Время гашения интенсивности ФЛ оказывается значительно меньше времени излучательной рекомбинации, так что  $\Gamma_s^{-1} \approx \gamma_s^{-1}$ . Резкая зависимость ФЛ от толщины спейсера  $d_s$  связана с туннельной экспонентой  $\gamma_s \sim e^{-2qd_s}$ : чем ближе расположен  $\delta$ -слой, тем быстрее идет туннелирование. Различие в туннельных

коэффициентах  $\gamma_{+1/2} \neq \gamma_{-1/2}$  приводит к возникновению спиновой поляризации электронов и циркулярной поляризации ФЛ, которая на данных временных масштабах линейно растет со временем, в полном согласии с экспериментом.

## 7. Заключение

В работе представлена теория резонансно-туннельной спин-зависимой рекомбинации в полупроводниковых гетероструктурах с магнитными примесями. Мы рассмотрели два физически различных случая. В первом случае резонансного туннелирования носителей из КЯ на донорные состояния, расщепленные по спину, безызлучательный спиновый ток носителей из КЯ возникает в меру различной заселенности уровней в КЯ с энергиями, соответствующими примесным подуровням, и поэтому существенно зависит от особенностей распределения носителей по энергии. Во втором, нерезонансном, случае спиновая поляризация в КЯ возникает из-за разности скоростей одночастичных процессов спин-зависимой рекомбинации через донорный уровень для противоположных проекций спина электрона. Именно такой механизм, как показывает расчет, реализуется в рассмотренных экспериментах по ФЛ в структурах на основе InGaAs, легированных Mn. Расчеты качественно и количественно объясняют экспериментально наблюдаемые особенности ФЛ, в частности гашение фотолюминесценции и линейный рост поляризации с характерным временем, на несколько порядков меньшим времени излучательной рекомбинации. В результате сравнения теоретических и экспериментальных данных мы получили значение энергии донорного уровня на 2 мэВ выше края зоны проводимости и величину обменного расщепления донорного уровня  $\Delta = 2.5$  мэВ.

Авторы выражают благодарность И.А. Акимову, В.Л. Кореневу, В.Ф. Сапеге за полезные обсуждения. Построение нерезонансной модели производилось в рамках гранта РФФИ № 14-02-00255, расчет резонансной схемы был осуществлен в рамках гранта РФФИ № 16-32-00798.

## Список литературы

- [1] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (3), 363 (1996).
- [2] T. Dietl, H. Ohno. *Rev. Mod. Phys.*, **86**, 187 (2014).
- [3] B.A. Aronzon, M.A. Pankov, V.V. Rylkov, E.Z. Meilikhov, A.S. Lagutin, E.M. Pashaev, M. A. Chuev, V.V. Kvardakov, I.A. Likhachev, O.V. Vihrova, A.V. Lashkul, E. Lähderanta, A.S. Vedenev, P. Kervalishvili. *J. Appl. Phys.*, **107** (2), 023905 (2010).
- [4] Y. Nishitani, D. Chiba, M. Endo, M. Sawicki, F. Matsukura, T. Dietl, H. Ohno. *Phys. Rev. B*, **81**, 045208 (2010).
- [5] S. Zaitsev, M. Dorokhin, A. Brichkin, O. Vikhrova, Y. Danilov, B. Zvonkov, V. Kulakovskii. *JETP Letters*, **90**, 658 (2010).
- [6] S.V. Zaitsev. *Low Temp. Phys.*, **38**, 399 (2012).
- [7] А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, С.В. Зайцев. *ЖЭТФ*, **139**(2), 367 (2011).
- [8] E.L. Ivchenko, V.K. Kalevich, A.Y. Shiryayev, M.M. Afanasiev, Y. Masumoto. *J. Phys.: Condens. Matter*, **22** (46), 465804 (2010).
- [9] E.L. Ivchenko, L.A. Bakaleinikov, V.K. Kalevich. *Phys. Rev. B*, **91**, 205202 (2015).
- [10] E.L. Ivchenko, L.A. Bakaleinikov, M.M. Afanasiev, V.K. Kalevich. *arXiv: 1602.04162* (2016).
- [11] I.V. Rozhansky, K.S. Denisov, N.S. Averkiev, I.A. Akimov, E. Lähderanta. *Phys. Rev. B*, **92**, 125428 (2015).
- [12] I.V. Rozhansky, I.V. Krainov, N.S. Averkiev, B.A. Aronzon, A.B. Davydov, K.I. Kugel, V. Tripathi, E. Lähderanta. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 252402 (2015).
- [13] I.V. Rozhansky, I.V. Krainov, N.S. Averkiev, E. Lähderanta. *Phys. Rev. B*, **88**, 155326 (2013).
- [14] I. Rozhansky, I. Krainov, N. Averkiev, E. Lähderanta. *J. Magnetism Magnetic Mater.*, **383** (0), 34 (2015).
- [15] H. Nemes, A. Pashkin, P. Kuzel, M. Khazan, S. Schnull, I. Wilke. *J. Appl. Phys.*, **90**, 1303 (2001).
- [16] J. Bardeen. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 57 (1961).
- [17] I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, E. Lähderanta. *Low Temp. Phys.*, **39**, 28 (2013).
- [18] I. Akimov, V.L. Korenev, V.F. Sapega, L. Langer, S.V. Zaitsev, Y.A. Danilov, D.R. Yakovlev, M. Bayer. *Phys. Status Solidi B*, **251** (9), 1663 (2014).
- [19] V. Korenev, I. Akimov, S. Zaitsev, V. Sapega, L. Langer, D. Yakovlev, Y.A. Danilov, M. Bayer. *Nat. Commun.*, **3**, 959 (2012).
- [20] P. Mahadevan, A. Zunger. *Phys. Rev. B*, **68**, 075202 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

## Spin-dependent tunneling in heterostructures with a magnetic layer

K.S. Denisov<sup>1,2</sup>, I.V. Rozhansky<sup>1,2</sup>, N.S. Averkiev<sup>1</sup>, E. Lähderanta<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Lappeenranta University of Technology,

FI-53851 Lappeenranta, Finland