

## Спин-зависимое туннелирование в двойной квантовой точке в режиме „медленной“ эволюции

© Д.В. Хомицкий, Н.А. Запруднов

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (физический факультет),  
603950 Нижний Новгород, Россия  
E-mail: khomitsky@phys.unn.ru

Поступила в Редакцию 25 апреля 2022 г.  
В окончательной редакции 16 июня 2022 г.  
Принята к публикации 16 августа 2022 г.

Исследована динамика туннелирования и спина для дырочных состояний в двойной квантовой точке на основе GaAs при наличии сильного спин-орбитального взаимодействия и периодического электрического поля. Рассмотрены режимы туннелирования с переворотом спина в условиях „медленной“ эволюции, при которой частота поля меньше остальных энергетических параметров стационарной части гамильтониана. Обнаружено, что в таких условиях туннелирование с переворотом спина может протекать как в резонансном, так и в нерезонансном режиме по отношению к зеемановскому расщеплению уровней. В последнем случае частота возбуждения может быть меньше резонансной, при этом динамика системы демонстрирует поведение, напоминающее эффекты интерференции Ландау–Зенера–Штюкельберга–Майораны, происходящие при динамическом пересечении уровней в изолированных квантовых точках.

**Ключевые слова:** двойная квантовая точка, спин-орбитальное взаимодействие, зеемановское расщепление, туннелирование, электрический дипольный спиновый резонанс.

DOI: 10.21883/FTP.2022.10.53958.9875

### 1. Введение

Проблема совместного управления пространственным движением и спином носителей заряда в гетероструктурах является актуальной на протяжении последних десятилетий. Одним из часто используемых эффектов для управления спиновой динамикой с помощью электрического поля является электрический дипольный спиновый резонанс (ЭДСР). При его протекании когерентная динамика спина индуцируется периодическим электрическим полем с частотой  $\omega$ , равной зеемановскому расщеплению уровней  $\Delta_Z$  в квантовых точках (КТ) [1–3]:

$$\hbar\omega = \Delta_Z. \quad (1)$$

Необходимым условием ЭДСР является связь между состояниями с различной проекцией спина, возникающая при воздействии электрического поля волны, что возможно при наличии в системе существенного по величине спин-орбитального взаимодействия (СОВ). Как показывают недавние эксперименты с двойными КТ на основе *p*-GaAs, между которыми происходит туннелирование в микроволновом поле [4,5], в такой структуре возможны нетривиальные эффекты для зависимости туннельного тока от параметров системы, в том числе от частоты и амплитуды поля, причем как в режиме ЭДСР, так и вне его. В последнем случае особенности туннелирования напоминают интерференционные эффекты Ландау–Зенера–Штюкельберга–Майораны (ЛЗСМ), происходящие при динамическом пересечении уровней, относящихся к изолированным квантовым точкам [6–9]. В наиболее простой форме основной результат теории

Ландау–Зенера, определяющий вероятность перехода  $P$  в двухуровневой системе при однократном пересечении уровней, т.е. на одном цикле изменения параметров системы при наложении периодического поля, можно сформулировать следующим образом [6,7]:

$$P = \exp(-2\pi\delta). \quad (2)$$

В выражении (2) параметр адиабатичности  $\delta$  выражается через расщепление уровней  $\Delta$  и скорость изменения расстояния между уровнями  $v = d(E_2 - E_1)/dt$  следующим образом (в системе единиц с  $\hbar = 1$ ):

$$\delta = \frac{\Delta^2}{4v}. \quad (3)$$

Если параметр адиабатичности  $\delta \gg 1$ , т.е. согласно (3) скорость изменения расстояния между уровнями мала, то вероятность перехода (2) также мала. Если же параметр  $\delta \ll 1$ , то при многократных пересечениях уровней эффективность перехода будет определяться соотношениями между амплитудой и частотой возмущения, где возможны интерференционные усиления и подавления вероятности перехода. В данной работе нас будет интересовать вероятность перехода при однократном пересечении уровней на одном периоде внешнего поля. Кроме самой вероятности туннелирования из одной КТ в другую также остается открытым вопрос об эффективности переворота спина при таком туннелировании, если условие ЭДСР (1) не выполнено. Наличие эффективного переворота спина при ЛЗСМ-пересечении уровней в соседних КТ на небольшом числе

периодов поля представляло бы интерес в качестве еще одной возможности управления спином с помощью электрического поля.

В данной работе представлены результаты теоретического исследования эволюции дырочных состояний в двойной КТ с сильным СОВ в режиме „медленной“ эволюции, при которой зеемановское расщепление  $\Delta_Z$  и, как следствие, частота электрического поля меньше остальных энергетических параметров стационарной части гамильтониана. Представлены результаты расчета эволюции как в режиме ЭДСР, когда условие (1) выполнено, так и при более низкой частоте внешнего поля, удовлетворяющей условию  $\hbar\omega = \Delta_Z/3$ . Отметим, что нами были выполнены расчеты для более широкого набора частот от  $\hbar\omega = \Delta_Z/8$  до  $\hbar\omega = \Delta_Z$ , показавшие идентичность главных выводов, которые можно сделать из двух представленных в работе случаев:  $\hbar\omega = \Delta_Z$  и  $\hbar\omega = \Delta_Z/3$ . Параметры исследованной модели выбраны близкими к экспериментальным условиям [4,5]. Рассчитаны полная и спин-зависимая вероятности туннелирования. Отличительной особенностью системы является сильная пространственная неоднородность периодического электрического поля в области КТ. Также учитываются несколько базисных состояний с учетом зеемановского расщепления (до десяти), что существенно для протекания ЭДСР, характер которого в многоуровневой системе может существенно отличаться от наблюдаемого в простом двухуровневом приближении [10]. Результаты расчетов показывают, что в таких условиях туннелирование с переворотом спина может протекать как в резонансном режиме (1), так и в нерезонансном режиме, для которого нами выбрано соотношение  $\hbar\omega = \Delta_Z/3$ . В последнем случае эффективное туннелирование с переворотом спина может быть интерпретировано как проявление эффектов ЛЗСМ-интерференции [6–9], происходящих при динамическом взаимодействии уровней в изолированных квантовых точках. Полученные результаты могут представлять интерес при создании элементов спинтроники и нанoeлектроники, работающих в области низких частот.

## 2. Модель

Рассматривается модель квантовых состояний в приближении эффективной массы в нижней зоне размерного квантования для двумерных дырок в GaAs, в которой электростатическим потенциалом затвора создана одномерная структура с профилем двух близких ям, моделирующая двойную КТ. Между минимумами потенциала, отвечающими изолированным КТ, может происходить туннелирование, являющееся эффективно одномерным. Гамильтониан системы имеет вид

$$H = H_{2QD} + H_Z + H_{SO} + V(x, t). \quad (4)$$

Первое слагаемое в (4) включает кинетическую энергию и одномерный потенциал двойной КТ [10]:

$$H_{2QD} = \frac{p^2}{2m} + U_0 \left[ \left( \frac{x}{d} \right)^4 - 2 \left( \frac{x}{d} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Потенциальная энергия в (5) отвечает двум минимумам, отстоящим друг от друга на расстоянии  $2d$  и разделенных барьером высоты  $U_0$  относительно дна потенциальной ямы. В экспериментах [4,5] типичное значение  $d$  в структуре с двойной КТ было равно 58 нм, а высота потенциального барьера оценивалась величиной  $U_0 = 5$  мэВ. Эти значения параметров потенциала (5) будут использованы в нашей модели. Второе слагаемое в (4) представляет собой зеемановское взаимодействие дырочного спина с магнитным полем  $B_z$ :

$$H_Z = \frac{1}{2} g \mu_B B_z \sigma_z, \quad (6)$$

что формирует зеемановское расщепление уровней  $\Delta_Z = g \mu_B B_z$ , наблюдаемое в экспериментах [4,5]. В одномерной системе зеемановское слагаемое будет единственным вкладом от магнитного поля и вклада с векторным потенциалом не будет [10]. Третье слагаемое в (4) описывает вклад в спин-орбитальное взаимодействие для дырочных состояний, линейный по квазиимпульсу, который присутствует в большинстве низкоразмерных структур с КТ на основе GaAs и имеет в одномерной модели следующий вид:

$$H_{SO} = \beta_D k_x \sigma_x, \quad (7)$$

где постоянная  $\beta_D$  для дырочных состояний в КТ на основе GaAs составляет  $\sim 3$  мэВ·нм [11]. Последнее слагаемое  $V(x, t) = U_d f(x) + V_{dr}(x, t)$  в гамильтониане (4) описывает скалярный потенциал электрического поля, формирующего как статический потенциал смещения минимума дна одной ямы относительно другой (detuning), так и нестационарный потенциал переменного поля (driving). До момента времени  $t = 0$  статическое поле формирует только постоянный по времени потенциал смещения

$$V(x, t < 0) = U_d f(x), \quad (8)$$

который имеет амплитуду  $U_d$  и описывается пространственным профилем

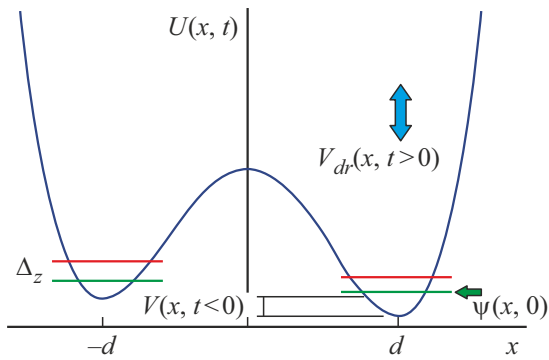
$$f(x) = \left( \frac{x}{d_1} \right)^3 - \frac{3}{2} \left( \frac{x}{d_1} \right)^2, \quad (9)$$

где для обеспечения гладкой сшивки с потенциалом (5) двойной КТ выбирается значение  $d_1 = 1.5d$ . Знак амплитуды  $U_d < 0$  отвечает смещению дна правой КТ вниз, как это показано на рис 1.

В момент времени  $t = 0$  к потенциалу (8) добавляется переменное электрическое поле, потенциал которого

$$V_{dr}(x, t > 0) = U_d f(x) (-1 + \cos \omega t) \quad (10)$$

гладко сшивается с потенциалом сдвига (8). Как и потенциал сдвига, переменное поле в основном сосредоточено



**Рис. 1.** Форма потенциала и структура нижних уровней в двойной КТ с гамильтонианом (4), включающая смещение минимумов потенциала (8)  $V(x, t < 0)$  и зеемановское расщепление уровней  $\Delta_z$  в каждой КТ. Электрическое поле с потенциалом (10)  $V_{dr}(x, t > 0)$  (голубая двойная стрелка) приложено в основном в области правой КТ. Начальное состояние  $\psi(x, 0)$  (зеленая стрелка) со спином вниз находится в правой КТ. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

в области правой КТ, что обусловлено свойствами функции (9), выбранной нами для согласия с постановкой экспериментов [4,5].

Схема моделирования динамики с гамильтонианом (4) состоит в следующем: вначале производится диагонализация его не зависящей от времени части  $H_0 = H_{2QD} + H_Z + H_{SO} + U_d f(x)$  в базисе состояний двойной КТ с гамильтонианом  $H_{2QD}$  и строится новый базис, состоящий из собственных функций гамильтониана  $H_0$ , представляющих собой двухкомпонентные спиноры  $\psi_n(x)$ , которым отвечают уровни энергии  $E_n$ . После этого вычисляются в этом базисе матричные элементы  $V_{nk}$  периодического потенциала (10) и решается нестационарное уравнение Шредингера для функции

$$\psi(x, t) = \sum_n c_n(t) e^{-iE_n t/\hbar} \psi_n(x) \quad (11)$$

с неизвестными коэффициентами  $c_n(t)$ , определяющими заселенности уровней  $E_n$ . Для коэффициентов  $c_n(t)$  получается система обыкновенных дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами вида

$$i\hbar \frac{dc_n}{dt} = \sum_k c_k V_{nk} e^{-i(E_k - E_n)t/\hbar}. \quad (12)$$

Даже для двухуровневой модели система (12) может быть решена, вообще говоря, лишь численно. Мы включаем в расчет первые десять уровней в двойной КТ с учетом спина, что соответствует пяти уровням пространственного квантования в потенциале (5). Такое приближение обеспечивает достаточную степень полноты базиса, поскольку наше моделирование показывает, что более 90% нормы волновой функции (11) обеспечивается вкладом четырех нижних уровней, отвечающих основному дублету в двойной КТ с учетом расщепления по спину в магнитном поле.

### 3. Результаты моделирования эволюции

Решение нестационарного уравнения Шредингера в представлении системы (12) выполнялось нами численно с помощью схемы Кэли [12], обеспечивающей унитарность построенного оператора эволюции. В данной работе мы сосредоточились на режиме ЭДСР в достаточно слабых магнитных полях или, что эквивалентно, для достаточно низких частот периодического поля. Иными словами, зеемановское расщепление  $\Delta_z = g\mu_B B_z$  или равная ему энергия  $\hbar\omega$  в этом режиме являются самыми малыми энергетическими параметрами задачи, меньшими по сравнению как с энергией уровня  $E_n$ , так и с туннельным расщеплением  $E_n - E_{n-1}$ ,  $n = 2, 4, \dots$ . Для используемых в гамильтониане (4) параметров двойной КТ частота туннелирования с сохранением спина, отвечающая половине туннельного расщепления основного дублета, которое мы обозначим через  $\gamma$ , составляет  $\sim 1$  мкэВ, а частота туннелирования с переверотом спина, отвечающая половине матричного элемента от спин-орбитального взаимодействия (7), которую мы обозначим через  $\alpha$ , составляет  $\sim 0.5$  мкэВ [4,5]. Чтобы выполнить указанное выше условие малости зеемановского расщепления и частоты периодического поля, мы выбираем значение индукции магнитного поля  $B_z = 0.0026$  Тл, что для зеемановского слагаемого (6) с  $g$ -фактором, равным 1.35 согласно данным экспериментов [4,5], приводит к величине зеемановского расщепления  $\Delta_z = 0.2$  мкэВ, что обеспечивает выполнение условий

$$\Delta_z < (\alpha, \gamma); \quad \hbar\omega \leq \Delta_z. \quad (13)$$

Мы используем значение амплитуды сдвига (8) и периодического поля (10)  $U_d = -10$  мкэВ, при которой основное состояние гамильтониана  $H_0$  отвечает локализованной в правой КТ дырке со спином вниз относительно направления магнитного поля. Частота ЭДСР для периодического поля (10) определяется из условия  $\hbar\omega = \Delta_z$  и отвечает линейной частоте  $f = 0.048$  ГГц. Для нерезонансного случая при  $\hbar\omega = \Delta_z/3$  линейная частота  $f = 0.016$  ГГц. Такие частоты являются низкими по сравнению с применявшимися в экспериментах [4,5], однако технически их использование представляется осуществимым.

Нас интересует эволюция во времени вероятности пребывания частицы в левой КТ, поведение во времени проекции спина  $\sigma_L^z$  на направление магнитного поля, также отвечающее области левой КТ, и динамика полной проекции спина  $\sigma_{Full}^z$ , отвечающая вкладу от обеих КТ. Начальным условием для системы уравнений эволюции (10) является волновой пакет, локализованный в правой КТ и имеющий проекцию  $\sigma_{Full}^z(0) = -1$ , что отвечает условиям экспериментов [4,5], где спин-поляризованные в магнитном поле дырки инжектировались в правую КТ в ее основное состояние. После расчета заселенностей уровней  $c_n(t)$  при решении си-

стемы (12) мы вычисляем с помощью волновой функции (11) зависящую от времени вероятность пребывания в левой КТ,

$$P_L(t) = \int_{-\infty}^0 |\psi(x, t)|^2 dx, \quad (14)$$

зависящее от времени среднее значение  $z$ -проекции спина в области левой и правой КТ

$$\sigma_L^z(t) = \int_{-\infty}^0 \langle \psi | \sigma_z | \psi \rangle dx, \quad \sigma_R^z(t) = \int_0^{\infty} \langle \psi | \sigma_z | \psi \rangle dx, \quad (15)$$

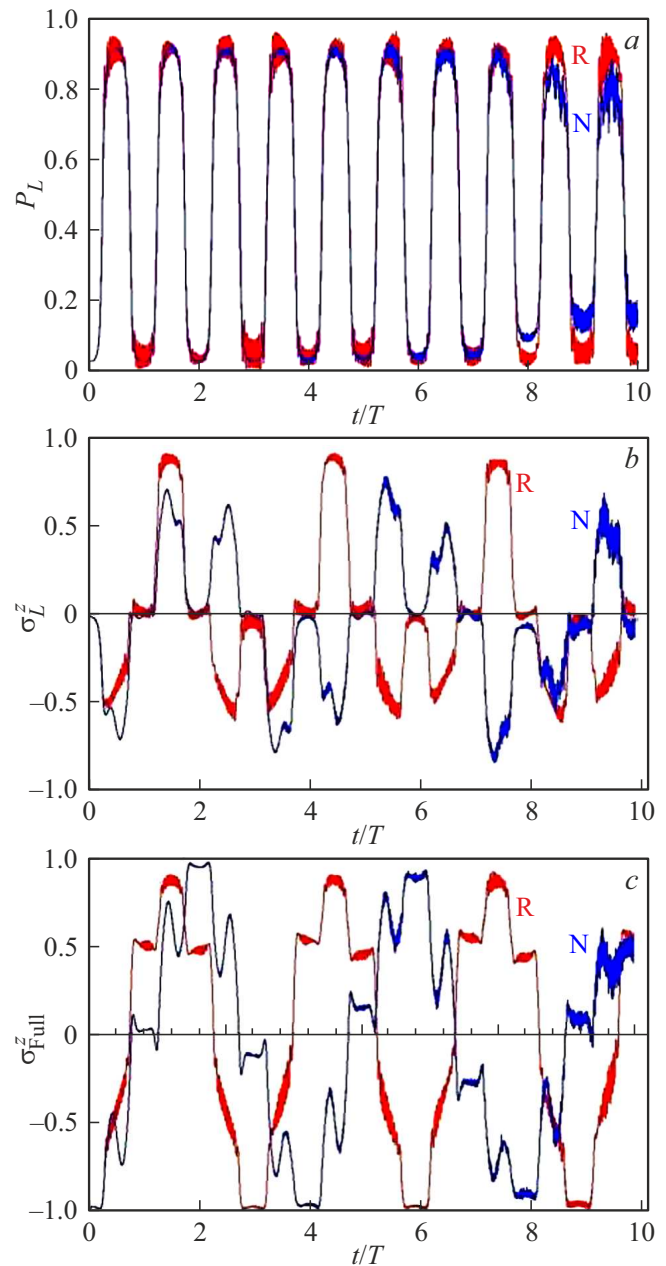
а также полную  $z$ -проекцию спина

$$\sigma_{\text{Full}}^z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \psi | \sigma_z | \psi \rangle dx. \quad (16)$$

При выполнении условий (13) электрическое поле изменяется во времени достаточно медленно для того, чтобы все процессы туннелирования и переворота спина происходили всего лишь на нескольких его периодах. На рис. 2 показаны результаты расчета эволюции средних значений (14)–(16). Для потенциала периодического поля (10) уровни с различной проекцией спина, отвечающие локализации волновой функции в какой-либо одной КТ, за один период поля смещаются друг относительно друга на достаточно большую величину для их перекрытия, как это можно представить из рис. 1, смещая уровни в правой КТ вверх и вниз. Это условие обеспечивает эффективное туннелирование частицы из одной КТ в другую, что следует из взаимодействия уровней в теории ЛЗСМ–интерференции [6–9]. Новым результатом является то, что при наличии сильного СОВ такая интерференция с туннелированием между КТ приводит к ярко выраженной спиновой динамике на тех же интервалах времени, что свидетельствует о возможности использования описанного механизма для управления спином.

#### 4. Обсуждение результатов

Из представленных на рис. 2 результатов можно сделать вывод, что в режиме „медленной“ эволюции при выполнении условий (13) наблюдается туннелирование с переворотом спина уже на 1–2 периодах электрического поля, причем как в режиме ЭДСР (красные кривые R), так и для нерезонансного режима  $\hbar\omega = \Delta_Z/3$  (синие кривые N). Характерное время переворота спина в резонансном случае для резонансной частоты 0.048 ГГц составляет  $\sim 40$  нс, а для нерезонансной частоты 0.016 ГГц  $\sim 120$  нс. Заслуживает обсуждения наблюдаемый переворот спина для обоих значений частоты поля. Если для резонансного случая такой переворот является ожидаемым [1–3, 10], то его схожее протекание в нерезонансном режиме, причем на тех же характерных временах в



**Рис. 2.** Зависимость от времени средних значений на 10 периодах электрического поля с начальным условием  $\sigma_{\text{Full}}^z(0) = -1$  для (a) вероятности (14) туннелирования в левую КТ; (b)  $z$ -проекции спина (15) в левой КТ и (c) полной  $z$ -проекции спина (16). Красные кривые R отвечают ЭДСР режиму (1), синие кривые N отвечают нерезонансному режиму  $\hbar\omega = \Delta_Z/3$ . Наблюдается туннелирование с переворотом спина для обоих режимов. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

единицах периода поля, является нетривиальным результатом. При „медленной“ эволюции, когда выполнены условия (13), основным фактором для эффективного туннелирования с переворотом спина является не выполнение резонансного условия (1), а пересечение уровней, отвечающих разным КТ (см. рис. 1), на одном

периоде поля. При таком совпадении, обеспечиваемом выбором потенциала (10) периодического поля, происходит их эффективное взаимодействие, сопровождающееся как туннелированием, так и переворотом спина. Подобный механизм имеет общие черты с явлениями ЛЗСМ-интерференции, рассматриваемыми обычно для близкого прохождения атомных уровней [6], которые упоминаются и в контексте динамики уровней в полупроводниковых структурах [7–9]. Практическое же значение представленного на рис. 2 результата состоит в следующем: для управления спином через механизм СОВ не всегда необходимо точное выполнение условия ЭДСР (1). При „медленной“ эволюции, удовлетворяющей условиям (13), периодическое поле может иметь частоту, меньшую резонансной, при этом не ограниченную жестким условием вида (1). Как мы уже упоминали, нами были выполнены расчеты и для более широкого набора частот от  $\hbar\omega = \Delta_Z/8$  до  $\hbar\omega = \Delta_Z$ , показавшие идентичность главных выводов о наличии туннелирования с переворотом спина на 1–2 периодах внешнего поля, которые можно сделать из двух описанных выше случаев:  $\hbar\omega = \Delta_Z$  и  $\hbar\omega = \Delta_Z/3$ .

Представляет интерес сравнение полученных численно результатов с аналитической оценкой (2), (3) вероятности перехода Ландау–Зенера при однократном пересечении уровней с переворотом спина, т. е. на одном периоде поля. В нашей модели параметр  $\Delta = \alpha = 0.5$  мкэВ, а скорость изменения расстояния между уровнями можно оценить как  $v = \omega U_d$ . Подставляя в (2) наши частоты возмущения  $f_1 = 0.048$  ГГц и  $f_2 = 0.016$  ГГц, а также амплитуду поля 10 мкэВ, мы получаем, что параметр адиабатичности  $\delta_1 \sim 0.032$  для  $f = f_1$  и  $\delta_2 \sim 0.096$  для  $f = f_2$ , т. е. рассматриваемые возмущения являются все еще достаточно быстрыми. Согласно (2), вероятность перехода на одном периоде поля по Ландау–Зенеру при этом составляет  $P_1 = 0.82$  и  $P_2 = 0.55$  для резонансного и нерезонансного возмущения соответственно. Сравнивая эти оценки с графиками на рис. 2, а, мы убеждаемся, что они достаточно хорошо согласуются с численным расчетом в смысле значительной вероятности перехода даже при однократном пересечении уровней, т. е. на одном периоде поля.

Для оценки применимости полученных результатов на различных интервалах времени следует оценить роль основных механизмов спиновой релаксации по крайней мере при низких температурах. Следует отметить влияние механизмов релаксации на основе взаимодействия с полем фононов и механизм сверхтонкого взаимодействия с ядерными спинами.

Полученные выше времена переворота спина, несмотря на „медленный“ режим эволюции, все еще значительно меньше типичных времен спиновой релаксации  $\tau_s$  по механизму смешивания состояний с участием поля фононов [13,14]. Так, полученные в работе [14] оценки говорят о характерных временах спиновой релаксации  $\tau_s$  в КТ на основе GaAs, имеющих порядок  $\tau_s \sim 1$  мс при магнитном поле в 1 Тл, при этом с уменьшением

магнитного поля  $B$  время релаксации быстро растет (как  $(1/B)^5$ ). Эти времена на несколько порядков превышают характерные времена переворота спина в нашей модели.

Другой механизм спиновой релаксации, важный для дырочных состояний в КТ на основе GaAs, связан со сверхтонким взаимодействием с ядерными спинами [15,16]. Времена спиновой релаксации из-за этого механизма могут быть достаточно короткими и составлять для структур на базе GaAs  $\sim 10$ – $20$  нс [15], однако наличие магнитного поля в геометрии Фарадея, когда  $B_z \parallel S_z(t=0)$ , приводит к росту доли спинов  $S_z(t \rightarrow \infty)/S_z(0)$ , не испытывающих релаксации, т. е. магнитное поле выполняет стабилизирующую функцию. Для рассмотренных нами примеров эволюции с  $B_z = 0.0026$  Тл отношение ларморовской частоты  $\Omega_B$  и скорости спиновой релаксации  $\delta$  дает оценку  $\Omega_B/\delta \sim 0.5$ – $1$ . Эта оценка приводит к значению доли  $S_z(t \rightarrow \infty)/S_z(0)$ , составляющей  $\sim 0.40$ – $0.55$  [15], т. е. доля когерентно эволюционирующих спинов существенно меньше, но не много меньше единицы. Отметим, что при дополнительном учете механизмов спиновой блокады и обменного взаимодействия спиновая релаксация в двойной КТ на больших временах может иметь не экспоненциальный, а степенной характер [16], что обеспечивает достаточную степень спиновой поляризации на временах  $\sim 10$ – $100$  нс. Упомянутые нами оценки говорят о возможности наблюдения спиновой динамики на обсуждаемых интервалах времени в несколько периодов электрического поля, когда эффекты спиновой релаксации можно в первом приближении не учитывать.

Можно надеяться, что обсуждаемый механизм переворота спина в рамках условий (13) при „медленной“ эволюции может быть реализован для более широкого круга полупроводниковых структур с сильным СОВ и источников переменного электрического поля по сравнению с классическим ЭДСР, что будет иметь положительное влияние на развитие и внедрение структур спинтроники.

## 5. Заключение

Исследована эволюция дырочных состояний в двойной квантовой точке на основе GaAs при наличии сильного спин-орбитального взаимодействия и периодического электрического поля. Рассмотрены режимы туннелирования с переворотом спина в условиях „медленной“ эволюции, когда частота поля меньше остальных энергетических параметров стационарной части гамильтониана. Обнаружено, что туннелирование с переворотом спина может протекать как в резонансном, так в нерезонансном режиме, когда частота поля меньше зеемановского расщепления. Наблюдаемая динамика туннелирования и спина демонстрирует эффекты, напоминающие эффекты интерференции Ландау–Зенера–Штюкельберга–Майораны, ко-

торы проявляются не только для пространственной, но и для спиновой динамики. Предсказываемые режимы переворота спина, реализуемые в широкой области частот, могут способствовать более широкому внедрению механизмов управления спином с помощью переменного электрического поля в полупроводниковых структурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

### Благодарности

Авторы выражают признательность Е.Я. Шерману и С.А. Студеникину, а также всем участникам XXVI Международного симпозиума „Нанофизика и нанoeлектроника“, обсуждавшим методы, использовавшиеся в настоящей работе, за полезные замечания и предложения.

### Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № 0729-2020-0058.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] E.I. Rashba, A.L. Efros. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 126405 (2003).
- [2] K.C. Nowack, F.H.L. Koppens, Yu.V. Nazarov, L.M.K. Vandersypen. *Science*, **318**, 1430 (2007).
- [3] S. Nadj-Perge, S.M. Frolov, E.P.A.M. Bakkers, L.P. Kouwenhoven. *Nature*, **468**, 1094 (2010).
- [4] A. Bogan, S. Studenikin, M. Korkusinski, L. Gaudreau, P. Zawadzki, A.S. Sachrajda, L. Tracy, J. Reno, T. Hargett. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 207701 (2018).
- [5] S. Studenikin, M. Korkusinski, A. Bogan, L. Gaudreau, D.G. Austing, A.S. Sachrajda, L. Tracy, J. Reno, T. Hargett. *Semicond. Sci. Technol.*, **36**, 053001 (2021).
- [6] Ф. Ди Джакомо, Е.Е. Никитин. *УФН*, **175** (5), 545 (2005).
- [7] S.N. Schevchenko, S. Ashhab, F. Nori. *Phys. Rep.*, **492**, 1 (2010).
- [8] M.S. Rudner, A.V. Shytov, L.S. Levitov, D.M. Berns, W.D. Oliver, S.O. Valenzuela, T.P. Orlando. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 190502 (2008).
- [9] G. Granger, G.C. Aers, S.A. Studenikin, A. Kam, P. Zawadzki, Z.R. Wasilewski, A.S. Sachrajda. *Phys. Rev. B*, **91**, 115309 (2015).
- [10] D.V. Khomitsky, L.V. Gulyaev, E.Ya. Sherman. *Phys. Rev. B*, **85**, 125312 (2012).
- [11] R. Winkler. *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems* (Springer Verlag, Berlin–Heidelberg, 2003) p. 75.
- [12] С. Кунин. *Вычислительная физика* (М., Мир, 1992) с. 214.
- [13] M.I. Dyakonov (ed.). *Spin Physics in Semiconductors* (Springer Verlag, Berlin–Heidelberg, 2008) p. 18.
- [14] A.V. Khaetskii, Yu.V. Nazarov. *Phys. Rev. B*, **64**, 125316 (2001).
- [15] M.M. Glazov. *Electron and Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures* (N.Y., Oxford University Press, 2018) p. 150.
- [16] V.N. Mantsevich, D.S. Smirnov. *Phys. Rev. B*, **100**, 075409 (2019).

Редактор А.Н. Смирнов

### Spin-dependent tunneling in a double quantum dot in the „slow“ evolution regime

D.V. Khomitsky, N.A. Zaprudnov

Department of Physics, National Research State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The tunneling and spin dynamics is studied for the hole states in a GaAs-based double quantum dot in the presence of strong spin-orbit coupling and periodic electric field. The regimes of tunneling with the spin flip are considered for the „slow“ evolution when the field frequency is lower than the other energy parameters of the stationary part of the Hamiltonian. It is found that the under such conditions the spin flip tunneling may take place at both resonant and non-resonant regimes with respect to the Zeeman level splitting. In the latter case the driving frequency may be lower compared to the resonance one, and the system dynamics resembles the Landau–Zener–Stückelberg–Majorana interference effects arising during the dynamic level passage in isolated quantum dots.