

УДК 621.315.592

Управление спиновой динамикой в двойной квантовой точке в условиях электрического дипольного резонанса через перестраиваемое спин-орбитальное взаимодействие

© 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 15 апреля 2024 г.
В окончательной редакции 20 июня 2024 г.
Принята к публикации 20 июня 2024 г.

Рассматривается влияние соотношения вкладов Рашбы и Дрессельхауза в спин-орбитальном взаимодействии на траекторию спина на сфере Блоха, индуцируемую периодическим электрическим полем в двойной квантовой точке в полупроводнике GaAs, при условии электрического дипольного спинового резонанса. Показано, что изменение амплитуды параметра Рашбы, которое может быть осуществлено полем затвора, приводит к изменению плоскости вращения спина в широких пределах. Предсказанный эффект может использоваться как дополнительный управляющий параметр спиновой динамики, в том числе в приложениях при создании спиновых кубитов.

Ключевые слова: спин, сфера Блоха, двойная квантовая точка, спин-орбитальное взаимодействие, электрический дипольный спиновый резонанс.

DOI: 10.61011/FTP.2024.04.58540.6255H

1. Введение

Структуры с квантовыми точками на основе полупроводников $A^{III}B^V$ привлекают к себе внимание различными возможностями совместного управления зарядовыми и спиновыми степенями свободы. Благодаря наличию в них сильного спин-орбитального взаимодействия (СОВ) управление спином возможно с помощью переменного электрического поля в условиях электрического дипольного спинового резонанса (ЭДСР) [1,2], когда частота поля ω совпадает с зеемановским расщеплением Δ_Z (в системе единиц с $\hbar = 1$). Особый интерес приобретают структуры с двойной квантовой точкой (КТ), где наблюдаются эффекты интерференции Ландау–Зенера–Штюкельберга–Майораны (ЛЗСМ) [3,4] при туннелировании, состоящие в резонансном усилении или ослаблении туннелирования при выполнении определенных условий на частоту и амплитуду поля, а также на смещение минимума потенциала (detuning) одной КТ относительно другой и на зеемановское расщепление уровней [5,6].

В наших предыдущих работах было показано, что эффекты ЛЗСМ интерференции нетривиальным образом проявляются и в динамике спина при туннелировании в условиях ЭДСР. В частности, появляются точки в пространстве параметров системы, в которых условия ЭДСР в одиночной КТ удовлетворяются совместно с условиями резонансного туннелирования в соседнюю КТ как с сохранением, так и с переворотом спина [7]. Было обнаружено, что при наличии даже слабого

туннелирования во вторую КТ в условиях резонанса спиновая динамика в первой КТ ускоряется, а управление вращением спина на сфере Блоха возможно не только на основной гармонике при $\omega = \Delta_Z$, но и на субгармониках спинового резонанса при $k\omega = \Delta_Z$, где $k = 2, 3, \dots$ [8]. Эволюция на субгармониках протекает на меньших частотах $\omega_k = \Delta_Z/k$, что может способствовать ее реализации в сильных магнитных полях, когда базовая гармоника $k = 1$ плохо достижима по частоте в силу аппаратных ограничений. Субгармоники ЭДСР наблюдались в экспериментах, в том числе с двойными квантовыми точками в нанопроволоке на основе InAs на зависимости пропускаемого через структуру тока в плоскости параметров (f, B_z) , где f есть частота электрического поля, а B_z — амплитуда постоянного магнитного поля [9]. Генерация второй субгармоники ЭДСР наблюдалась в экспериментах с КТ на основе Si/SiGe [10]. Теоретические предсказания о появлении субгармоник ЭДСР были сделаны и в ряде других работ [11,12].

Так как значение амплитуды вклада Рашбы в СОВ можно изменять с помощью электрического поля затворов в достаточно широких пределах, до 100% от первоначального значения [13], соотношение вкладов Рашбы и Дрессельхауза в СОВ может являться еще одним управляющим параметром спиновой динамики. В нашей работе [8] мы рассматривали в основном вклад Дрессельхауза в СОВ. В данной работе мы рассматриваем различное сочетание вкладов Рашбы и Дрессельхауза. Нашей целью является выбор таких режимов, для кото-

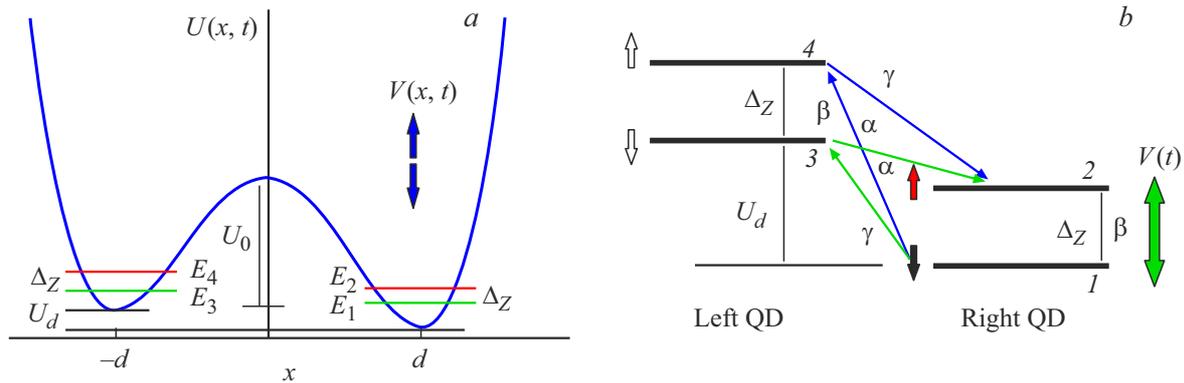


Рис. 1. *a* — схема нижних четырех уровней E_1 – E_4 в двойной квантовой точке с потенциалом $H_{2\text{QD}}$ (синяя кривая) для гамильтониана (1). *b* — переходы между уровнями 1, 2 в правой КТ и 3, 4 в левой КТ с матричными элементами α , β , γ для матричной записи гамильтониана (3). (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

рых при спиновом резонансе и его субгармониках реализуется по возможности самый широкий класс операций со спиновыми вращениями. Рассматриваются повороты спина в различных плоскостях, переход между которыми может осуществляться за счет изменения соотношения вкладов Рашбы и Дрессельхауза. Возможности такого управляющего параметра открывают еще один путь в управлении спиновой эволюцией в полупроводниковых квантовых точках, что может быть полезно для задач хранения и обработки информации на устройствах спинтроники.

В нашей работе мы рассматриваем когерентную, бездиссипативную динамику на сравнительно малых временах порядка 100–200 периодов электрического поля на частотах ~ 2 ГГц, т.е. на временах около 50–100 нс. Эти времена сравнимы со временем релаксации спина для механизма сверхтонкого взаимодействия с ядерными спинами [14,15]. Время спиновой релаксации может быть достаточно коротким и составлять для структур на базе GaAs ~ 10 –20 нс [14], 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 релаксацию, т.е. магнитное поле выполняет стабилизирующую функцию и тормозит спиновую релаксацию. Для типичного магнитного поля $B_z \sim 0.1$ Тл в нашей работе отношение ларморовской частоты ω_B и скорости спиновой релаксации δ дает оценку $\Omega_B/\delta \sim 20$, что приводит к значительной (до 0.9 и выше) доле спинов на больших временах, эволюционирующих без заметной релаксации [14]. Кроме того, при учете механизмов спиновой блокады и обменного взаимодействия спиновая релаксация в двойной КТ на больших временах может иметь не экспоненциальный, а степенной, т.е. более медленный характер [15]. Эффекты диссипации в системах с ЛЗСМ интерференцией также рассматривались в ряде работ [4,16,17], где их влияние на коротких временах сводилось в основном к размыванию тонкой структуры картин интерференции, но не приводило к пропаданию резонансов. Приведенные оценки говорят о возможности

наблюдения когерентных спиновых вращений на обсуждаемых интервалах времени, когда эффекты спиновой релаксации и диссипации можно в первом приближении не учитывать.

2. Модель

Мы рассматриваем структуру с двойной квантовой точкой, созданной полями затворов в двумерном электронном или дырочном газе на основе GaAs, как это было выполнено в экспериментах [5,6]. Для такой системы процесс туннелирования между соседними точками протекает эффективно одномерным образом, а потенциальная энергия имеет профиль, показанный на рис. 1. Типичный гамильтониан системы имеет вид [7,8]

$$H = H_{2\text{QD}} + H_Z + H_{SO} + V(x, t). \quad (1)$$

В (1) $H_{2\text{QD}}$ это гамильтониан эффективно одномерной двойной квантовой точки с расстоянием между минимумами потенциала $2d$, H_Z есть зеемановское слагаемое, генерирующее расщепление уровней Δ_Z , H_{SO} есть вклад от СОВ, который учитывается нами в линейном по квазиимпульсу k_x приближении:

$$H_{SO} = (\alpha_R^{(0)} \sigma_y + \beta_D^{(0)} \sigma_x) k_x, \quad (2)$$

где $\alpha_R^{(0)}$ и $\beta_D^{(0)}$ есть амплитуды вкладов Рашбы и Дрессельхауза в СОВ, а $\sigma_{x,y}$ есть матрицы Паули. Слагаемое $V(x, t)$ в (1) описывает потенциал квазистационарного электрического поля, который может включать как статический потенциал смещения U_d дна одной из квантовых точек (detuning), так и периодический потенциал электрического поля $V_d = f(x) \sin(\omega t)$ с амплитудой V_d и частотой ω . Функция $f(x)$ описывает добавку к симметричному потенциалу двойной ямы, отвечающую электрическому полю, который смещает уровни в правой КТ [7,8]. Схема нижних четырех уровней E_1 – E_4 вместе с потенциалом двойной квантовой точки для

гамильтониана (1) показана на рис. 1, где Δ_Z есть зеемановское расщепление уровней с проекцией спина вниз (зеленые линии) и вверх (красные линии) относительно направления магнитного поля, U_d показывает смещение (detuning) дна потенциала правой КТ относительно левой, а $V(x, t)$ отвечает нестационарной добавке в потенциал от периодического электрического поля. Наличие СОВ в гамильтониане (1) обуславливает связь уровней с различной проекцией спина в электрическом поле и обеспечивает протекание ЭДСР при условии $k\omega = \Delta_Z$.

В присутствии магнитного поля и СОВ процессы туннелирования неразрывно сопряжены с эволюцией спина, что дает возможности управления спиновой динамикой при взаимодействии с координатной степенью свободы. Система при этом выходит за рамки двухуровневого приближения, так как в динамике участвует минимум по паре спин-расщепленных уровней в каждой из двух квантовых точек. Гамильтониан системы (1) в рамках четырехуровневого приближения может быть записан в матричной форме в базисе функций $\psi_i = |\varphi_{L,R} \uparrow \downarrow\rangle$, $i = 1-4$, локализованных в правой и левой КТ и имеющих проекцию спина вниз или вверх на направление магнитного поля. Нумерация базисных функций от ψ_1 до ψ_4 для рассматриваемых нами примеров отвечает конфигурации уровней на рис. 1, а, согласно которой состояния ψ_1, ψ_2 образуют зеемановский дублет в правой КТ, к которой приложено периодическое электрическое поле с потенциалом $V(t) = U_d + V_d \sin(\omega t)$, а состояния ψ_3, ψ_4 образуют такой же дублет в левой КТ. Матрица гамильтониана в этом случае имеет вид [8]

$$H = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta_Z}{2} + V(t) & i\beta_D + \beta_R & \gamma & i\alpha_D + \alpha_R \\ & \frac{\Delta_Z}{2} + V(t) & \alpha_D + \alpha_R & \gamma \\ & & -\frac{\Delta_Z}{2} & i\beta_D + \beta_R \\ h.c. & & & \frac{\Delta_Z}{2} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

В (3) параметр γ представляет собой матричный элемент туннельной связи между соседними минимумами потенциала на рис. 1, а при туннелировании с сохранением спина, $h.c.$ обозначает эрмитово сопряжение. Для рассматриваемой структуры [5,6] $\gamma = 2-3$ мкэВ. Параметры $\alpha_{D,R}$ представляют собой матричные элементы для туннелирования с переворотом спина, обусловленным вкладом Дрессельхауза и Рашбы в СОВ соответственно. Параметры $\beta_{D,R}$ описывают переходы внутри зеемановского дублета в левой или правой КТ с переворотом спина, также обусловленные вкладом Дрессельхауза или Рашбы в СОВ, т.е. механизм ЭДСР без туннелирования. Схема переходов между уровнями 1 и 2 в правой КТ и уровнями 3 и 4 в левой КТ вместе с соответствующими матричными элементами α, β, γ показана на рис.1, b, где в правой КТ черная стрелка обозначает начальное состояние со спином вниз

на уровне E_1 , а красная стрелка показывает конечное состояние в результате процесса ЭДСР, имеющее проекцию спина вверх на уровне E_2 . Периодическое электрическое поле с потенциалом $V(t)$, приложенное преимущественно к правой КТ, показано на рис. 1, b двойной зеленой стрелкой.

Различные случаи отношения $s = |\alpha_R|/|\alpha_D|$ вкладов Рашбы и Дрессельхауза в СОВ будут главным изменяемым параметром при исследовании эволюции спина в данной работе, который может быть реализован в экспериментах через перестраиваемую амплитуду вклада Рашбы с помощью поля затворов [13]. Отношение $|\beta_R|/|\beta_D|$ в (3) изменяется пропорционально этому же параметру $s = |\alpha_R|/|\alpha_D|$.

Волновая функция в представлении (3) может быть записана в виде четырехкомпонентного вектора-столбца $\mathbf{C}(t) = (C_1(t), C_2(t), C_3(t), C_4(t))$, для которого может быть записано и решено нестационарное уравнение Шредингера $i\hbar \cdot \partial \mathbf{C} / \partial t = \mathbf{H} \mathbf{C}$ с матрицей (3), имеющее вид системы обыкновенных дифференциальных уравнений для функций $C_n(t)$. Эта система дополняется начальным условием $\mathbf{C}(0) = (1, 0, 0, 0)$, отвечающим положению электрона или дырки на нижнем уровне E_1 в правой КТ на рис. 1. После нахождения функций $C_n(t)$ динамика интересующих нас проекций спина $S_{x,y,z}^R(t)$ в правой КТ может быть описана с помощью $C_n(t)$ следующим образом:

$$\begin{cases} S_x^R(t) = \bar{C}_2(t)C_1(t) + \bar{C}_1(t)C_2(t) \\ S_y^R(t) = i(-\bar{C}_2(t)C_1(t) + \bar{C}_1(t)C_2(t)) \\ S_z^R(t) = |C_2(t)|^2 - |C_1(t)|^2 \end{cases}. \quad (4)$$

Траектория конца вектора $\mathbf{S}(t) = (S_x^R(t), S_y^R(t), S_z^R(t))$ с компонентами из (4) может быть показана на сфере Блоха единичного радиуса, которая позволяет наглядно визуализировать динамику спина [7,8], в данном случае в правой КТ, где проходит интересующая нас эволюция.

3. Результаты моделирования эволюции

Решение нестационарного уравнения Шредингера в матричном представлении (3) выполнялось нами численно, с использованием тех же методик, что и в наших предыдущих работах [7,8]. На рис. 2 показаны результаты для стробоскопической динамики (изображаемой через целое число периодов электрического поля $T = 2\pi/\omega$) для вектора спина $\mathbf{S}(t) = (S_x^R(t), S_y^R(t), S_z^R(t))$ с компонентами из (4), показанного на сфере Блоха в правой КТ. На траекториях 1-5 показана динамика для различных соотношений $s = |\alpha_R|/|\alpha_D| = |\beta_R|/|\beta_D|$ между параметрами Рашбы и Дрессельхауза в гамильтониане (3). На траектории 1 есть только вклад Рашбы, что отвечает предельному случаю $s = \infty$, на траектории 2 есть только вклад Дрессельхауза, т.е. $s = 0$, на траектории 3 амплитуда

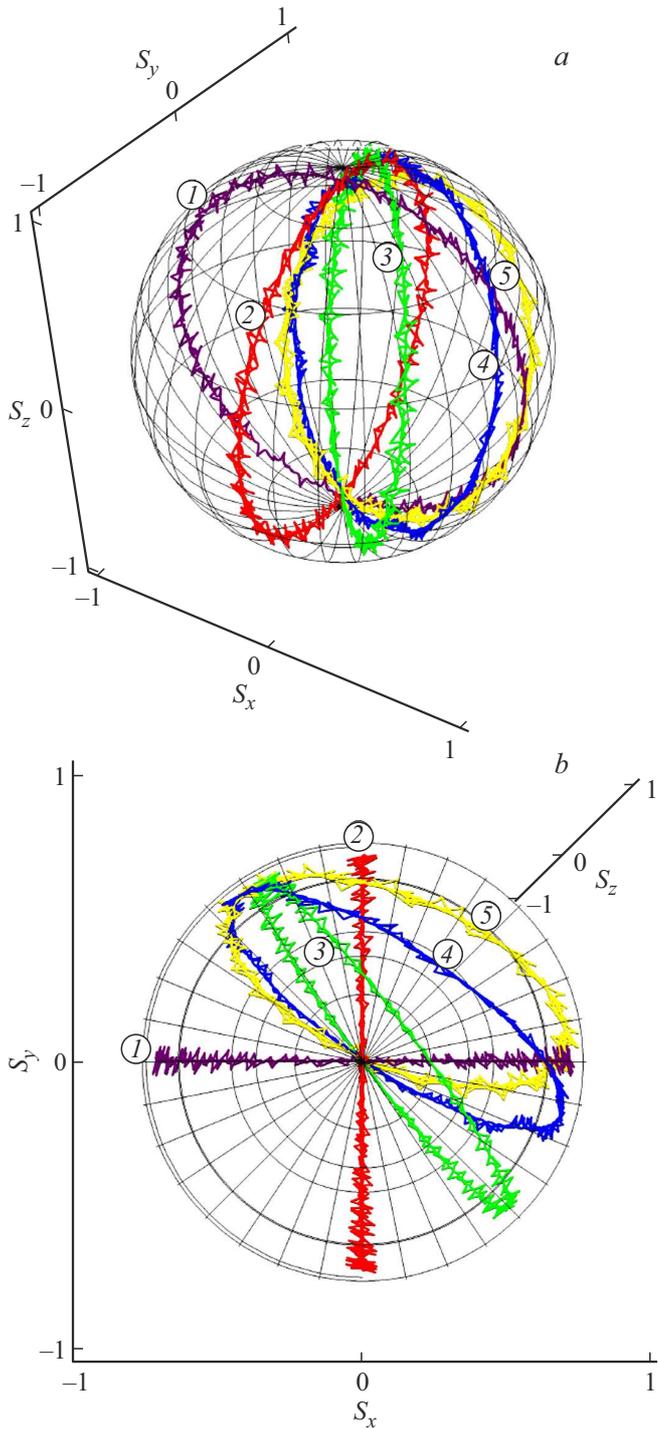


Рис. 2. Динамика спина на боковой (а) и вертикальной (b) проекциях сферы Блоха в правой квантовой точке, для основной гармоники ЭДСР $\omega = \Delta_Z$. Траектории 1–5 построены при различных соотношениях $s = |\alpha_R|/|\alpha_D| = |\beta_R|/|\beta_D|$ между параметрами Рашбы и Дрессельхауза в (3): 1 — $s = \infty$, присутствует только вклад Рашбы; 2 — $s = 0$, есть только вклад Дрессельхауза; 3 — $s = 1$; 4 — $s = 2$; 5 — $s = 3$. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

вкладов одинакова, $s = 1$, на траектории 4 амплитуда вклада Рашбы вдвое больше, $s = 2$, на траектории 5 амплитуда вклада Рашбы втрое больше, $s = 3$. Частота периодического поля на рис. 2 отвечает основной гармонике спинового резонанса, т.е. $\omega = \Delta_Z$. Другие параметры в матрице гамильтониана (3) для эволюции на рис. 2 следующие: $\Delta_Z = 10.34$ мкэВ, что отвечает магнитному полю $B_z = 0.108$ Тл для g -фактора $g = 1.35$ и линейной частоте электрического поля $f = 2.5$ ГГц [5,6]. Туннельное расщепление уровней для барьера высоты

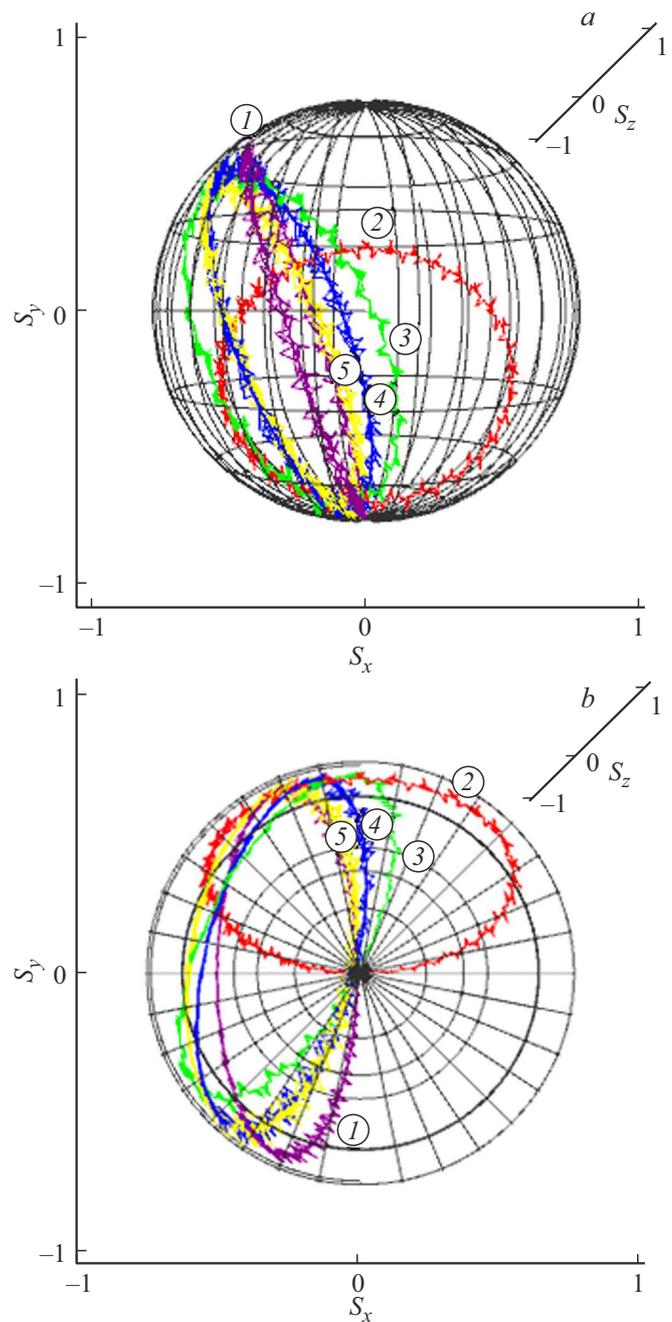


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для второй субгармоники $k\omega = \Delta_Z$ с $k = 2$ (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

$U_0 = 4$ мэВ между левой и правой КТ на рис. 1, a составляет $\gamma = 2.2$ мкэВ, спин-орбитальный матричный элемент СОВ Дрессельхауза для туннелирования с переворотом спина $\alpha_D = 0.45$ мкэВ, а для переходов в одной КТ с переворотом спина $\beta_D = 0.1$ мкэВ. Величина сдвига (detuning) $U_d = -25$ мкэВ, амплитуда периодического поля $V_d = 75$ мкэВ. На рис. 3 показаны аналогичные рис. 2 результаты для второй субгармоники $k\omega = \Delta_Z$, где $k = 2$, т.е. для вдвое меньшей частоты электрического поля. Набор из пяти траекторий отвечает тем же значениям s для амплитуд вкладов Рашбы и Дрессельхауза, что для основной гармоники на рис. 2.

4. Обсуждение результатов

Результаты, представленные на рис. 2 и 3, свидетельствуют о том, что изменение отношения амплитуд вкладов Рашбы и Дрессельхауза, которое можно реализовать полем затвора, изменяя величину параметра Рашбы, приводит к повороту плоскости вращения спина в интервале от 0 до $\pi/2$. Это видно из сравнения двух предельных по параметру x кривых 1 и 2 на боковой (панели a на рис. 2 и 3) и вертикальной (панели b на рис. 2 и 3) проекциях сферы Блоха, при этом указанный интервал угла поворота достигается как на основной гармонике резонанса (рис. 2), так и на субгармонике $k = 2$ (рис. 3). Такой поворот плоскости вращения спина вместе с переворотом спина от южного к северному полюсу в процессе резонанса являются операциями, требуемыми для реализации концепции спинового кубита. Можно сделать вывод, что перестраиваемое СОВ Рашбы приводит к возможности осуществления поворота для плоскости вращения спина при ЭДСР, что позволит реализовать различные операции со спином как на основной гармонике, так и на субгармониках ЭДСР.

5. Заключение

Перестраиваемое спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниковых квантовых точках способно через изменение вклада Рашбы влиять в широких пределах на положение плоскости спиновых вращений при электрическом дипольном спиновом резонансе. Повороты плоскости вращения спина могут быть полезны для реализации концепции спинового кубита в полупроводниковых квантовых точках с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания FSWR-2023-0035.

Благодарности

Авторы выражают признательность С.А. Студеникину, а также всем участникам XXVIII Международного симпозиума „Нанофизика и нанoeлектроника“ за многочисленные обсуждения и полезные замечания.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E.I. Rashba, A.I. Efros. Phys. Rev. Lett., **91**, 126405 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.126405
- [2] K.C. Nowack, F.H.L. Koppens, Yu.V. Nazarov, L.M.K. Vandersypen. Science, **318**, 1430 (2007). DOI: 10.1126/science.1148092
- [3] Ф.Д. Джакомо, Е.Е. Никитин. УФН, **175** (5), 545 (2005). DOI: 10.3367/UFNr.0175.200505f.0545
- [4] O.V. Ivakhnenko, S.N. Shevchenko, F. Nori. Phys. Reports, **995**, 1 (2023). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2022.10.002>
- [5] 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). DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.207701
- [6] 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). DOI: 10.1088/1361-6641/abe42d
- [7] D.V. Khomitsky, S.A. Studenikin. Phys. Rev. B, **106**, 195414 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevB.106.195414
- [8] D.V. Khomitsky, M.V. Bastrakova, V.O. Munyaev, N.A. Zapudnov, S.A. Studenikin. Phys. Rev. B, **108**, 205404 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevB.108.205404
- [9] J. Stehlik, M.D. Schroer, M.Z. Maialle, M.H. Degani, J.R. Petta. Phys. Rev. Lett., **112**, 227601 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.227601
- [10] P. Scarlino, E. Kawakami, D.R. Ward, D.E. Savage, M.G. Lagally, M. Friesen, S.N. Coppersmith, M.A. Eriksson, L.M.K. Vandersypen. Phys. Rev. Lett., **115**, 106802 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.106802
- [11] J. Romhányi, G. Burkard, A. Pályi. Phys. Rev. B, **92**, 054422 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevB.92.054422
- [12] Y. Zhou, G. Gao, H.-O. Li, G.-P. Guo. Chinese Phys. B, **32**, 060303 (2023). DOI: 10.1088/1674-1056/acc521
- [13] D. Grundler. Phys. Rev. Lett., **84**, 6074 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.6074
- [14] M.M. Glazov. *Electron and Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures* (N.Y., Oxford University Press, 2018) p. 150. DOI: 10.1093/oso/9780198807308.003.0001
- [15] V.N. Mantsevich, D.S. Smirnov. Phys. Rev. B, **100**, 075409 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.075409
- [16] M. Bonifacio, D. Domínguez, M.J. Sánchez. Phys. Rev. B, **101**, 245415 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevB.101.245415
- [17] L. Zhang, L. Wang, M.F. Gelin, Y. Zhao. J. Chem. Phys., **158**, 204115 (2023). DOI: 10.1063/5.0150284

Редактор А.Н. Смирнов

Spin dynamics control in a double quantum dot under the conditions of the electric dipole spin resonance via the tunable spin-orbit coupling

D.V. Khomitsky, N.A. Zaprudnov

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

Abstract The effects of the Rashba and Dresselhaus contributions ratio into the spin-orbit coupling is considered on the spin trajectory on the Bloch sphere induced by the periodic electric field in a GaAs semiconductor double quantum dot under the conditions of the electrical dipole spin resonance. It is shown that the variations of the Rashba parameter which can be achieved by the gate voltage lead to the changes for the spin rotation plane in wide limits. The predicted effect can be used as an additional control parameter for the spin dynamics including the applications for the design of spin qubits.