

Моделирование протонной проводимости в связи с созданием твердых электролитов показало, что более вероятным является «эстафетный» механизм миграции протона.

Показана возможность создания металлофазных композиционных структур — нанопроводов — путем заполнения (интерколирования) углеродных и BN-нанотрубок щелочными и щелочно-земельными металлами.

#### Библиографический список

1. Литинский А. О., Лебедев Н. Г., Запорожкова И. В. // ЖФХ. 1995. Т. 69. № 1. С. 189.
2. Saito R., Dresselhaus M. S., Dresselhaus G. Physical properties of carbon nanotubes. — N.Y.: Imperial College Press, 1999. — 251 p.
3. Ивановский А. Л. Квантовая химия в материаловедении. Нанотубулярные формы вещества. — Екатеринбург: УрОРАН, 1999. — 176 с.
4. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века. — М.: Техносфера, 2003. — 336 с.
5. Blase X., Rubio A., Louie S. G., Cohen M. L. // Europhys. Lett. 1994. V. 28. P. 335—340.
6. Ajayan P. M., Iijima S., Ichihashi T. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 6859—6862.
7. Ge M., Sattler K. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. P. 2284—2286.

8. Iijima S., Ichihashi T. // Nature. 1993. V. 363. P. 603—605.
9. Запорожкова И. В., Литинский А. О., Чернозатонский Л. А. // Вестн. ВолГУ. Сер. Физика. Математика. 1997. Вып. 2. С. 100—103.
10. Запорожкова И. В. Углеродные и неуглеродные наноматериалы и композитные структуры на их основе: строение и электронные свойства. Полуэмпирические исследования. Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. — Волгоград: ВолГУ, 2005. — 377 с.
11. Запорожкова И. В., Лебедев Н. Г., Литинский А. О., Чернозатонский Л. А. // Вестн. ВолГУ. Сер. Математика. Физика. 1998. Вып. 3. С. 147—150.
12. Литинский А. О., Калинин Д. П., Запорожкова И. В. // Там же. Сер. 1. 2002. Вып. 7. С. 98—102.
13. Павлов П. В., Хохлов А. Ф. Физика твердого тела. — М.: Высш. шк., 2000. — 494 с.
14. Елецкий А. В. // УФН. 2004. Т. 174. № 11. С. 1191—1231.
15. Dillon A. C. et al. // Nature. 1997. V. 386. P. 377.
16. Lebedev N. G., Zaporotskova I. V., Chernozatonskii L. A. // Intern. J. Quant. Chem. 2003. V. 96. N 2. P. 149—154.
17. Лебедев Н. Г., Запорожкова И. В., Чернозатонский Л. А. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 3. С. 464.
18. Kobayashi N., Enoki T. // J. chem. phys. 1998. V. 109. N 5.
19. Hassanién A., Tokumoto M., Umek P. et al. // Nanotechnology. 2005. V. 16. P. 278—281.
20. Cinke M. et al. // Chem. Phys. Lett. 2003. V. 376. P. 761.
21. Кожитов Л. В., Крапухин В. В., Козлов В. В. и др. // Сб. тр. научно-практ. конф. «Нанотехнологии — производству», — Фрязино (Моск. обл.), 2004. — С. 215—218.
22. Lee R. S., Kim H. J., Fisher J., Thess A. // Nature. 1997. V. 388. P. 255.

УДК 537.311.322:621.315.592

## СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ge/Si С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

© 2006 г. А. В. Двуреченский, А. Ф. Зиновьева, А. В. Ненашев, А. И. Якимов, Н. П. Степина, В. В. Кириенко  
Институт физики полупроводников СО РАН

### Введение

Спиновая электроника, или спинтроника, — новое перспективное направление физики твердого тела, связанное с потенциальным применением спиновой степени свободы для создания устройств передачи и хранения информации, для квантовых вычислений. Это направление активно развивается в последние годы в различных научных центрах. Основой направления стало открытие эффекта гигантского магнетосопротивления в многослойных магнитных материалах и его многочисленных проявлений, а также явление спиновой инжекции, обнаруженное в структурах, содержащих слои ферромагнитного ме-

талла, разделенные прослойкой немагнитного полупроводника [1, 2]. Сочетание этих эффектов в структурах типа «ферромагнитный металл—немагнитный полупроводник» (например, переходные Fe-, Co-, Mn- или редкоземельные Gd- магнитные металлы и широко используемые полупроводники Si, Ge, GaAs) способно обеспечить создание интегрированного устройства, использующего транспорт спин-поляризованных электронов в современной полупроводниковой электронике, что открыло бы новые широкие возможности для практического применения. Эффект спиновой инжекции лежит в основе создания нового поколения быстродействующих маломощных электронных ус-

В последнее время активно развивается направление исследований, получившее название «спинтроника». Потенциальное применение спиновой степени свободы неизбежно предполагает создание спин-поляризованных носителей, управление их свойствами (перенос, изменение и считывание состояния), а также сохранение определенного спинового состояния в течение некоторого промежутка времени. Приведены полученные к настоящему времени результаты исследований пространственной конфигурации волновых функций,  $g$ -фактора и спиновых явлений в системе Ge/Si с квантовыми точками, включающих процессы спиновой релаксации в изолированной квантовой точке и релаксации при переносе спина по ансамблю квантовых точек. Рассмотрены данные по измерению магнетосопротивления Ge/Si-MOP-транзистора, содержащего слой квантовых точек в активном канале, которые демонстрируют явление спиновой блокады при переносе заряда в двумерных массивах Ge/Si-квантовых точек.

тройств, в частности инжекционных лазеров, квантовых одноэлектронных логических структур, спинового транзистора, который в режиме переключения можно использовать в качестве элемента оперативной памяти [3].

Любое потенциальное применение спиновой степени свободы неизбежно предполагает создание спин-поляризованных носителей, управление их свойствами (перенос, изменение и считывание состояния), а также сохранение определенного спинового состояния в течение некоторого промежутка времени. Все эти проблемы находятся в центре внимания исследователей мирового сообщества.

Создание низкоразмерных наноструктур резко стимулировало исследование спиновой динамики в полупроводниках в последние два десятилетия. Теоретические оценки показали, что с понижением размерности системы время спиновой релаксации увеличивается [4—6]. Особое внимание уделяется структурам с квантовыми точками (КТ), в которых контроль и управление спиновым состоянием легче осуществить, чем в других спиновых системах, поскольку движение носителей в них ограничено в трех направлениях. По этой же причине в КТ подавлены наиболее эффективные механизмы спиновой релаксации, что ведет к длительному времени сохранения спиновой информации. Сегодня исследования спиновых явлений в таких структурах ограничиваются преимущественно изучением явлений в изолированной КТ, поскольку в большинстве случаев достигаемые значения плотности КТ недостаточны для переноса по ним заряда. Проблема переноса спина по ансамблю КТ остается неизученной. Экспериментальные исследования спиновых свойств КТ и многочастичных эффектов при туннелировании через них (спиновых состояний точки в условиях кулоновской блокады, взаимодействия электронов в соседних точках, эффекта спиновой блокады, зеемановского расщепления, спиновой релаксации и т. д.) находятся в начальной стадии.

Авторами работ [7, 8] были найдены условия проведения низкотемпературной гетероэпитаксии Ge на Si(100), при которых удается получить островки нанометровых размеров с поверхностной плотностью  $(3-5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  за счет эффекта спонтанной морфологической трансформации упругонапряженного слоя Ge в условиях молекулярно-лучевой эпитаксии. Средний размер кластеров Ge пирамидальной формы — 15 нм (основание пирамиды), высота пирамиды — 1,5 нм, разброс размеров не более 17%. Типичные условия формирования структур Ge/Si включали процессы:

- гомоэпитаксии на Si(100) при 800 °С со скоростью 1—2 монослоя (ML) в секунду;
- гетероэпитаксии Ge при 300 °С, 0,2 ML/с;
- эпитаксии Si поверх островков Ge при 500 °С.

Достаточно низкие температуры осаждения Ge и последующего заравнивания слоем Si обеспечивали подавление процесса перемешивания двух материалов, в результате нанокластеры Ge практически не содержали Si [9]. В таких структурах были исследованы процессы переноса заряда по ансамблю квантовых точек, оптические переходы, выявлены одноэлектронные и многочастичные эффекты, построена электронная структура квантовых точек, предложены конструкции приборов [10].

Развитием исследований является изучение спиновой динамики в плотном массиве квантовых точек. Ниже приведены полученные к настоящему времени результаты исследований спиновых явлений в системе Ge/Si с квантовыми точками, в том числе процессов спиновой релаксации в изолированной квантовой точке и релаксации при переносе спина по ансамблю квантовых точек. Приведены первые экспериментальные данные по спиновой блокаде при переносе заряда по ансамблю квантовых точек.

#### Объект исследования

Исходная структура, характерные форма и размеры квантовых точек Ge в Si показаны на рис. 1. Квантовую точку рассматривали как Ge-пирамиду с квадратным основанием (001) и боковыми гранями {105}, расположенную поверх Ge-пленки толщиной 5 ML ( $\approx 0,7$  нм). Высота островка  $h$  и длина стороны его основания  $l$  приняты равными 1,5 и 15,0 нм соответственно (везде, где специально не менялись размеры). Такие размеры являются типичными для Ge-квантовых точек, полученных при низкой температуре роста [10]. Сверху и снизу пирамида окружена Si. Вершина пирамиды лежит на оси симметрии кристаллической решетки [001] (2-го порядка); через эту ось проходят две плоскости симметрии: (110) и  $(\bar{1}10)$ . Симметрия такой КТ описывается группой  $C_{2v}$ , содержащей две взаимно-перпендикулярные плоскости симметрии и ось 2-го порядка.

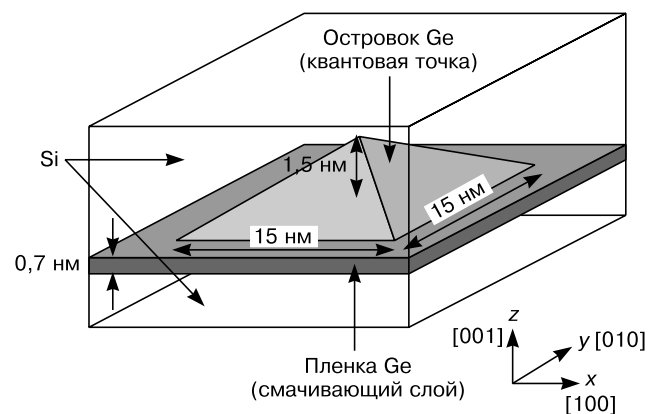


Рис. 1. Схематическое изображение типичной КТ Ge в Si

## Метод вычисления энергетического спектра и волновых функций

Для получения энергетического спектра дырок в КТ использовали модель сильной связи с базисом  $sp^3$  [11]. Учитывали взаимодействие между ближайшими соседями в рамках двухцентрового приближения [12], а также спин–орбитальное взаимодействие [13]. Для учета деформационных эффектов введена зависимость межатомных матричных элементов гамильтониана от ориентации соответствующих атомных связей [12] и от длин связей [14]. Дополнительно в гамильтониан введены матричные элементы между  $p$ -орбиталями, принадлежащими одному атому, пропорциональные локальному значению тензора деформации  $\epsilon$ :

$$\langle p_x | \hat{H} | p_y \rangle = -\beta \epsilon_{xy};$$

$$\langle p_x | \hat{H} | p_z \rangle = -\beta \epsilon_{xz};$$

$$\langle p_y | \hat{H} | p_z \rangle = -\beta \epsilon_{yz},$$

где  $\beta$  — параметр модели, отражающий деформационные искажения кристаллического поля.

Параметры модели (энергия атомных орбиталей, двухцентровые интегралы перекрытия орбиталей, их зависимость от длины связи) подобраны таким образом, чтобы эффективные массы тяжелых и легких дырок и константы деформационного потенциала для Si и Ge были близки к экспериментальным значениям. Значения параметров приведены в работе [15]. Все параметры для связей Si–Ge взяты как средние арифметические между параметрами Si и Ge.

Прежде чем решать квантово–механическую задачу нахождения энергетических уровней и волновых функций дырок, было вычислено пространственное распределение упругой деформации в рассматриваемой структуре. Для этого использовали потенциал Китинга [16]. Вычисление проводили на основе развитого ранее подхода, сочетающего метод функций Грина с атомистическим рассмотрением упругих свойств системы [17].

Нахождение собственных значений гамильтониана  $\hat{H}$  осуществляли методом свободной релаксации, аналогичным описанному в работе [18]. Метод заключается в том, что решается уравнение  $\partial|\psi(\tau)\rangle/\partial\tau|\psi(\tau)\rangle = -\hat{H}|\psi(\tau)\rangle$ , где  $\tau$  — параметр, играющий роль «мнимого времени»,  $\tau = it$ . В качестве начального условия ( $|\psi(0)\rangle$ ) берется произвольная (заданная случайным образом) волновая функция. В пределе  $\tau \rightarrow \infty$  вектор состояния  $|\psi(\tau)\rangle$  стремится к собственному состоянию гамильтониана с наименьшей энергией. Для нас представляли интерес состояния, расположенные в определенном интервале энергий (в запрещенной зоне Si). Поэтому метод решения был несколько видоизменен, следуя идее

авторов работы [19]. Зафиксировав некоторое опорное значение энергии  $E_{\text{ref}}$ , расположенное внутри запрещенной зоны Si, решали уравнение  $\partial|\psi(\tau)\rangle/\partial\tau|\psi(\tau)\rangle = -(\hat{H} - E_{\text{ref}})|\psi(\tau)\rangle$ , что позволило получить энергетический уровень, ближайший к выбранному значению  $E_{\text{ref}}$ , и соответствующую ему волновую функцию  $|\psi\rangle$ .

Различные подзоны, вносящие вклад в состояния дырок в КТ, удобно характеризовать эффективным спином  $J$  и его проекцией  $J_z$  на ось симметрии Ge–пирамиды (ось  $Z$ ). В используемой нами  $sp^3$ -модели эффективный спин равен сумме «настоящего» спина  $s$  и углового момента атомных орбиталей  $l$ ; он может принимать значения  $1/2$  и  $3/2$ , а его проекция — значения  $\pm 1/2$  и  $\pm 3/2$ . Значения  $J_z = \pm 3/2$  соответствуют состоянию тяжелой дырки, а  $J_z = \pm 1/2$  — легкой дырки или дырки в спин–отщепленной зоне. Чтобы в вычисленной волновой функции  $|\psi\rangle$  отделить друг от друга вклады этих зон, мы применяли к  $|\psi\rangle$  проекционные операторы  $\hat{P}_{\pm 3/2}$  и  $\hat{P}_{\pm 1/2}$ , первый из которых обращает в нуль компоненты волновой функции с  $J_z = \pm 1/2$  и не влияет на компоненты с  $J_z = \pm 3/2$ , а второй — наоборот. Эти проекционные операторы являются комбинациями оператора спина  $\hat{s}$  и углового момента  $\hat{l}$ :

$$\hat{P}_{\pm 3/2} = \frac{(\hat{s}_z + \hat{l}_z)^2 - \frac{1}{4}}{2};$$

$$\hat{P}_{\pm 1/2} = 1 - \hat{P}_{\pm 3/2}.$$

## Энергетический спектр дырок в Ge/Si-квантовых точках в магнитном поле

### $g$ -фактор для основного состояния дырок.

Все энергетические уровни в КТ двукратно вырождены по спину в отсутствие магнитного поля. Зеемановское расщепление  $\Delta E$  уровней в магнитном поле  $H$  равно  $\Delta E = \mu_B g H$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора;  $g$  — безразмерная величина, называемая  $g$ -фактором. В общем случае  $g$ -фактор зависит от направления магнитного поля и характеризуется тензором 2-го ранга  $g_{\alpha\beta}$ . Приводя этот тензор к главным осям, можно получить три главных значения  $g_1, g_2, g_3$ , через которые  $g$ -фактор для произвольного направления поля выражается как

$$|g| = \sqrt{g_1^2 \cos^2 \theta_1 + g_2^2 \cos^2 \theta_2 + g_3^2 \cos^2 \theta_3},$$

где  $\cos \theta_1, \cos \theta_2, \cos \theta_3$  — направляющие косинусы.

В рамках подхода сильной связи предложен метод расчета  $g$ -фактора дырок, локализованных в КТ [20, 21]. Теоретически исследовали дырочные состояния в КТ Ge/Si в слабых магнитных полях. Этот метод позволяет учесть конкретный вид квантового потенциала (а не только описываемый аналитической функцией) и вычислить  $g$ -фактор для КТ любой формы и сколь угодно малого размера.

Зная волновую функцию локализованного состояния  $|\psi\rangle$  и оператор магнитного момента  $\hat{\mu}$ , можно получить  $g$ -фактор для направления  $\mathbf{n}$  в первом порядке теории возмущений. Решение секулярного уравнения дает

$$|g| = 2\sqrt{\langle\psi|\hat{\mu}\mathbf{n}|\psi\rangle\langle\psi|\hat{\mu}\mathbf{n}|\psi\rangle + \langle\psi|\hat{\mu}\mathbf{n}|\chi\rangle\langle\chi|\hat{\mu}\mathbf{n}|\psi\rangle},$$

где  $|\chi\rangle$  — волновая функция, получаемая из  $|\psi\rangle$  крамерсовским сопряжением. Волновая функция была получена численным расчетом, как описано выше. Оператор магнитного момента  $\hat{\mu} = -(\hat{\mathbf{L}} + 2\hat{\mathbf{S}})$  выражается через оператор спина  $\hat{\mathbf{S}}$  и оператор орбитального момента  $\hat{\mathbf{L}}$ , который, в свою очередь, распадается на два слагаемых: одно  $\hat{\mathbf{L}}$  связано со структурой атомных орбиталей, второе  $\hat{\mathbf{L}}^{(2)}$  — с движением электрона от атома к атому, описываемым огибающей волновой функцией. Для  $\hat{\mathbf{L}}$  и  $\hat{\mathbf{S}}$  известно представление в базе, состоящем из атомных орбиталей, поэтому вычисление матричных элементов с этими операторами не представляет труда, так как  $|\psi\rangle$  и  $|\chi\rangle$  получены в виде разложения по этим же базисным функциям. Основная трудность заключается в нахождении матричного элемента, содержащего  $\hat{\mathbf{L}}^{(2)}$ . Для этого нами было получено [20] следующее выражение для  $\hat{\mathbf{L}}^{(2)}$  через операторы, представление которых известно:

$$\hat{L}_\alpha^{(2)} = \frac{im}{\hbar^2} e_{\alpha\beta\gamma} \hat{R}_\beta \hat{H}_0 \hat{R}_\gamma,$$

где  $\hat{R} = (\hat{X}, \hat{Y}, \hat{Z})$  — оператор координат атома;  $m$  — масса свободного электрона;  $e_{\alpha\beta\gamma}$  — единичный антисимметричный тензор;  $\hat{H}_0$  — невозмущенный гамильтониан.

На основе предложенного метода были вычислены главные значения  $g$ -тензора для основного состояния дырки в Ge/Si-КТ. Для КТ пирамидальной формы с основанием  $l = 15,0$  нм и высотой  $h = 1,5$  нм:  $|g_{zz}| = 15,71$  (в направлении роста структуры [001]),  $|g_{xx}| = 1,14$  (в направлении [110]),  $|g_{yy}| = 1,76$  (в направлении  $[\bar{1}10]$ ). Результаты свидетельствуют о сильной анизотропии значений  $g$ -фактора. При увеличении размера основания пирамиды при неизменной высоте анизотропия возрастает. Эту тенденцию можно объяснить тем, что волновая функция основного состояния по своему составу близка к волновой функции тяжелой дырки, у которой поперечные компоненты  $g$ -фактора равны нулю.

**Волновые функции основного дырочного состояния.** Разложение волновой функции основного дырочного состояния показало, что для КТ с выбранными размерами доля состояний тяжелой дырки равна 84 % от всей волновой функции основного состояния (рис. 2). Оставшаяся часть волновой функции включает одинаковые вклады подзоны легких дырок и спин-отщепленной подзоны. При увеличении размера КТ с сохранением формы

( $h/l = 1/10$ ) вклад тяжелой дырки в волновую функцию основного состояния возрастает,  $g_{zz}$  увеличивается, а  $g_{xx}$  и  $g_{yy}$  уменьшаются. Аналогичное изменение компонент  $g$ -фактора происходит при размытии герограницы Ge/Si.

### Спиновый транспорт в двухмерных массивах Ge/Si-квантовых точек

**Переворот спина при резонансном туннелировании между квантовыми точками.** На основе метода сильной связи исследовали вероятность переворота спина при резонансном туннелировании через дискретные энергетические уровни в Ge-КТ. В качестве эффективного спина дырки рассматривали ее угловой момент.

Вероятность туннелирования определяется энергетическим интегралом перекрытия начального и конечного состояний. Поэтому нахождение вероятности переворота спина при туннелировании сводится к вычислению отношения интегралов перекрытия волновых функций с одинаковым и противоположным направлением спина.

Для вычисления интегралов перекрытия рассматривали модельные структуры, содержащие Ge-КТ внутри Si-кластера конечных размеров, имеющего форму параллелепипеда с периодическими граничными условиями на границах. Такие структуры аналогичны бесконечным периодическим массивам КТ. Значения интегралов перекрытия определяются как разность значений энергии дырки, соответствующих различным граничным условиям. Использовали три типа граничных условий:

$$\psi(d/2, y, z) = \psi(-d/2, y, z); \quad (1)$$

$$\psi(d/2, y, z) = -\psi(-d/2, y, z); \quad (2)$$

$$\psi(d/2, y, z) = \hat{K}\psi(-d/2, y, z), \quad (3)$$

где  $d$  — размер Si-параллелепипеда в направлении оси X;  $\hat{K}$  — оператор крамерсовского сопряжения.

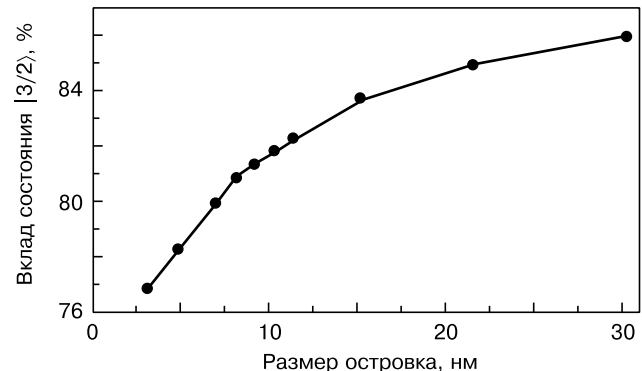


Рис. 2. Зависимость вклада состояний подзоны тяжелых дырок в волновую функцию основного дырочного состояния от латерального размера  $l$  нанокластера Ge. Высота нанокластера  $h = 1,5$  нм

Обозначая через  $E_+$  и  $E_-$  положения энергетического уровня в случае граничных условий (1) и (2), получим интеграл перекрытия  $I_{\uparrow\uparrow}(d)$  волновых функций с одинаковым направлением спина на расстоянии  $d$ :  $I_{\uparrow\uparrow}(d) = |E_+ - E_-|/4$ . В случае граничных условий (3) двукратное вырождение по спину снимается, и мы имеем два энергетических уровня:  $E_{1^*}$  и  $E_{2^*}$ . Через эти величины выражается интеграл перекрытия  $I_{\uparrow\downarrow}(d)$  волновых функций с противоположными спинами:  $I_{\uparrow\downarrow}(d) = |E_{1^*} - E_{2^*}|/4$ . Вероятности туннелирования пропорциональны квадратам соответствующих интегралов перекрытия.

Показано, что для основного состояния в КТ туннелирование осуществляется преимущественно с сохранением ориентации спина: на сто событий туннелирования приходится лишь один переворот спина (рис. 3). Для возбужденных состояний вероятность переворота спина возрастает. В среднем на 5—10 событий туннелирования приходится один переворот спина. Установлено, что вероятность переворота спина зависит от отношения высоты к размеру основания ( $h/l$ ) Ge-нанокластера. При увеличении  $h/l$  вероятность переворота спина возрастает. Спин-орбитальное взаимодействие в такой системе эквивалентно взаимодействию магнитного момента с эффективным магнитным полем, вектор напряженности которого определяется структурной асимметрией Ge-нанокристалла — SIA (structure — inversion — asymmetry).

Следует отметить, что вероятность туннелирования с переворотом спина зависит от спинового расщепления зоны при ненулевом квазиимпульсе. Напомним, что эта вероятность связана с интегралом перекрытия, который определяется как  $I_{\uparrow\downarrow}(d) = |E_{1^*} - E_{2^*}|/4$ . Это спиновое расщепление эквивалентно существованию некоторого эффективного магнитного поля, зависящего от направления и значения квазиимпульса. Такое рассмотрение при-

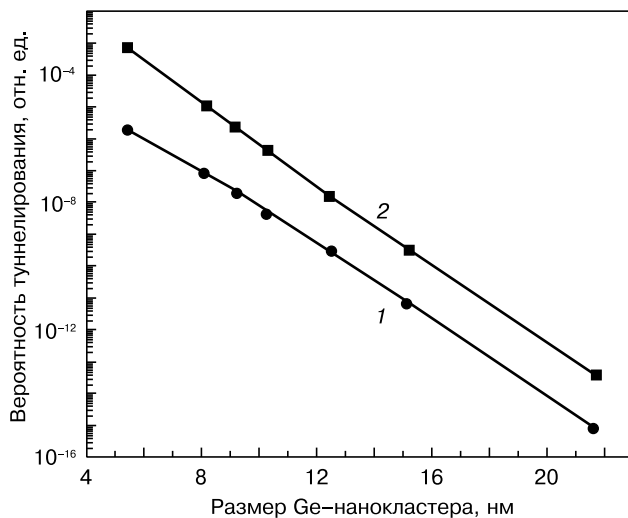


Рис. 3. Зависимости вероятности туннелирования с переворотом спина (1) и без него (2) от латерального размера КТ (высота Ge-нанокластера  $h = 1,5$  нм)

нято для кристаллов без центра инверсии, например для GaAs [22]. Для подобных кристаллов появление эффективного магнитного поля связывают с отсутствием центра инверсии.

В рассматриваемом искусственном одномерном кристалле, построенном из одинаковых Ge-КТ, также отсутствует центр инверсии. Главная причина этого — отсутствие симметрии «верх—низ» у Ge-КТ.

Таким образом, SIA обеспечивает спин-орбитальное взаимодействие, приводящее к перевороту спина. Аналогом такого эффекта в двухмерных системах является эффект Рашбы.

Спин-орбитальное взаимодействие для двухмерных дырочных систем, обладающих асимметрией, имеет вид

$$\hat{H}_{BR} = \beta_1(\mathbf{k} \times \mathbf{E})\mathbf{J} + \beta_2(\mathbf{k} \times \mathbf{E})\mathbf{J}_1,$$

где  $\mathbf{E}$  — внешнее электрическое поле, приложенное перпендикулярно к плоскости квантовой ямы и приводящее к ее асимметрии, либо эффективное поле  $\mathbf{E}$ , связанное со структурным различием верхней и нижней границей квантовой ямы;  $\mathbf{J}_1$  — вектор с компонентами  $(J_x^3, J_y^3, J_z^3)$ ;  $\beta_1, \beta_2$  имеют смысл эффективных констант спин-орбитального расщепления. Обычно  $\beta_2 \ll \beta_1$ , и вторым слагаемым для простоты можно пренебречь, тогда

$$\hat{H}_{BR} = \beta_1(\mathbf{k} \times \mathbf{E})\mathbf{J}.$$

Вектор  $(\mathbf{k} \times \mathbf{E})$  показывает направление эффективного магнитного поля, действующего на спин.

Перейдем от случая квантовых ям к случаю туннельно-связанных КТ. Эффективное магнитное поле, действующее на спин, будет определяться вектором  $(\mathbf{n} \times \mathbf{E})$ , здесь  $\mathbf{n}$  — вектор направления, вдоль которого осуществляется туннелирование между точками. Эффективное поле  $\mathbf{E}$  направлено вдоль оси Z, оси симметрии КТ, и связано с отсутствием у нее симметрии «верх—низ». Следовательно, эффективное магнитное поле лежит в плоскости массива КТ и перпендикулярно к направлению туннелирования. Поэтому если спин дырки направлен вдоль оси Z, то при туннелировании он будет вращаться вокруг оси, перпендикулярной к направлению туннелирования.

При последовательном туннелировании между КТ эффективный спин поворачивается на малый угол, величина которого зависит от отношения  $h/l$ . В результате конечного числа поворотов состояние со спином вверх  $|\uparrow\rangle$  переходит в состояние со спином вниз  $|\downarrow\rangle$ .

Следует отметить, что SIA-механизм работает только при туннелировании между точками, находящимися в плоскости двумерного массива КТ. При туннелировании дырок в многослойной структуре с вертикально-сопряженными КТ SIA-меха-

низм не работает, так как в этом случае эффективное магнитное поле  $\sim (\mathbf{n} \times \mathbf{E})$  равно нулю, так как направление туннелирования в данном случае параллельно направлению эффективного поля  $\mathbf{E}$ .

Расчеты показали, что вероятность переворота спина зависит от величины вклада состояний легкой дырки в полную волновую функцию дырки в КТ. Магнитный момент тяжелой дырки практически не поворачивается в SIA-поле, поскольку  $g$ -фактор тяжелой дырки в плоскости основания пирамиды близок к нулю. Спин легкой дырки, наоборот, легко поворачивается, поскольку ее  $g$ -фактор  $\sim 10$  в аналогичной геометрии. Поэтому увеличение вклада состояний легкой дырки приводит к повышению вероятности переворота спина при транспорте дырок по ансамблю КТ. Для возбужденных состояний в Ge-KT вклад состояний легкой дырки возрастает, поэтому вероятность переворота спина также увеличивается [23, 24].

Согласно расчетам, вероятность переворота спина при туннелировании зависит от размера КТ Ge/Si: с уменьшением размера КТ вероятность переворота возрастает. Следовательно, время спиновой релаксации увеличивается. Это связано с пространственной конфигурацией волновой функции — компонента функции тяжелых дырок сконцентрирована в центре Ge-KT, а компонента функции легких дырок — по периферии нанокристалла Ge. С уменьшением размера нанокристалла компонента легких дырок выходит за пределы Ge, что понижает вероятность переворота спина.

**Время спиновой релаксации при туннелировании.** Оценки времени релаксации при туннелировании выполнены на основе экспериментальных данных по прыжковой проводимости в двумерных массивах Ge-KT. SIA-поле эффективно действует на спин только в Ge-KT, так как вероятность поворота спина связана с поперечной компонентой  $g$ -фактора дырки. Последняя определяется константой Латтинжера  $\alpha$  ( $\alpha = 3,41$  в Ge,  $\alpha = -0,42$  в Si). Время, проводимое носителем в Ge-KT, — это величина, обратная вероятности туннелирования между центрами  $i$  и  $j$ ,  $\tau \sim 1/\Gamma_{ij}$ . Проводимость между центрами  $i$  и  $j$  определяется как  $G_{ij} \sim e^2 \Gamma_{ij} / (kT)$ , где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура. Проводимость типичной Ge/Si-структуры с КТ была определена в экспериментах при гелиевой температуре ( $T \sim 4\text{K}$ ) и составила  $\sim 10^{-4}(e^2/h)$ . Отсюда  $\tau \sim 10^{-7}$  с. Как было показано выше, вероятность туннелирования с переворотом спина на два порядка меньше, чем вероятность туннелирования без переворота спина. Следовательно, время спиновой релаксации при туннелировании составляет  $\sim 10^{-5}$  с. Такая оценка справедлива для локально упорядоченного массива КТ или для массива с одинаковым коэффициентом диффузии, что не всегда выполняется. Поэтому методом Монте-Карло был исследован механизм потери спиновой

ориентации при переносе дырок в неупорядоченных массивах туннельно-связанных Ge-KT (на основе подхода, аналогичного модели сетки сопротивлений Миллера и Абрахамса [25], включающего в рассмотрение спиновую степень свободы). Для моделирования транспорта дырок рассматривается массив КТ, равномерно распределенных в плоскости. Расстояние между центрами соседних КТ принимается равным сумме  $1/\sqrt{N}$  (где  $N$  — двумерная плотность КТ) и случайной добавки, имеющей гауссово распределение. Чтобы учесть дисперсию размеров КТ, существующую в реальных структурах, каждому узлу приписывается случайная величина энергии, которая определяется как энергия размерного квантования в КТ с данными размерами.

Моделирование показало, что движение спинполяризованных дырок по механизму прыжковой проводимости сопровождается поворотом вектора спиновой поляризации вдоль направления движения (рис. 4). Максимальное расстояние, пройденное дыркой с сохранением заметной спиновой поляризации, составило  $\sim d/\phi$ , где  $d$  — среднее расстояние между КТ;  $\phi$  — угол поворота спина при одном акте туннелирования. Для массива КТ с плотностью  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  это расстояние равно  $\sim 0,2$  мкм (длина спиновой диффузии). Это в 6—7 раз меньше аналогичного расстояния для случая строго периодического массива КТ, что связано с наличием в неупорядоченном массиве «мертвых концов» перколяционного кластера, которые влияют на релаксацию спина, но не обуславливают проводимость.

При наличии магнитного поля скорость релаксации спина может значительно возрасти, так как в релаксацию начинают давать вклад прыжки «туда-обратно» в комбинации с ларморовской прецессией спина.

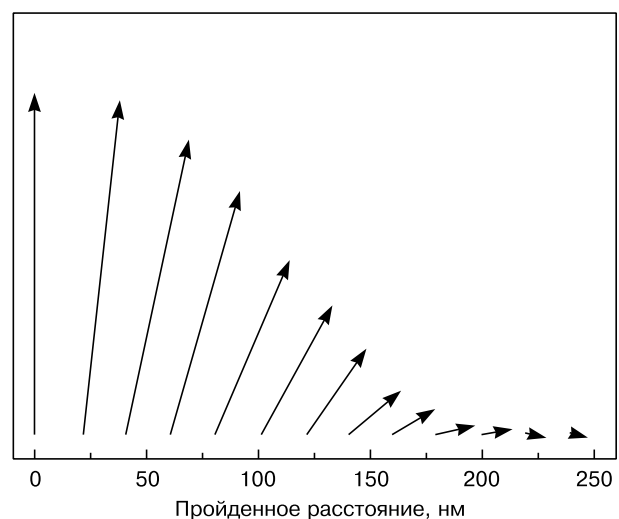


Рис. 4. Поворот вектора  $\mathbf{J}$  ( $J_x, J_z$ ) при переносе дырок по прыжковому механизму в неупорядоченном массиве Ge-KT

### Спиновая релаксация в одиночной квантовой точке при взаимодействии с фононами

**Влияние магнитного поля на структуру волновой функции квантовой точки.** Для определения времени спиновой релаксации на основе метода сильной связи рассчитана структура волновых функций для зеemanовских подуровней. В слабых магнитных полях волновые функции зеemanовских подуровней в основном построены из состояний легкой зоны тяжелых дырок ( $\sim 84\%$ ) с проекцией магнитного момента на ось  $Z$   $J_z = 3/2$  для состояний со спином вверх и  $J_z = -3/2$  для состояний со спином вниз. Остальная часть волновых функций строится из состояний легких дырок и имеет  $J_z = -1/2$  для состояний со спином вверх и  $J_z = 1/2$  для состояний со спином вниз. С ростом магнитного поля волновые функции меняются следующим образом: для верхнего зеemanовского подуровня увеличивается вклад состояний легких дырок с противоположным направлением спина, вклад же тяжелых дырок уменьшается. Для нижнего зеemanовского подуровня ситуация обратная. Такие изменения происходят за счет подмешивания возбужденных состояний, индуцированных магнитным полем. Результаты расчетов показывают, что не все возбужденные состояния вносят эквивалентный вклад в изменение волновой функции основного состояния. Вклад первого и третьего возбужденных состояний на порядок превышает остальные.

На основе анализа вида волновых функций получено, что главным фактором, определяющим вклад возбужденных состояний, является симметрия волновой функции. Основное состояние близко по своей симметрии к  $s$ -образной волновой функции. Разложение третьего состояния на составляющие легких и тяжелых дырок показывает, что компонента легких дырок с противоположным направлением спина имеет также  $s$ -образную волновую функцию (рис. 5), что ведет к наибольшему вкладу третьего состояния в изменение волновой функции основного состояния в магнитном поле.

Изменения волновых функций приводят к ненулевому матричному элементу для перехода между двумя спиновыми состояниями за счет электрон-фононного взаимодействия. В первом порядке теории возмущения при расчете времени спиновой релаксации рассматриваются прямые однофононные процессы и учитываются только акустические фононы, поскольку они вносят основной вклад при гелиевых температурах ( $T \leq 4$  К).

Оператор взаимодействия с акустическими фононами описывается формулой:

$$H_{m'm}^s = \sum_{ij} D_{m'm}^{ij} \varepsilon_{ij},$$

где  $D_{m'm}^{ij}$  — тензор потенциала деформации, а компоненты тензора деформации выражаются как

$$\varepsilon_{ij} = \sum_{\mathbf{q}} i \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho\omega_{\mathbf{q}}}} \frac{1}{2} [q_i(e_{\mathbf{q}})_j + q_j(e_{\mathbf{q}})_i] (e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} a_{\mathbf{q}} - e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} a_{\mathbf{q}}^+),$$

где  $\rho$  — плотность матрицы;  $\mathbf{e}_{\mathbf{q}}$  — вектор поляризации фонона;  $\mathbf{q}$  — волновой вектор фонона;  $\omega_{\mathbf{q}}$  — частота фонона.

Мы использовали стандартную форму оператора электрон-фононного взаимодействия для состояний в валентной зоне в базисе  $sp^3$  [26].

Вероятность перехода между состояниями со спином вверх и спином вниз определяется золотым правилом Ферми:

$$\Gamma = \sum_{\mathbf{q}n_{\mathbf{q}}} \frac{2\pi}{\hbar} |M_{\mathbf{q}}|^2 \delta(\hbar s\mathbf{q} - E_{\mathbf{q}});$$

здесь  $M_{\mathbf{q}}$  — матричный элемент оператора взаимодействия с фононами;  $E_{\mathbf{q}}$  — энергия зеemanовского расщепления;  $s$  — скорость звука. Принят линейный закон дисперсии для фононов, так как рассматриваются только длинноволновые фононы. Матричный элемент перехода между состояниями со спином вверх и спином вниз с испусканием фонона равен

$$M_{\mathbf{q}} = \sqrt{\frac{\hbar(n_{\mathbf{q}}+1)}{2\rho\omega_{\mathbf{q}}}} \frac{i}{2} \langle \uparrow | D^{ij} | \downarrow \rangle [q_i(e_{\mathbf{q}})_j + q_j(e_{\mathbf{q}})_i].$$

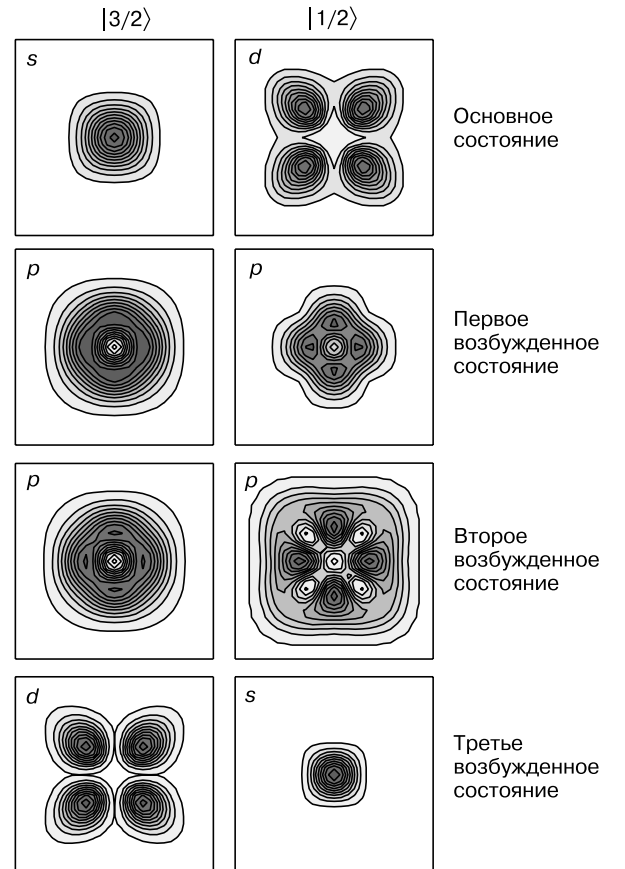


Рис. 5. Разложение волновых функций на составляющие легких ( $J_z = 1/2$ ) и тяжелых ( $J_z = 3/2$ ) дырок для первых четырех состояний в Ge-KT (высота  $h = 1,5$  нм, размер основания  $l = 15,0$  нм)

Подставив выражение для матричного элемента перехода  $M_q$  в выражение для вероятности перехода, получаем

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\hbar}{2\rho\omega_q} \frac{(n_q + 1)}{(2\pi)^3} \langle D_\Omega \rangle^2 \int q^4 \delta(\hbar sq - E_z) dq, \quad (4)$$

где величина

$$\langle D_\Omega \rangle^2 = \frac{1}{4\pi} \int \left[ \langle \uparrow | D^{ij} | \downarrow \rangle \right]^2 [n_i(e_q)_j + n_j(e_q)_i]^2 d\Omega$$

получена при интегрировании по всем направлениям единичного вектора  $\mathbf{n}$ . При учете процессов с поглощением фононов вместо  $(n_q + 1)$  в формуле (4) появится множитель  $(2n_q + 1)$ .

При температурах  $T \geq 4$  К при вычислении времени спиновой релаксации необходимо учитывать двухфононные (рамановские) процессы. В этом случае процесс релаксации идет через промежуточное возбужденное состояние. Носитель совершает переход из основного состояния в возбужденное и в обратном направлении, что сопровождается поглощением фонона с частотой  $\omega_q$  и испусканием фонона с частотой  $\omega_{q'}$ . Переворот спина может произойти на любом из двух этапов. Условие, обеспечивающее сохранение энергии, записывается в виде  $\omega_{q'} - \omega_q = \omega$ , где  $\hbar\omega = \Delta E_z$ . Вероятность рамановских процессов определяется как

$$\Gamma^{(2)} = \sum_{q, q', e_q, e_{q'}} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_j \frac{\langle f | H_\epsilon(\omega_q) | j \rangle \langle j | H_\epsilon(\omega_{q'}) | i \rangle}{E_i - E_j \mp \hbar\omega_q} \right| \times \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega_q \mp \hbar\omega_{q'}); \quad (5)$$

здесь оператор  $H_\epsilon$  описывает электрон-фононное взаимодействие;  $j$  — номер возбужденного состояния, суммирование ведется по волновым векторам и по их поляризациям.

В результате получено, что время спиновой релаксации за счет взаимодействия с фононами составляет 1,4 мс в магнитном поле  $H = 1$  Тл при температуре  $T = 4$  К. Фононный механизм спиновой релаксации будет основным в изолированной Ge-KT в магнитных полях  $H \geq 0,1$  Тл. В таких полях происходит подавление эффекта дефазировки спинов электронов ядерными спинами [27]. В меньших полях сверхтонкое взаимодействие в Ge/Si-KT, возможно, будет играть существенную роль в спиновой релаксации.

Нами проанализированы вклады различных компонент тензора деформации в матричный элемент перехода между спиновыми состояниями за счет взаимодействия с фононами. Получено, что основной вклад в спиновую релаксацию дают следующие компоненты тензора деформации:  $\epsilon_{xz}$ ,  $\epsilon_{yz}$ . Эти компоненты тензора деформации ответственны за перемешивание состояний зоны тяжелых дырок и зоны легких дырок. Это позволило сделать вывод, что спиновая релаксация происходит вследствие возбуждаемого фононами взаимного

осциллирующего изменения вкладов состояний тяжелых и легких дырок. Для возбужденных состояний вклад легких дырок больше, чем для основного состояния, поэтому больше изменение, вносимое фононами. Следовательно, спиновая релаксация идет более интенсивно. Действительно, расчеты для первого возбужденного состояния дают меньшее время спиновой релаксации  $\tau = 0,37$  мс.

**Зависимость времени спиновой релаксации от магнитного поля и температуры.** Для того чтобы выяснить функциональную зависимость вероятности перехода от магнитного поля, упростим формулу (4) до следующей:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{(2n_q + 1) \langle D_\Omega \rangle^2 q_0^4}{2\pi \rho \omega_q \hbar s} = \\ &= \frac{(2n_q + 1) \langle D_\Omega \rangle^2 \Delta E_z^3}{2\pi \rho s_i^5 \hbar^4}; \end{aligned} \quad (6)$$

здесь  $q_0 = \Delta E_z / (\hbar s)$ .

На первый взгляд в выражении (6) проявляется третий порядок степенной зависимости от магнитного поля, но в матричном элементе  $\langle D_\Omega \rangle^2$  скрыта квадратичная зависимость, поскольку изменение волновых функций  $\delta\psi$  линейно зависит от магнитного поля (вплоть до полей  $H \sim 10$  Тл). Следовательно, время спиновой релаксации пропорционально  $H^{-5}$ . Зависимость от температуры определяется множителем  $(2n_q + 1)$ . В результате получаем, что в первом порядке теории возмущений время спиновой релаксации  $\tau^{(1)}$  выражается как функция магнитного поля и температуры следующим образом:

$$\tau^{(1)} = \frac{A^{(1)}}{H^5 (2n_q + 1)}, \quad (7)$$

где  $n_q$  — число фононов в колебательной моде с энергией фонона, равной энергии зеемановского

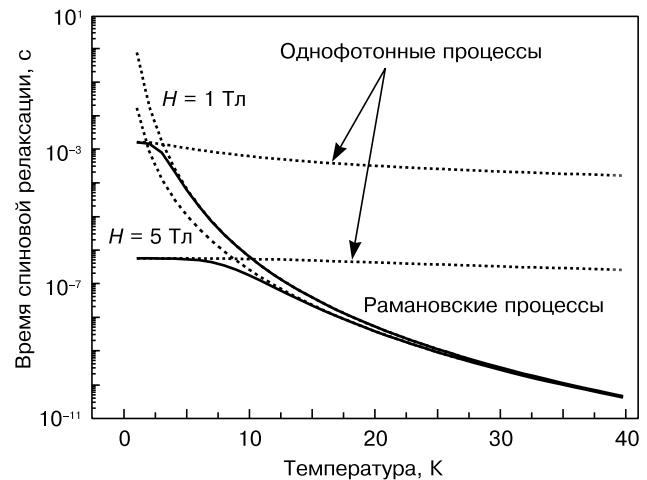


Рис. 6. Зависимости времени спиновой релаксации за счет взаимодействия с фононами от температуры и магнитного поля для основного состояния дырки в Ge-KT. Пунктирные линии — вклады однофотонных и рамановских процессов; сплошные — результирующее время спиновой релаксации



расщепления;  $A^{(1)}$  — численный коэффициент. Для КТ с типичными параметрами  $h = 1,5$  нм,  $l = 15,0$  нм расчеты дают  $A^{(1)} = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1} \cdot \text{Тл}^5$ . Таким образом,  $\tau^{(1)}$  стремится к константе при  $T \rightarrow 0$  (спонтанные переходы) и  $\tau^{(1)} \sim 1/T$  при достаточно высоких температурах (вынужденные переходы). Из формулы (7) видно, что  $\tau^{(1)}$  имеет сильную зависимость от магнитного поля (рис. 6).

Во втором порядке теории возмущений функциональную зависимость от температуры и магнитного поля можно получить следующим образом. Запишем вероятность переворота спина для перехода из состояния  $|\downarrow\rangle$  через промежуточное возбужденное состояние в состояние  $|\uparrow\rangle$ :

$$\Gamma_{\downarrow\uparrow} = \sum_j \frac{\langle D_{\Omega_q} \rangle^2 \langle D_{\Omega_q} \rangle^2}{2\pi^3 \rho^2 s^3 (E_0 - E_j)^2} \int_0^\infty q^3 \left( q + \frac{E_z}{\hbar s} \right)^3 \frac{1}{\left( e^{\frac{\hbar s q}{kT}} - 1 \right)} \times$$

$$\times \frac{1}{\left( 1 - e^{-\left( \frac{\hbar s q + E_j}{kT} \right)} \right)} dq = \sum_j \frac{\langle D_{\Omega_q} \rangle^2 \langle D_{\Omega_q} \rangle^2}{2\pi^3 \rho^2 s^3 (E_0 - E_j)^2} I.$$

Здесь мы пренебрегли слагаемым  $\hbar\omega_q$  в знаменателе выражения (5).

Интеграл  $I$  аппроксимируется с погрешностью не более 2 % следующим выражением:

$$I \approx \left( \frac{kT}{\hbar s} \right)^7 \cdot 732 \cdot (1 + 0,5\alpha + 0,1\alpha^2 + 0,009\alpha^3),$$

где  $\alpha = E_z/(kT)$ .

Полная вероятность переворота спина складывается из вероятностей перехода из состояния  $|\downarrow\rangle$  в состояние  $|\uparrow\rangle$  и обратного процесса:  $\Gamma = \Gamma_{\downarrow\uparrow} + \Gamma_{\uparrow\downarrow} = \Gamma_{\downarrow\uparrow} (1 + e^{-\alpha})$ , где  $\Gamma_{\uparrow\downarrow} = \Gamma_{\downarrow\uparrow} e^{-\alpha}$ .

Таким образом, время спиновой релаксации выражается в виде

$$\tau^{(2)} = \frac{A^{(2)}}{T^7 (1 + 0,5\alpha + 0,1\alpha^2 + 0,009\alpha^3)} (1 + e^{-\alpha}),$$

где  $A^{(2)}$  не зависит от  $T$  и  $H$ . Коэффициент  $A^{(2)}$  содержит матричные элементы и может быть получен численно. Согласно расчетам,  $A^{(2)} = 14 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^7$  для типичной Ge-KT. Для  $T = 4$  К и  $H = 1$  Тл время  $\tau^{(2)} \sim 0,3$  мс.

В результате, время спиновой релаксации  $\tau^{(2)}$  во втором порядке теории возмущений практически не зависит от магнитного поля при  $T > g\beta H/k$  и очень сильно зависит от температуры  $\tau^{(2)} \sim T^{-7}$ .

За счет рамановских процессов спиновая релаксация идет более интенсивно при температурах  $T \geq 4$  К. При  $T = 20$  К время спиновой релаксации уменьшается до наносекунд. На основе анализа вероятностей переходов сделан вывод, что ос-

новную роль в рамановских процессах играет третья и двенадцатая возбужденные дырочные состояния, которые являются промежуточными в двухступенчатых процессах релаксации.

Существует некоторая критическая температура  $T_c$ , ниже которой основной вклад в спиновую релаксацию дают однофононные процессы. В магнитном поле  $H = 1$  Тл эта температура составляет  $T_c = 3$  К. С ростом внешнего магнитного поля критическая температура увеличивается. Для магнитного поля  $H = 5$  Тл  $T_c = 9$  К.

Достаточно большое время спиновой релаксации ( $\tau \sim 0,3$  мс при температуре  $T = 4$  К) объясняется структурой волновой функции основного состояния в Ge-KT, ее близостью к состоянию тяжелых дырок. Это во многом определяется большими деформациями в Ge-KT и различием энергий квантования для легких и тяжелых дырок. При рассмотрении переноса в двухмерном массиве Ge-KT при ненулевых температурах, при одновременном действии механизмов потери спиновой ориентации за счет как туннелирования, так и взаимодействия с фононами, основным механизмом спиновой релаксации будет SIA-механизм (поворот спина при туннелировании) [24, 28—30].

#### Спиновая блокада в проводимости по массиву квантовых точек

Полученные результаты по расчету времени спиновой релаксации при туннелировании в двухмерном массиве КТ составили основу экспериментов, демонстрирующих проявление спиновой поляризации в магнетосопротивлении при прыжковом механизме транспорта в массиве КТ. Идея эксперимента схематично представлена на рис. 7, где показан перенос спин-поляризованных дырок при

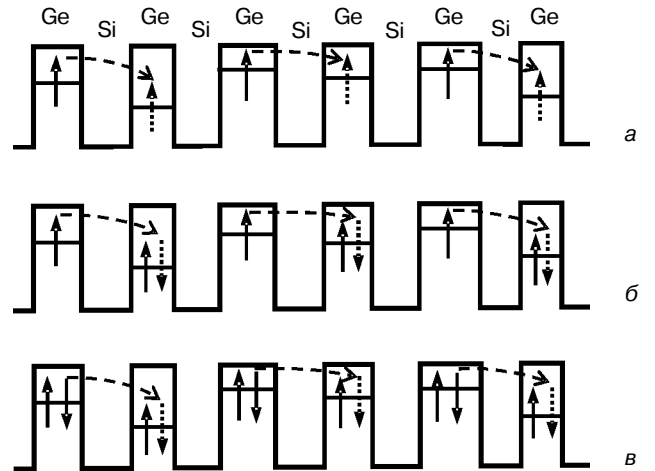


Рис. 7. Схематическое изображение профиля потенциала в валентной зоне вдоль слоя Ge/Si-KT и переходов дырок между точками (стрелки показывают направление спинов) в магнитном поле при различной степени заполнения  $v$ : а -  $v < 1$ ; б -  $v = 1$ ; в -  $v > 1$ .

разных степенях заполнения  $\nu$  дискретных уровней энергии в Ge-KT. Для простоты анализа рассмотрен перенос по основному состоянию в Ge-KT с максимальным фактором заполнения, равным 2. В магнитном поле спины поляризованы. При факторах заполнения  $\nu < 1$  и  $\nu > 1$  прыжки носителей между Ge-KT могут происходить с сохранением спина (см. рис. 7). При  $\nu \approx 1$  туннелирование носителей из одной KT в другую возможно только в том случае, когда спины дырок в конечном состоянии антипараллельны. В противном случае туннелирование запрещено принципом Паули, т. е. реализуется режим спиновой блокады. Для совершения прыжка при  $\nu \approx 1$  необходимо перевернуть спин дырки. Поскольку вероятность туннелирования с переворотом спина на два порядка меньше, чем с сохранением спина, магнетосопротивление в этом случае должно быть больше по сравнению со случаями  $\nu < 1$  и  $\nu > 1$ . В результате поляризация спинов магнитным полем должна приводить к резонансному увеличению магнетосопротивления при  $\nu \approx 1$ .

Эксперименты по проверке изложенной гипотезы были проведены на Ge/Si-MOP-транзисторе, содержащем слой Ge-KT в активном канале. Структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Слой с Ge-KT встраивался в эпитаксиальный слой кремния на глубине 50 нм от поверхности. Толщина эпитаксиального слоя Si составляла 250 нм. Средний латеральный размер Ge-KT — 12 нм, высота — 1 нм. Слоевая плотность KT —  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Заполнение KT дырками при нулевом напряжении на затворе обеспечивали с помощью введения в кремний  $\delta$ -слоя, легированного бором, на расстоянии 10 нм от слоя Ge-KT. Приложением положительного потенциала к затвору контролировали изменение степени заполнения основного состояния от  $\nu = 2$  до  $\nu = 0$ . Возбужденные состояния в рассмотрение не принимались, поскольку энергетический зазор между уровнями размерного квантования достаточно велик в KT используемых размеров. Тестовые структуры без слоя Ge-KT позволили выделить вклад KT в проводимость системы. Измерения проводили в магнитном поле, направленном вдоль главной оси симметрии пирамидальных Ge-KT (перпендикулярно к слою Ge-KT) при температуре жидкого гелия. Магнетосопротивление таких структур оказалось на два порядка меньше, чем магнетосопротивление структур с KT, что подтверждает определяющий вклад KT в наблюдаемые особенности проводимости структуры.

При приложении магнитного поля спины локализованных дырок в Ge-KT поляризуются. На зависимости магнетосопротивления от напряжения на затворе наблюдается максимум в области  $V_g \sim 4 \text{ В}$ . Величина магнетосопротивления растет с увеличением магнитного поля (рис. 8). Общее положительное магнетосопротивление связывают с эффектом «сжатия» волновых функций носителей в направле-

ниях, перпендикулярных к магнитному полю, а наличие максимума обусловлено проявлением эффекта спиновой блокады [31].

### Заключение

Разработаны методы расчета  $g$ -фактора и времени спиновой релаксации для носителей, локализованных в KT. Установлена связь между спиновыми параметрами и пространственной конфигурацией волновой функции.

Предсказан механизм спиновой релаксации при туннелировании по массиву KT, обусловленный их пространственной асимметрией (SIA-механизм). Показано, что структурная асимметрия Ge/Si-KT приводит к существованию эффективного магнитного поля, взаимодействие с которым обуславливает переворот спина при туннелировании между KT. Проведен сравнительный анализ двух основных механизмов спиновой релаксации в массивах Ge-KT за счет взаимодействия с фононами и SIA-механизма. Оценки времени релаксации при туннелировании на основе данных по прыжковой проводимости в двумерных массивах Ge-KT дают значение 10 мкс при температуре 4 К в рамках модели пространственно упорядоченного массива одинаковых (по размерам и форме) KT. Время спиновой релаксации в Ge-KT за счет взаимодействия с фононами составляет 0,3 мс в магнитном поле 1 Тл при температуре 4 К. Следовательно, SIA-механизм будет основным при указанных экспериментальных условиях.

В экспериментах по прыжковой проводимости спин-поляризованных магнитным полем дырок в массиве Ge-KT обнаружен пик магнетосопротивления, связываемый с проявлением эффекта спиновой блокады при туннелировании дырок по массиву KT.

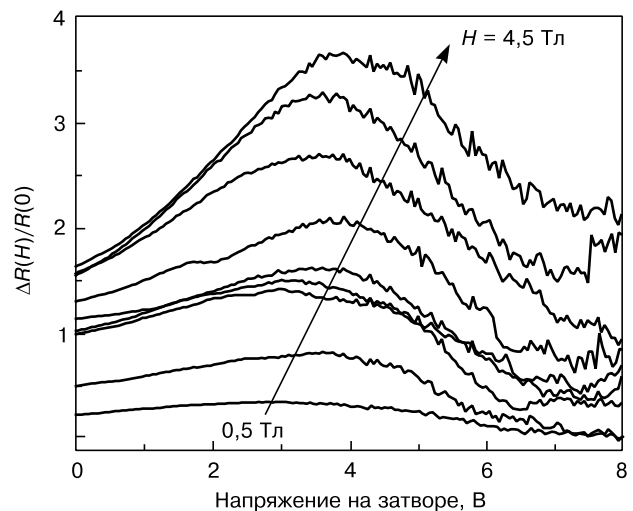


Рис. 8. Магнетосопротивление Ge/Si-MOP-транзистора в зависимости от напряжения на затворе  $V_g$  в различных магнитных полях от 0,5 до 4,5 Тл (шаг изменения 0,5 Тл)

Предсказанный механизм спиновой релаксации при туннелировании по массиву КТ составляет основу для разработки новых методов управления спиновой степенью свободы. Поворот спина на заданный угол обеспечивается выбранным количеством туннельных переносов через линейку структурно-асимметричных КТ, изменение времени релаксации — выбором размера КТ в линейке КТ. С этой точки зрения особенно актуальной становится задача прецизионного контроля структурных свойств КТ, создание пространственно упорядоченных массивов КТ, одинаковых по размерам и форме.

#### Библиографический список

1. Spin Electronics. / Ed. by M. Ziese, M. Thornton. – Berlin : Springer, 2001.
2. G. Schmidt, L. Molenkamp. // *Semicond. Sci. Technol.* 2002. V. 17. P. 310.
3. Звездин А. К., Миценко А. С., Хвальковский А. В. // *ЖТФ*. 2003. Т. 73. № 4. С. 53.
4. Averkiev N. S., Golub L. E. // *Phys. Rev. B*. 1999. V. 60. N 23. P. 15582.
5. Аверкиев Н. С., Голуб Л. Е., Виландер М. // *ФТП*. 2001. Т. 36. № 1. С. 97.
6. Khaetskii A. V., Nazarov Yu. V. // *Phys. Rev. B*. 2000. V. 61. P. 12639.
7. Пчеляков О. П., Дзуреченский А. В., Марков В. А. и др. // *Изв. АН. сер. физ.* 1999. Т. 63. № 2. С. 228.
8. Pchelyakov O. P., Bolkhovityanov Yu. B., Dvurechenskii A. V. et al. // *Thin Solid Films*. 2000. V. 367. P. 75.
9. Эренбург С. Б., Бауск Н. В., Ненашев А. В. и др. // *Журнал структурной химии*. 2000. Т. 41. № 5. С. 890.
10. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I. // *Handbook of Semiconductor Nanostructures and Nanodevices* / Ed. by A. A. Balandin, K. L. Wang. – NY : American Scientific Publishers, 2005.

11. Chadi D. J., Cohen M. L. // *Phys. status solidi B*. 1975. V. 68. P. 405.
12. Slater J. C., Koster G. F. // *Phys. Rev.* 1954. V. 94. P. 1498.
13. Chadi D. J. // *Phys. Rev. B*. 1977. V. 16. P. 790.
14. Jancu J.-M., Scholz R., Beltram F., Bassani F. // *Ibid.* 1998. V. 57. P. 6493.
15. Dvurechenskii A. V., Nenashev A. V., Yakimov A. I. // *Nanotechnology*. 2002. V. 13. N 1. P. 75.
16. Keating P. N. // *Phys. Rev.* 1966. V. 145. P. 637.
17. Ненашев А. В., Дзуреченский А. В. // *ЖЭТФ*. 2000. Т. 118. № 3. С. 570.
18. Pedersen F. B., Chang Yia-Chung // *Phys. Rev. B*. 1996. V. 53. P. 1507.
19. Wang L.-W., Zunger A. // *J. Chem. Phys.* 1994. V. 100. P. 2394.
20. Nenashev A. V., Dvurechenskii A. V., Zinovieva A. F. // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 67. P. 205301.
21. Ненашев А. В., Дзуреченский А. В., Зиновьева А. Ф. // *ЖЭТФ*. 2003. Т. 123. № 2. С. 362—372.
22. Оптическая ориентация / Под ред. Ф. Майера, Б. П. Захарчени. – Л. : Наука, 1989. – С. 99.
23. Nenashev A. V., Zinovieva A. F., Dvurechenskii A. V. // *Proc. SPIE*. 2004. V. 5401. P. 402—409.
24. Zinovieva A. F., Nenashev A. V., Dvurechenskii A. V. // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. P. 033310.
25. Шклоцкий Б. И., Эфрос А. Л. // *Электронные свойства легированных полупроводников*. – М. : Наука, 1979.
26. Бур Г. Л., Пикус Г. Е. // *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*. – М. : Наука, 1972. – С. 393.
27. Braun P.-F., Marie X., Lombez L. et al. // *Proc. of 13th Inter. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»*. 2005. P. 45.
28. Зиновьева А. Ф., Ненашев А. В., Дзуреченский А. В. // *Письма в ЖЭТФ*. 2005. Т. 82. № 5. С. 336—340.
29. Zinovieva A. F., Nenashev A. V., Dvurechenskii A. V. // *Physics of Semiconductors. AIP conf. Proc.* 2005. V. 772. P. 1393.
30. Zinovieva A. F., Nenashev A. V., Dvurechenskii A. V. // *Proc. SPIE*. 2006. (в печати).
31. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Minkov G. M. et al. // *Phys. status solidi (c)*. 2006. V. 3. N 2. P. 296.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН (программа «Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника»), РФФИ (гранты № 05-02-16285, № 06-02-16988 и № 05-02-39006- ГФЕН), СО РАН (Лаврентьевского гранта № 57) и фонда «Династия» (стипендия).

УДК 537.331.33

## ЕЩЕ РАЗ О СОДЕРЖАНИИ ПОНЯТИЙ «МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ» И «МАТЕРИАЛ»

© 2006 г. С. С. Горелик

Московский государственный институт стали и сплавов  
(технологический университет)

Продолжено обсуждение содержания понятий «материаловедение» и «материал», начатое в порядке дискуссии в журнале «Изв. вузов. МЭТ» (2003. № 1. С. 4—7).

В 2003 году в журнале «Известия вузов. Материалы электронной техники» [1] была опубликована наша статья, в которой впервые было предложено определение материаловедения — одной из самых молодых и в то же время самых востребованных наук.

Материаловедение как наука возникло только в середине прошлого столетия на базе и на стыке бурно развившихся в первой половине прошлого века фундаментальных наук (теоретической и экспериментальной физики, в частности физики твердого тела, химии и фи-