

Теоретические и экспериментальные исследования микромагнитов для создания кремниевого квантового процессора

© О.Л. Ермолаева,¹ Е.В. Скороходов,¹ Р.В. Горев,¹ Е.В. Демидов,¹ С.В. Ситников,² Д.А. Насимов,² М.В. Сапожников^{1,3}

¹Институт физики микроструктур РАН,
603087 Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., Россия

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

³Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603022 Нижний Новгород, Россия
e-mail: ermolaeva@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 27 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 27 апреля 2024 г.

Принято к публикации 27 апреля 2024 г.

Представлены результаты экспериментальных и численных исследований микромагнитов, предназначенных для создания неоднородного поля в кремниевых кубитах на основе гетероструктур Si/SiGe с квантовыми точками, формируемыми электрическими затворами. Измерения проводились методом оптической магнитометрии и магнитно-силовой микроскопии. Показано, что рассмотренная геометрия микромагнита обеспечивает градиенты магнитного поля, необходимые для реализации электрического дипольного спинового резонанса в одной или нескольких квантовых точках, и подходит для управления состоянием кубитов на основе квантовых точек.

Ключевые слова: микромагниты, квантовые точки, кубиты, пленки кобальта.

DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58342.146-24

Введение

В настоящее время квантовые компьютеры и квантовые вычисления выходят из области фундаментальных научных исследований в сферу применения для решения практических задач [1]. Сообщается о создании квантовых компьютеров, которые планируется устанавливать в уже существующие центры обработки данных для решения специфических задач [2]. В том числе о создании компьютеров с более чем 1000 кубитами [3]. Все это приводит к быстрому росту рынка квантовых вычислений [4]. Отмеченные успехи в области использования квантовых компьютеров связаны с использованием сверхпроводящих кубитов и кубитов на основе ионов или нейтральных атомов. По-видимому, в ближайшей и среднесрочной перспективе эти типы компьютеров будут лидировать в области квантовых вычислений. Однако все отмеченные материальные платформы имеют один серьезный недостаток, связанный с проблемой их масштабирования при создании универсального квантового компьютера, для реализации которого необходимо до миллиона кубитов. На текущем этапе предполагается, что этого недостатка лишены полупроводниковые кубиты [5].

Несмотря на то что компьютеры на полупроводниковых кубитах пока значительно уступают сверхпроводниковым и „атомным“ по количеству используемых кубитов, в их развитии в последние годы наблюдается очень быстрый прогресс, который в основном

обусловлен развитием методик формирования кубитов на основе кремния и его гетероструктур с германием [6]. К наиболее значительным результатам в области полупроводниковых кубитов за последние годы можно отнести:

— достижение точности двухкубитных операций, достаточной для применения поверхностного кода коррекции ошибок [7–9];

— демонстрация 16-кубитной системы с возможностью реализации адресного взаимодействия между соседними кубитами [10];

— переход от производства кубитов в научных лабораториях к их выпуску в промышленных масштабах [11,12];

— выпуск первого промышленного полупроводникового квантового процессора [13].

Необходимо отметить, что эти результаты продемонстрированы на четырех различных типах кубитов на основе кремния: кубитах, использующих ядерный спин ^{31}P изотопа фосфора в кремнии [9], кубитах, основанных на манипуляции спином электрона в Si МОП [11,13] и Si/SiGe [7,8] структурах, и кубитах, основанных на манипуляции спином дырки в Ge/SiGe [10] структурах. Каждый из этих типов кубитов характеризуется своим набором достоинств и недостатков [6,12]. В этом ряду кубиты на основе Si/SiGe-гетероструктур, характеризуются низким уровнем шума, что и позволило достичь для них высоких значений точности выполнения двухку-

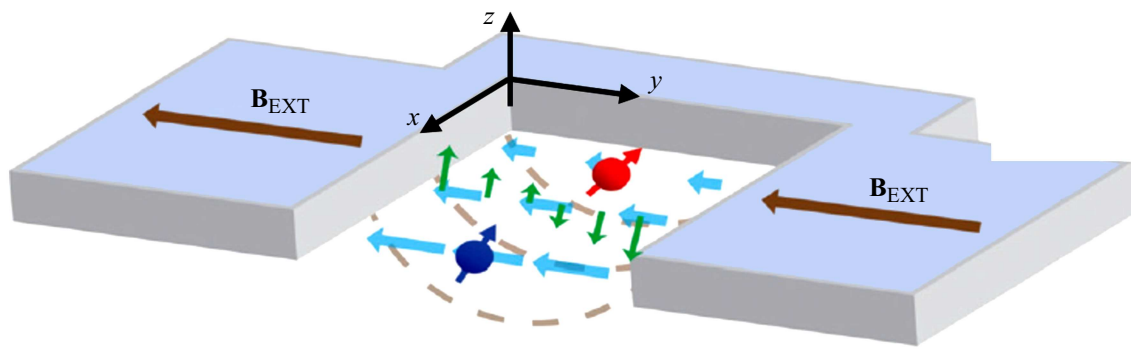


Рис. 1. Пример дизайна микромагнита, с указанием компонент магнитного поля в различных направлениях. Синим и красным кружками со стрелками схематично показано место формирования двух КТ. B_{EXT} — постоянное магнитное поле от внешнего магнита. Голубыми и зелеными стрелками показаны z и y компоненты поля B .

битных операций [7,8]. Низкий уровень шума в данном типе кубитов обеспечивается:

- низким содержанием изотопов с ненулевым ядерным спином за счет использования при формировании структур источников на основе изотопно-обогащенного ^{28}Si ;

- высоким качеством формируемых структур, характеристикой которого может выступать подвижность электронов в Si-квантовой яме;

- наличием эпитаксиального SiGe-слоя, отделяющего область локализации электронов от аморфных диэлектрических слоев, которые являются основным источником зарядовых шумов;

- слабым спин-орбитальным взаимодействием электронов в SiGe-структурах.

Последнее обстоятельство требует использования для управления спином электронов либо электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) либо электрического дипольного спинового резонанса (ЭДСР) [14]. ЭПР использовался преимущественно на ранних стадиях работ по созданию кубитов. Его недостаток в том, что для своей реализации он требует наличия переменного магнитного поля, которое формируется за счет пропуска переменного тока через полосковую линию, что связано с дополнительным выделением тепла. Кроме того, с использованием ЭПР трудно реализовать адресное управление в системах с большим числом кубитов. Поэтому в последних работах для манипуляции спином электронов в Si/SiGe-кубитах наиболее часто используется ЭДСР. Суть подхода состоит в том, что при смещении квантовой точки (КТ) переменным электрическим напряжением, прикладываемым к одному из управляющих электродов в пространственно неоднородном магнитном поле, происходит спиновый переход между зеемановскими уровнями энергии. Таким образом, для реализации ЭДСР нужен градиент магнитного поля и подача переменного напряжения на управляющие затворы [15]. Для создания градиента магнитного поля в нужном направлении используются микро- и наноманиты, расположенные в различных слоях формируемой

структуры [14,15]. При этом дизайн и параметры микро- и наноманитов во многом определяют быстродействие системы и оказывают существенное влияние на время когерентности спина электрона [14].

Пример микромагнита, расположенного над всеми слоями управляющих электродов и отделенных от них тонким слоем диэлектрика, приведен на рис. 1. Он состоит из двух полосок, соединенных перекладиной, которая служит для создания неоднородного поля в зазоре микромагнита. Обычно микромагнит размещается над верхним слоем электродов и отделен от них тонким слоем диэлектрика ~ 100 nm. Анализ литературы [14,15] показывает, что в настоящее время использование микромагнитов считается наиболее перспективным для создания неоднородного зеемановского расщепления электронов по спину в соседних квантовых точках для реализации ЭДСР.

Зеемановское расщепление состояний электрона с различной ориентацией спина определяется суммой компонент магнитного поля в направлении y от внешнего постоянного магнита B_{EXT} и микромагнита B_y . Неоднородная компонента магнитного поля в направлении z (B_z), которая на рис. 1. показана зелеными стрелками, создается микромагнитом и зависит от его параметров и дизайна. При введении переменного электрического поля максимум волновой функции электрона, локализованного в КТ, смещается в направлении y . И благодаря наличию градиента поля dB_z/dy электрон испытывает переменное магнитное поле, перпендикулярное направлению y , которое приводит к резонансным переходам между состояниями электрона с различным направлением спина. Показанный на рис. 1 дизайн микромагнита позволяет независимо управлять спиновыми состояниями в различных КТ. Такая возможность возникает из неоднородного распределения величины магнитного поля B_y (синие стрелки) в микромагните вдоль направления x .

Однако следует отметить, что сдвиг КТ в плоскости (x, y) флуктуациями электрического потенциала, вызванными, например, перезарядкой глубоких центров

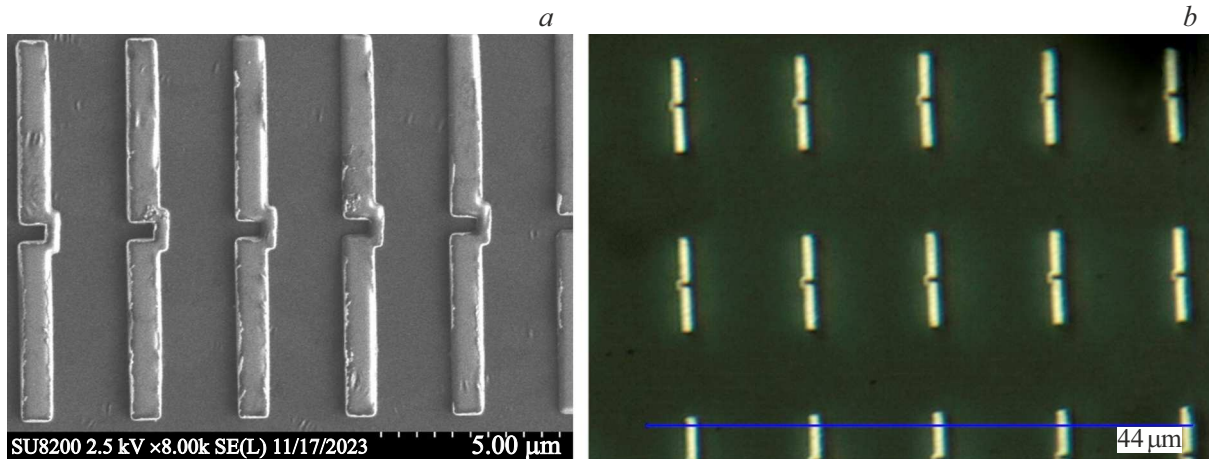


Рис. 2. *a* — СЭМ изображение массива микромагнитов на кремниевой подложке для МСМ измерений, *b* — снимок с оптического микроскопа массива микромагнитов на подложке диоксида кремния, исследованных методами оптической магнитометрии.

на границе раздела полупроводник — диэлектрик, также приведет к изменению компоненты магнитного поля B_y , а следовательно, к изменению величины зеемановского расщепления и дефазировке спинового состояния. Следовательно, градиенты магнитного поля микромагнитов делают спиновые состояния чувствительными к электрическим шумам и ограничивают время их когерентности. Этот негативный эффект можно минимизировать за счет выбора оптимального дизайна микромагнита.

В настоящей работе были проведены экспериментальные исследования микромагнитов с высоким пространственным разрешением, а также выполнены расчеты распределения их магнитного поля, направленные на оптимизацию дизайна микромагнитов с целью повышения быстродействия создаваемых кубитов и увеличения времени их фазовой когерентности.

1. Образцы и методы исследования

Исследованные микромагниты были сформированы в ИФП СО РАН методами „взрывной“ литографии с использованием электронного литографа Raith из пленки кобальта толщиной 200 nm, сформированной методом магнетронного распыления. Для процессов формирования магнитов использовался электронный резист (РММА) толщиной 400 nm. Дизайн микромагнитов представляет из себя две полосы, соединенные между собой П-образной перемычкой (рис. 2).

Образцы были изготовлены на двух типах подложек. На кремниевой подложке были сформированы структуры для измерения градиентов магнитного поля вокруг микромагнитов с применением магнитного атомно-силового микроскопа (рис. 2, *a*).

Для измерения магнитооптического эффекта Керра был создан массив микромагнитов на поверхности оптически прозрачного материала — диоксида кремния с подслоем Al_2O_3 (рис. 2, *b*). Для предотвращения накоп-

ления поверхностного заряда, приводящего к искажению рисунка, на поверхность электронного резиста осаждался дополнительный слой алюминия толщиной 12–15 nm. Слой алюминия позволяет снять заряд с поверхности диоксида кремния. Перед проявкой электронного резиста алюминий снимался с помощью азотной кислоты. Далее проводилось осаждение Со толщиной 200 nm с подслоем Ti толщиной 10 nm и процесс взрывной литографии.

Экспериментальные исследования микромагнитов были выполнены с использованием двух методов. Измерения петли намагничивания проводились методом оптической магнитометрии, путем измерения магнитооптического эффекта Керра в меридиональной геометрии по схеме скрещенных поляризаторов. В качестве источника излучения использовался стабилизированный (стабилизация мощности 0.1% в min) He–Ne-лазер на длине волны 632 nm. Для увеличения сигнала исследовались не одиночные микромагниты, а массивы одинаковых микромагнитов (рис. 2, *b*).

Исследование распределения магнитного поля от отдельного микромагнита было выполнено методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) с использованием микроскопа Solver HV. Данный микроскоп был оснащен магнитом, позволяющим создавать постоянное магнитное поле в плоскости образца величиной до 0.5 T. Измерения проводились как в магнитном поле, так и без него.

Для исследования магнитных свойств микромагнитов использовалась двухпроходная методика МСМ сканирования [16]. Высота второго прохода зонда составляла 800 nm, что достаточно, чтобы получить МСМ изображение с достаточным разрешением и при этом исключить негативное влияние топографии образца. МСМ измерения проводились в вакууме 10^{-4} Torr, за счет чего удалось существенно повысить чувствительность микро-

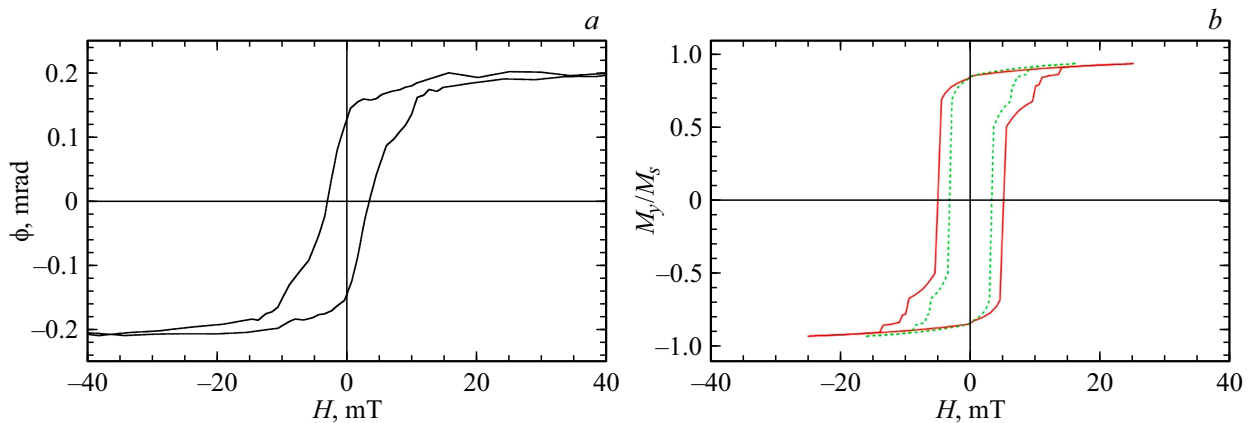


Рис. 3. *a* — экспериментальная кривая намагничивания массива микромагнитов, измеренная по углу поворота плоскости поляризации; *b* — рассчитанная методом микромагнитного моделирования кривая перемагничивания микромагнита.

скопа, благодаря увеличению добротности кантилевера до $Q = 800$.

Так же для анализа полученных экспериментальных результатов было проведено численное моделирование. Микромагнитное моделирование проводилось на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта в пакете MuMax3 [17]. В расчетах использовались следующие материальные параметры кобальта: намагниченность насыщения $1.4 \cdot 10^6$ А/м, постоянная обменного взаимодействия $30 \cdot 10^{-12}$ Дж/м. Для более быстрой релаксации намагниченности к равновесному состоянию и сокращения времени счета параметр затухания был выбран 0.5. Для моделирования использовалась прямоугольная сетка $128 \times 1024 \times 32$ ячейки. Зонд МСМ микроскопа при расчетах МСМ изображений считался точечным диполем, намагниченным перпендикулярно плоскости образца.

2. Результаты и обсуждения

Экспериментально измеренная методом оптической магнитометрии петля намагничивания показана на рис. 3, *a*. Магнитное поле прикладывалось в направлении вдоль микромагнитов. Поскольку степень заполнения поверхности магнитным материалом в решетке микромагнитов очень мала ($\sim 5\%$) для увеличения соотношения сигнал/шум петля намагничивания была усреднена по 100 проходам. Ширина измеренной петли гистерезиса составляет 6.4 мТ. Полученная петля гистерезиса сравнивалась с петлей гистерезиса, вычисленной в результате микромагнитного моделирования. Ширина петли гистерезиса, полученная в результате моделирования, составила 10 мТ (рис. 3, *b*, красная кривая), что заметно больше, чем экспериментально измеренная ширина. Величина поля насыщения лежит в пределах 10–15 мТ. Такое расхождение, на наш взгляд, может быть объяснено двумя факторами.

Первая возможная причина заключается в том, что экспериментальные образцы обладают различными дефектами геометрической формы, а также неоднородной внутренней структурой, связанной с тем, что они представляют собой поликристалл. Это облегчает процесс перемагничивания, связанный со входом и выходом магнитных вихрей (доменных стенок) в микромагнит.

Второй возможный фактор — это завышенное значение величины намагниченности насыщения, использованное при моделировании и составлявшее $1.4 \cdot 10^6$ А/м, что соответствует объемному материалу. Для совпадения экспериментальной кривой с результатами моделирования при расчетах величина намагниченности должна быть уменьшена до $0.9 \cdot 10^6$ А/м. Для этого значения величины намагниченности нами так же была построена кривая перемагничивания (рис. 3, *b*, зеленая кривая). Ширина петли гистерезиса для нее 6.5 мТ, что близко к экспериментально полученным результатам.

Из упомянутых двух факторов можно сказать, что реальная величина намагниченности насыщения микромагнитов лежит в пределах $0.9\text{--}1.4 \cdot 10^6$ А/м. Для установления ее точного значения необходимо провести измерение намагниченности исходных пленок Со прямыми магнитометрическими методами при помощи виброили СКВИД магнитометра.

Как на экспериментально полученной, так и на смоделированной кривой намагничивания можно четко выделить два участка. Первый — это резкое изменение намагниченности, связанное с перемагничиванием „тела“/двух полосок микромагнита и второй пологий участок петли, обусловленный дальнейшим постепенным перемагничиванием перемычки и трансформацией неоднородных магнитных состояний вблизи концов полосок микромагнита в однородное состояние.

Для исследования полей рассеяния, возникающих в зазоре микромагнита, были проведены магнитно-силовые измерения. Ширина полосок микромагнита составляла 800 нм, а ширина зазора — 350 нм. Предварительные измерения показали, что в отсутствие внешнего маг-

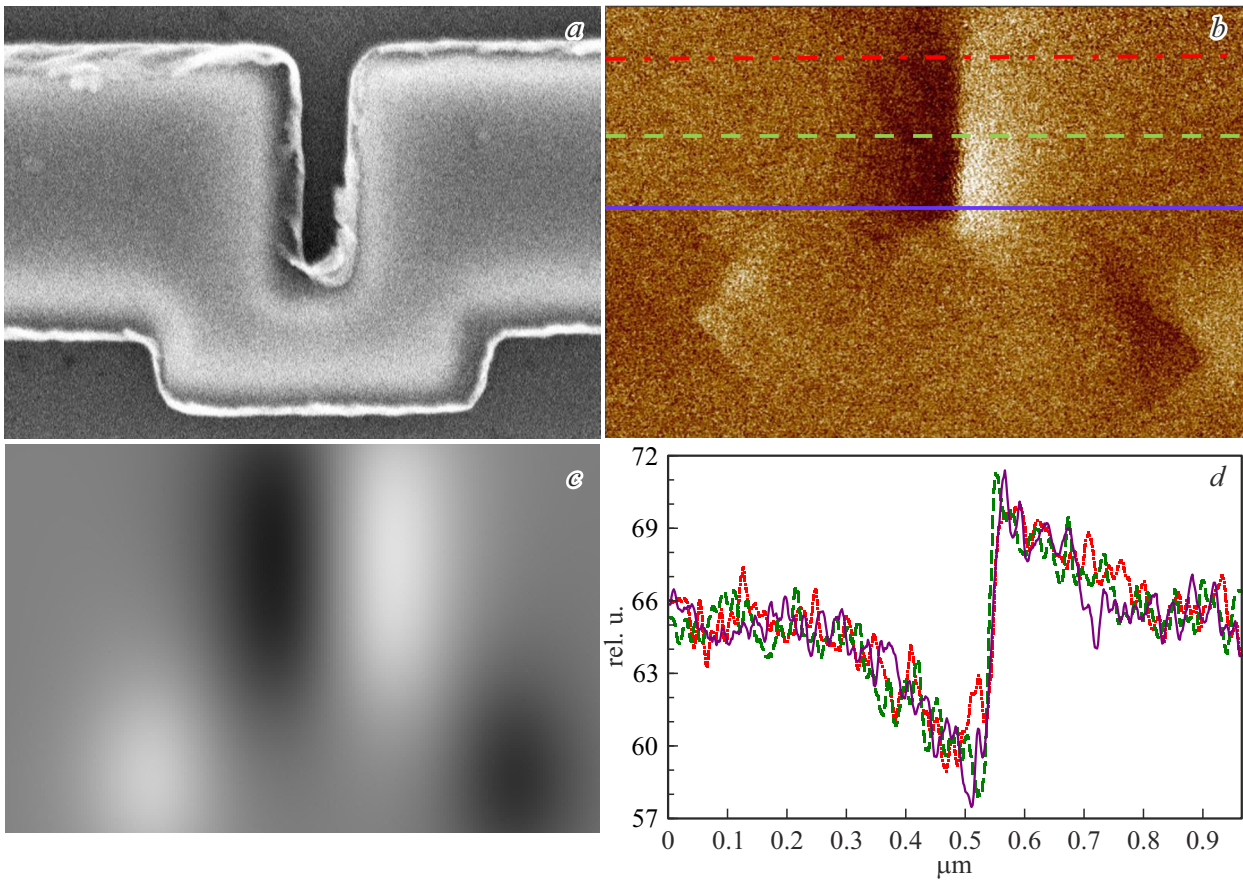


Рис. 4. *a* — СЭМ изображение области зазора микромагнита, соответствующие ему экспериментально измеренное (*b*) и численно рассчитанное (*c*) MCM изображения.

нитного поля исследуемые микромагниты находятся в неоднородном магнитном состоянии. Поэтому дальнейшие экспериментальные MCM исследования, результаты которых будут приведены ниже, были проведены в намагничивающем внешнем поле величиной 0.1 Т, направленном вдоль полосок микромагнита. Эта величина превышает величину намагничивающего поля, полученную в ходе магнитооптических измерений. При этом она заведомо ниже величины рабочего поля кубита, которое оставляет 0.6 Т и в котором образец заведомо будет находиться в однородно насыщенном состоянии. На рис. 4 приведены полученные результаты: СЭМ снимок и MCM контраст соответствующего участка исследуемой структуры вблизи зазора.

На MCM изображении четко видны два полюса, соответствующие краям зазора, а также два более слабых полюса, соответствующие краям перемычки, соединяющей полоски микромагнита (рис. 4, *b*).

Для детального исследования распределения градиента магнитного поля вдоль зазора была построена серия продольных сечений полученного MCM изображения. Исследовались распределения MCM контраста на краях и в центре зазора. На рис. 4, *b* линиями отмечены положения сечений MCM контраста. Сами кривые сечений

приведены на рис. 4, *d*. Цвета линий и кривых на рис. 4, *b* и *d* соответствуют друг другу.

Из полученных кривых видно, что величина MCM контраста меняется вдоль зазора. Она минимальна около открытого края и растет при приближении к перемычке (рис. 4, *d*). Величина от минимума до максимума MCM сигнала на разных краях зазора (красная и фиолетовые кривые на рис. 4, *d*) составляет порядка 30%. Подобный градиент магнитного поля подходит для реализации ЭДСР в одной или нескольких КТ.

Цветные линии на рис. 4, *b* соответствуют сечениям, вдоль которых на рис. 4, *d* приведено распределение сигнала MCM. Экспериментально измеренные сечения MCM контраста около свободного края (красная штрихпунктирная кривая), в середине (зеленая штриховая кривая) и у края с перемычкой (фиолетовая сплошная кривая).

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов и понимания возможного направления оптимизации дизайна микромагнитов было проведено моделирование. Методами микромагнитного моделирования были исследованы распределения намагниченности в микромагнитах в нулевом и во внешнем магнитном поле. На рис. 5 приведены численно рассчитанные

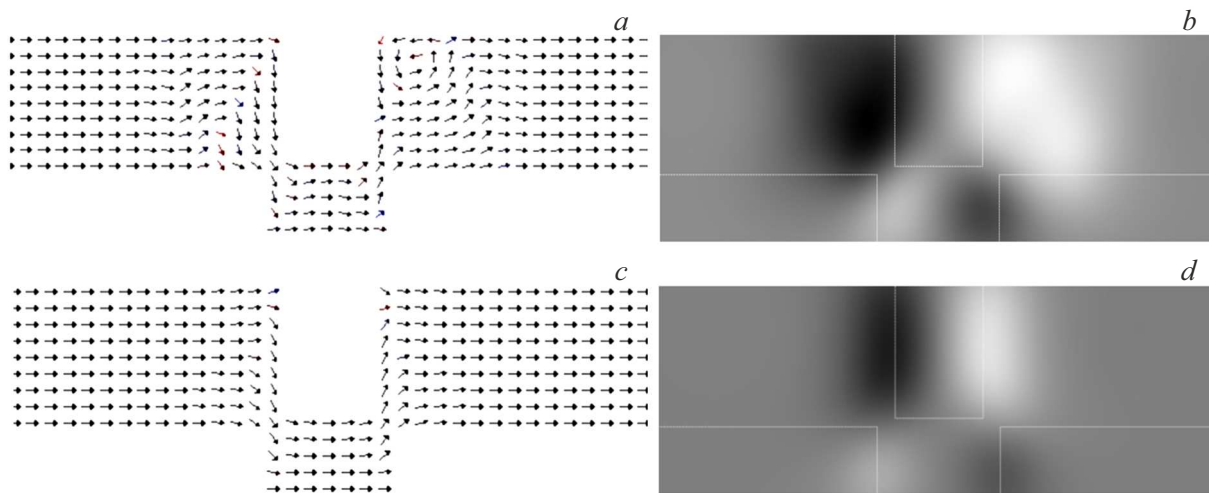


Рис. 5. *a* — распределение намагниченности в плоскости (x, y) в отсутствие внешнего поля; *b* — соответствующее ему МСМ изображение; *c* — распределение намагниченности в плоскости (x, y) во внешнем поле 120 мТ; *d* — соответствующее ему МСМ изображение.

распределения намагниченности и соответствующие им МСМ изображения участка системы в области зазора. Результаты моделирования для нулевого внешнего поля приведены на рис. 5, *a, b*. На рис. 5, *a* видно, что в отсутствие внешнего поля вблизи зазора микромагнита возникают неоднородные распределения намагниченности. Это объясняется тем, что подобные магнитные распределения минимизируют магнитостатическую энергию системы. Наличие таких неоднородностей приводит к размытию МСМ изображения и появлению дополнительных слабых полюсов (рис. 5, *b*).

На рис. 5, *c, d* приведены распределения намагниченности и модельное МСМ изображение во внешнем поле 120 мТ, направленном вдоль микромагнита. Видно, что в магнитном поле система намагничивается однородно. И, поскольку это соответствует ситуации использования микромагнита в кубите, в дальнейшем все представленные результаты микромагнитного моделирования выполнены в насыщающем внешнем магнитном поле величины 120 мТ.

Для сопоставления с результатами теоретических расчетов на рис. 4, *b* приведены данные микромагнитного моделирования МСМ контраста от микромагнита с теми же геометрическими параметрами, что и в эксперименте. Сравнение экспериментально измеренных и численно рассчитанных сечений МСМ контраста в области зазора микромагнита показало неплохое соответствие экспериментальных и модельных данных (рис. 4, *b, c*). Это позволяет сделать вывод об адекватности используемой численной модели и возможности ее использования для расчета магнитных полей в зазоре микромагнита при оптимизации его параметров и дизайна.

Далее на основе этой численной модели нами были также рассчитаны распределения проекций магнитного поля системы в различных направлениях на высоте

150 нм от магнита, что примерно соответствует расстоянию от микромагнита до места локализации электрона (формирования КТ). Расчеты показали, что над зазором наибольшей величины достигает y -компонента магнитного поля. Значения z -компоненты поля может быть значительно выше, но эта компонента поля локализована на краях зазора и концах перемычки, x -компонента поля так же локализована преимущественно на концах перемычки в областях, где намагниченность поворачивается.

Приведенные результаты показывают адекватность использованного моделирования для описания свойств микромагнитов. Поэтому мы использовали данную модель для дальнейшей оптимизации дизайна микромагнитов. Ранее оптимизация микромагнитов рассматривалась в работах [17–21].

При оптимизации геометрии магнита стремятся добиться компромисса между высоким быстродействием кубита и минимальной чувствительностью формируемых кубитов к электрическому шуму. Быстродействие растет с увеличением частоты Раби, которая, в свою очередь, пропорциональна параметру $b_{coup}(x, y) = \sqrt{\left(\frac{dB_x}{dy}\right)^2 + \left(\frac{dB_z}{dy}\right)^2}$. Таким образом, быстродействие пропорционально градиенту магнитного поля вдоль оси y . Полагается, что приемлемой величиной b_{coup} являются значения в диапазоне от нескольких десятых мТ/нм до 1 мТ/нм [21]. Время дефазировки спина обратно пропорционально другим градиентам магнитного поля

$$b_{deph} = \max\left(\left|\frac{dB_y}{dx}\right|, \left|\frac{dB_y}{dy}\right|\right),$$

что позволяет оптимизировать отношение времени дефазировки к времени переключения кубита, пропорциональное b_{coup}/b_{deph} .

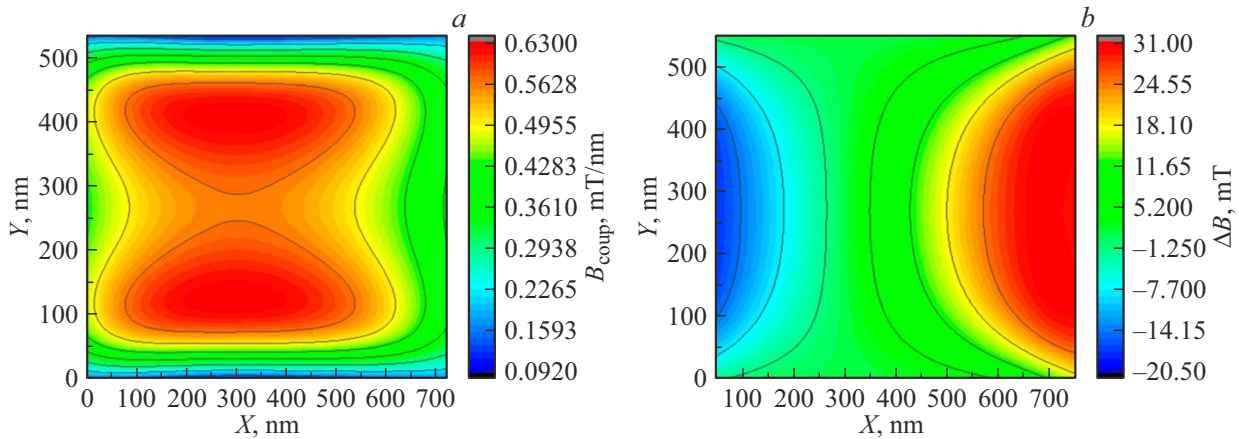


Рис. 6. Рассчитанное в зазоре микромагнита распределение величин b_{coup} (a) и ΔB_y (b).

Так же одним из необходимых условий работы кубита является разница магнитных полей величиной $\Delta B_y > 5 \text{ mT}$ в двух соседних кубитах, расположенных в одном и том же зазоре микромагнита на расстоянии 100 nm друг от друга. Это позволяет обеспечить разнесение резонансных частот для двух кубитов, расположенных внутри зазора одного микромагнита (рис. 1). Кроме того, распределение магнитного поля в системе должно быть устойчиво к погрешностям литографии.

С учетом этих требований в работе были проведены расчеты параметров микромагнита с толщиной слоя Co 200 nm и зазором $550 \times 740 \text{ nm}$. Параметры микромагнита были выбраны на основе приведенных выше результатов экспериментальных исследований тестовых микромагнитов и моделирования их свойств. При выборе параметров микромагнитов были учтены результаты работы [21]. В ней моделирование микромагнитов также было выполнено с использованием уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта в расчетах поля, и было показано, что у микромагнитов с малой шириной щели (около 300 nm) большие градиенты полей (большое значение b_{coup}), но у них большие паразитные градиенты, приводящие к декогеренции кубита. Кроме того, магниты с малым зазором чувствительнее к ошибкам совмещения. У магнитов же с щелью 600 nm паразитные градиенты и шумы могут быть на 3 порядка меньше, и они менее чувствительны к ошибкам совмещения [21].

Нами рассчитывались двумерные распределения параметра b_{coup} (рис. 6, a) и величины градиента ΔB_y (рис. 6, b) над зазором микромагнита. Как следует из расчетов, микромагнит с выбранными параметрами в центре щели создает достаточно большие значения градиента магнитного поля перпендикулярного оси y , величина b_{coup} 0.55 mT/nm (рис. 6, a). Данное значение должно обеспечить достаточно высокие ($5\text{--}10 \text{ MHz}$) значения частот Раби для кубитов и их низкую чувствительность к шумам, обусловленным микромагнитом. Согласно расчетам, изменение магнитного поля в направлении оси y на расстоянии 100 nm для выбранного дизайна

магнита составляет $\Delta B_y = 5\text{--}10 \text{ mT}$ (рис. 6, b). Этой величины достаточно для адресного управления двумя кубитами, расположенными внутри зазора микромагнита на расстоянии 100 nm друг от друга (различие в резонансных частотах ЭДСР для кубитов, расположенных на таком расстоянии друг от друга будет более 100 MHz). Предложенный дизайн микромагнита также устойчив к ошибкам изготовления (с точностью совмещения 50 nm относительно расположения КТ) и может сочетаться с развиваемой технологией формирования кубитов в Si/SiGe-эпитаксиальных гетероструктурах.

Заключение

Выполнены экспериментальные и теоретические исследования свойств микромагнитов, сформированных из пленки кобальта, направленные на определение их параметров и дизайна, оптимальных для использования при формировании кубитов на Si/SiGe-эпитаксиальных гетероструктурах. Методами оптической магнитометрии определена кривая намагниченности массива микромагнитов. Выявлено различие в кривых намагниченности, определенных из эксперимента, и полученных на основе численного моделирования с использованием параметров объемного кобальта. Выявленные различия могут быть обусловлены дефектами геометрической формы микромагнитов или отличием свойств пленки Co от свойств объемного материала.

Методами МСМ определено пространственное распределение магнитного поля в зазоре исследованных микромагнитов в виде зависимости второй производной поля. Экспериментально определенное распределение хорошо согласуется с результатами моделирования.

С использованием результатов расчетов распределения магнитного поля микромагнитов в модели Ландау–Лифшица–Гильберта определены параметры микромагнитов, которые могут обеспечить высокие (на уровне $5\text{--}10 \text{ MHz}$) частоты Раби и большие времена фазовой когерентности кубитов, формируемых на

Si/SiGe ЭГ из-за низкого уровня шума, связанного с микромагнитом.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН. Формирования магнитов выполнено на оборудовании ЦКП „Наноструктуры“ (ИФП СО РАН).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Y. Kim, A. Eddins, S. Anand, K.X. Wei, E. van den Berg, S. Rosenblatt, H. Nayfeh, Y. Wu, M. Zaletel, K. Temme, A. Kandala. *Nature*, **618**, 500 (2023). DOI:10.1038/s41586-023-06096-3
- [2] Электронный ресурс. Режим доступа: <https://www.hpcwire.com/off-the-wire/ionq-unveils-forte-enterprise-and-tempo-rack-mounted-enterprise-grade-quantum-computers-for-data-center-environments>
- [3] Электронный ресурс. Режим доступа: <https://atom-computing.com>
- [4] Электронный ресурс. Режим доступа: <https://www.hpcwire.com/2023/12/07/quantum-market-though-small-will-grow-22-and-hit-1-5b-in-2026/>
- [5] N. de Leon, K.M. Itoh, D. Kim, K.K. Mehta, T.E. Northup, H. Paik, B.S. Palmer, N. Samarth, S. Sangtawesin, D.W. Steuerman. *Science*, **372**, eabb282 (2021). DOI:10.1126/science.abb2823
- [6] P. Stano, D. Loss. *Review of Performance Metrics of Spin Qubits in Gated Semiconducting Nanostructures* <https://arxiv.org/abs/2107.06485>
- [7] A. Noiri, K. Takeda, T. Nakajima, T. Kobayashi, A. Sammak, G. Scappucci, S. Tarucha. *Nature*, **601**, 338 (2022). DOI:10.1038/s41586-021-04182-y
- [8] X. Xue, M. Russ, N. Samkharadze, B. Undseth, A. Sammak, G. Scappucci, L.M.K. Vandersypen. *Nature*, **601**, 343 (2022). DOI:10.1038/s41586-021-04273-w
- [9] M.T. Mądzik, S. Asaad, A. Youssry, B. Joecker, K.M. Rudinger, E. Nielsen, K.C. Young, T.J. Proctor, A. Baczewski, A. Laucht, V. Schmitt, F.E. Hudson, K.M. Itoh, A.M. Jakob, B.C. Johnson, D.N. Jamieson, A.S. Dzurak, Ch. Ferrie, R. Blume-Kohout, A. Morello. *Nature*, **601**, 348 (2022). DOI:10.1038/s41586-021-04292-7
- [10] F. Borsoi et al., *Nat. Nanotechnol.*, 2023. <https://doi.org/10.1038/s41565-023-01491-3>
- [11] A.M.J. Zwerver, T.S. Krähenmann, T.F. Watson, L. Lampert, H. George, R. Pillarisetty, S.A. Bojarski, P. Amin, S. Amitonov, J.M. Boter, R. Caudillo, D. Correas-Serrano, J.P. Dehollain, G. Droulers, E.M. Henry, R. Kotlyar, M. Lodari, F. Lüthi, D.J. Michalak, B.K. Mueller, S. Neyens, J.M. Roberts, N. Samkharadze, G. Zheng, O.K. Zietz, G. Scappucci, M. Veldhorst, L.M.K. Vandersypen, J.S. Clarke. *Nature Electron.*, **5** (3), 184 (2022). DOI:10.1038/s41928-022-00727-9
- [12] M. De Michielis, E. Ferraro, E. Prati, L. Hutin, B. Bertrand, E. Charbon, D.J. Ibberson, M.F. Gonzalez-Zalba. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **56** (36), 363001 (2023). DOI:10.1088/1361-6463/acd8c7
- [13] Электронный ресурс. Режим доступа: <https://www.hpcwire.com/2023/06/15/intel-debuts-tunnel-falls-quantum-chip-and-lqc-program-to-work-with-it>
- [14] G. Burkard, Th.D. Ladd, A. Pan, J.M. Nichol, J.R. Petta. *Rev. Mod. Phys.*, **95**, 025003 (2023). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.95.025003>
- [15] A. Hollmann. *Relaxation and Decoherence of a 28Si/SiGe Spin Qubit with Large Valley Splitting* (Dissertation, RWTH Aachen University, 2019)
- [16] В.Л. Миронов. *Основы сканирующей зондовой микроскопии* (Техносфера, М., 2004)
- [17] J. Yoneda, K. Takeda, T. Otsuka, T. Nakajima, M.R. Delbecq, G. Allison, T. Honda, T. Koderu, Sh. Oda, Y. Hoshi, N. Usami, K.M. Itoh, S. Tarucha. *Nature Nanotechnol.*, **13**, 102 (2018).
- [18] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. *AIP Adv.*, **4**, 107133 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4899186>
- [19] J. Yoneda, T. Otsuka, T. Takakura, M. Pioro-Ladrière, R. Brunner, H. Lu, T. Nakajima, T. Obata, A. Noiri, Ch.J. Palmström, A.C. Gossard, S. Tarucha. *Appl. Phys. Express*, **8**, 084401 (2015).
- [20] R. Neumann, L.R. Schreiber. *J. Appl. Phys.*, **117**, 193903 (2015).
- [21] N.I. Dumoulin Stuyck, F.A. Mohiyaddin, R. Li, M. Heyns, B. Govoreanu, I.P. Radu. *Appl. Phys. Lett.*, **119**, 094001 (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0059939>