

05,08

Условия поворота на 180° направления намагниченности Ni микрочастиц с конфигурационной анизотропией только за счет термоиндуцированного магнитоупругого эффекта

© Д.А. Бизяев¹, Н.И. Нургазизов¹, А.П. Чукланов^{1,*}, А.А. Бухараев^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Россия

² Академия наук Республики Татарстан, Казань, Россия

* E-mail: achuklanov@kfti.knc.ru

Поступила в Редакцию 15 июля 2026 г.

В окончательной редакции 3 сентября 2026 г.

Принята к публикации 7 сентября 2026 г.

Изучены условия поворота на 180° квазиоднородной намагниченности в планарных никелевых частицах квадратной формы, обладающих конфигурационной анизотропией, под действием термоиндуцированных одноосных механических напряжений. Используя компьютерное моделирование, показано, что намагниченность частицы с четырехосевой симметрией может быть развернута на 180° только за счет изменения температуры монокристаллической подложки. Для планарных Ni частиц высотой 30 nm с различной степенью вогнутости сторон были найдены диапазоны латеральных размеров и углов ориентации направления одноосного напряжения относительно осей легкого намагничивания, в которых такой поворот может быть осуществлен.

Ключевые слова: планарные ферромагнитные частицы, компьютерное моделирование, конфигурационная анизотропия, квазиоднородная намагниченность.

DOI: 10.61011/FTT.2026.09.63910.10383

1. Введение

Высокосимметричные планарные ферромагнитные микро- и наночастицы с выраженной анизотропией формы являются перспективным объектом исследования в области стрейнтроники (от англ. strain — деформация) [1–4]. Под частицами с анизотропией формы в данном контексте понимаются планарные объекты с высокой симметрией (равносторонний треугольник, квадрат и т.п.) стороны которых плавно вогнуты к центру фигуры, вершины при этом имеют небольшое закругление (1–2% от длины стороны описанного многоугольника) [3,5–7]. Теоретические и численные расчеты показывают, что при соблюдении ряда условий, в структурах подобного рода может реализовываться квазиоднородное состояние намагниченности, характеризующееся наличием заметно отличного от нуля общего магнитного момента, который можно относительно просто зарегистрировать [6]. Локальные магнитные моменты при этом ориентированы преимущественно вдоль этого общего магнитного момента, но без строгой коллинеарности. Важной особенностью описанных частиц является сохранение квазиоднородного состояния намагниченности при размерах существенно превышающих размер однодоменности [5–7].

Направление общего магнитного момента можно сопоставить информации, и частица, таким образом, может быть использована как ее носитель. Частица с двумя возможными направлениями намагниченности сможет

хранить 1 бит информации, а для его записи будет необходимо развернуть это направление на 180° . Переключение (поворот) намагниченности между стабильными квазиоднородными состояниями, кроме традиционного прикладывания внешнего магнитного поля [1–4], можно реализовать за счет магнитоупругого эффекта, создавая в частице (через подложку) одноосные механические напряжения. Согласно теоретическим оценкам, такой способ позволяет снизить энергию, необходимую для записи информации, на несколько порядков [1,3]. Однако наводимая за счет создаваемых в частице механических напряжений, магнитоупругая анизотропия позволяет гарантированно повернуть направление намагниченности только на угол менее 90° . Поэтому для обхода этого ограничения поворот намагниченности частицы осуществляется через несколько состояний. Обычно используются два метода, суть которых можно описать, исходя из количества управляющих электродов, используемых для создания одноосных механических напряжений с помощью пьезоэлектрических подложек, на которых сформированы частицы.

В четырехэлектродном методе каждая пара электродов, при создании между ними электрического потенциала, контролируемо изменяет размеры пьезоподложки в определенном направлении, создавая ось магнитоупругой анизотропии в частице [8–11]. Положение первой оси подбирают так, чтобы она находилась под углом меньше 90° (обычно 50° – 70°) к начальной намагниченности. Вторая ось зеркально отражена относительно

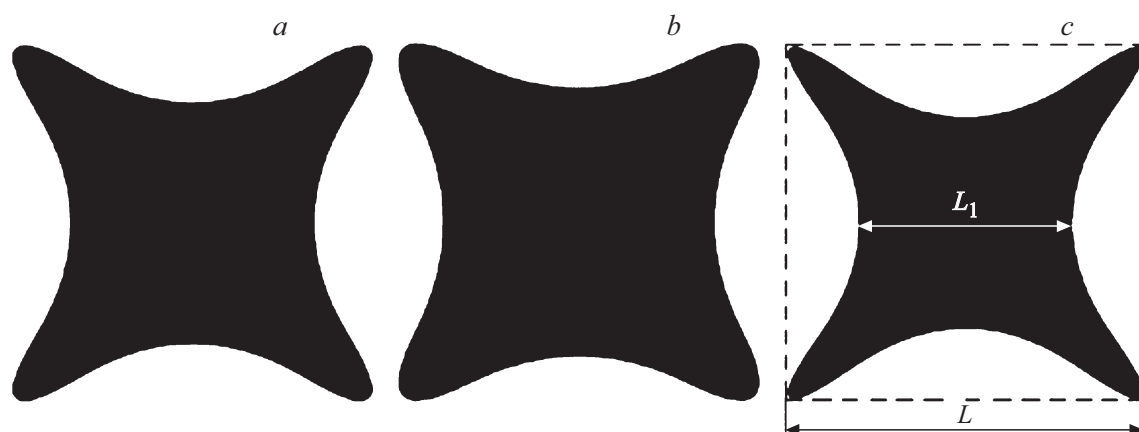


Рис. 1. Изображение масок, используемых при моделировании распределения намагниченности в частицах с разной степенью вогнутости сторон: *a* — 24%; *b* — 32%; *c* — 40%. Контурной линией показан периметр квадрата, в которую вписана частица с латеральным размером L . L_1 — размер частицы в самой узкой части (вдоль оси симметрии).

перпендикуляра к намагниченности. На каждую пару электродов последовательно подается по электрическому импульсу одинаковой полярности с небольшим перекрытием. За счет этого сначала направление намагниченности выстраивается вдоль первой оси, затем вдоль второй и после окончания действия импульсов (т.е. снятия механических напряжений) происходит поворот направления намагниченности частицы к ближайшему равносному состоянию, т.е. направление намагниченности оказывается развернутым в противоположном направлении по отношению к начальному [10].

В двухэлектродном методе на пару электродов подаются электрические импульсы с разной полярностью. При первом электрическом импульсе (например, положительном) частица сжимается, а при втором (отрицательном) — растягивается [12,13]. За счет этого создаваемые оси анизотропии повернуты относительно друг друга на угол 90° . Угол между первоначальным направлением намагниченности частицы и создаваемой осью анизотропии должен быть меньше 90° (существенная часть данной работы посвящена поиску оптимальных значений углов). Между двумя электрическими импульсами предусмотрено время на релаксацию системы, когда направление намагниченности принимает равновесное состояние.

Четырехэлектродный метод позволяет поворачивать направление намагниченности у частиц с симметрией осей кратной 2 (например, эллипсоидальных [10]). С помощью двухэлектродного метода можно поворачивать намагниченность только у частиц с осевой симметрией кратной 4 [12,13]. В двухэлектродном методе можно сделать систему гораздо более компактной разместив один электрод непосредственно под частицей, а второй — с другой стороны пьезоподложки.

По аналогии с двухэлектродным методом, для поворота намагниченности можно использовать термоиндуцированный магнитоупругий эффект. В этом случае одноосная деформация создается за счет изменения

температуры монокристаллической подложки, имеющей разные коэффициенты термического расширения вдоль кристаллографических осей [14,15]. При этом изменение размеров подложки происходит линейно, что позволяет хорошо контролировать величину создаваемого механического напряжения. Подложки на термоиндуцированном магнитоупругом эффекте проигрывают пьезоподложкам по быстродействию и энергоэффективности, однако могут быть востребованы при фундаментальных исследованиях, т.к. многие экспериментальные методы исследования магнитных свойств частиц позволяют легко изменять и контролировать температуру образца.

Несмотря на продемонстрированную возможность поворота направления намагниченности частицы на 180° только с помощью создаваемых в ней механических напряжений, данный процесс и условия, при которых он возможен изучены достаточно слабо. Не проводилось систематического изучения таких параметров, как размеры частиц, их форма и расположение на подложке, при которых возможен гарантированный поворот направления намагниченности на 180° . Также не изучена возможность поворота намагниченности только за счет термоиндуцированного магнитоупругого эффекта. Поэтому в данной работе исследовалась возможность поворота на 180° направления намагниченности планарных Ni частиц квадратной формы с различной степенью вогнутости сторон в зависимости от их латеральных размеров и ориентации сторон относительно кристаллографических осей монокристаллической подложки, используемой для создания термоиндуцированного магнитоупругого эффекта.

2. Методика моделирования

Возможность поворота намагниченности на 180° исследовалась методом компьютерного моделирования. Объектами исследования были Ni частицы с анизотропией формы, с различной степенью вогнутости сторон. Под степенью вогнутости понимается взятое в

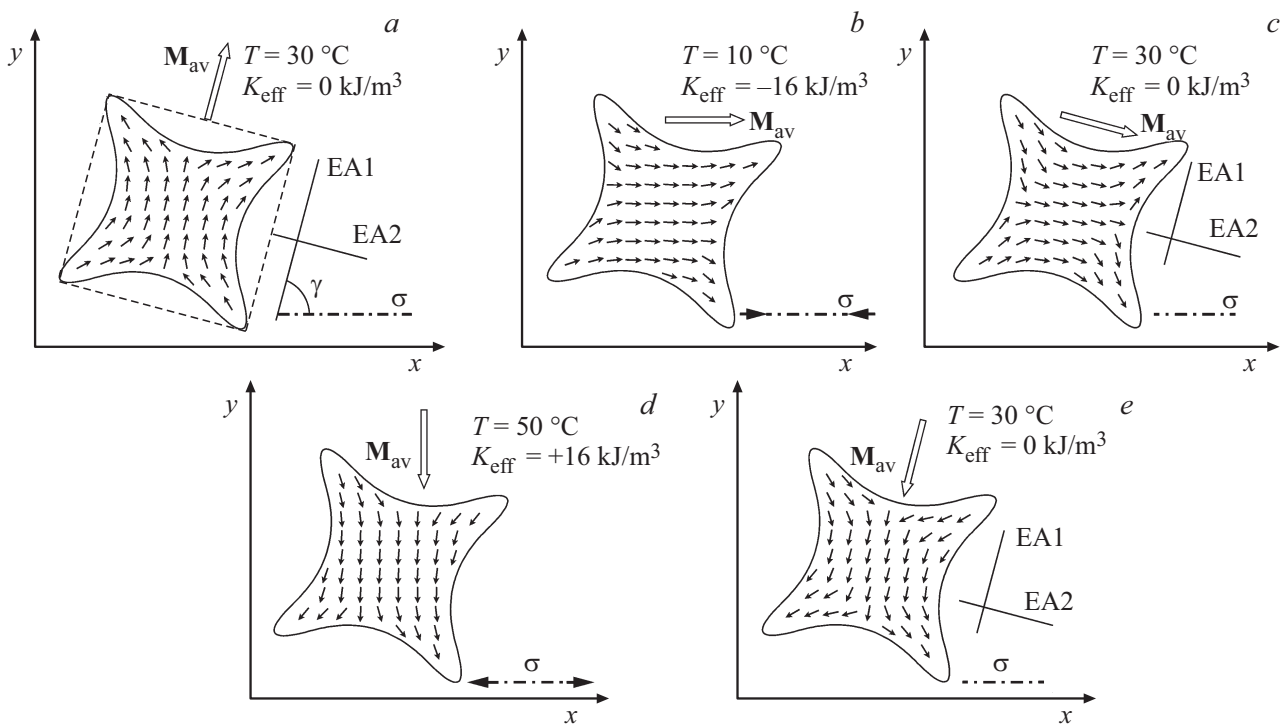


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая поворот намагниченности частицы на 180°. (a) — исходное состояние намагниченности частицы при $T = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$ без внешних механических напряжений, среднее направление намагниченности ($\mathbf{M}_{av}$) лежит вдоль EA1 и ориентировано вверх; (b) — состояние намагниченности при $T = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$, соответствует сжатию 310 МПа, $\mathbf{M}_{av}$ лежит вдоль оси OX; (c) — нагрев частицы до начальной температуры $T = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$ и снятие одноосного напряжения, вектор $\mathbf{M}_{av}$ повернулся на угол $|90^{\circ} - \gamma|$ по часовой стрелке и лежит вдоль ближайшей EA2 (соответствует п. 3б алгоритма); (d) — нагрев до $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ приводит к растяжению 310 МПа вдоль OX, вектор $\mathbf{M}_{av}$ поворачивается по часовой стрелке, выстраивается вдоль OY ориентируясь вниз; (e) — остывание до исходной температуры $T = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$ и снятие растяжения приводит к повороту $\mathbf{M}_{av}$ на угол $|90^{\circ} - \gamma|$ по часовой стрелке и ориентации вдоль EA1, как в исходном состоянии, но сменив направление на противоположное (соответствует п. 5 алгоритма), т.е. произошел поворот на 180°. Полная стрелка показывает направление вектора усредненной намагниченности $\mathbf{M}_{av}$, штрихпунктирная линия показывает ось напряжения, возникающую в подложке при нагреве и охлаждении, сплошными взаимно перпендикулярными линиями обозначены ОЛН частицы.

обратных процентах отношение длины частицы в самой узкой части к длине стороны описанного квадрата $CS = (1 - L_1/L) \cdot 100\%$ (рис. 1). Для исследования были выбраны частицы с вогнутостью $CS = 24\%$ (рис. 1, a), $CS = 32\%$ (рис. 1, b) и $CS = 40\%$ (рис. 1, c). В работе [16] было показано, что в них при высоте 30 nm квазиоднородное состояние намагниченности сохраняется при латеральных размерах до 0.35, 1.3 и 9.0 μm , соответственно. Равновесные распределения локальной намагниченности рассчитывались для различных направлений одноосной магнитоупругой анизотропии, которая возникает в частице из-за изменения температуры подложки.

При моделировании считалось, что Ni частицы имели поликристаллическую структуру, и за счет этого анизотропный коэффициент термического расширения $\alpha_p = 1.3 \cdot 10^{-5}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Поликристаллическость также позволила не учитывать при расчетах магнитокристаллическую анизотропию. Считалось, что частицы были сформированы на поверхности монокристаллического трибората лития (LiB_3O_5 , далее LBO), который обладает большой разницей в коэффициентах термического

расширения для разных кристаллографических осей. Для осей, формирующих поверхность подложки, они составляли: $\alpha_x = 10.8 \cdot 10^{-5}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$, $\alpha_z = 3.4 \cdot 10^{-5}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$, согласно данным их производителя (HG Optronics, Китай). Если учесть только разность в изменении размеров подложки вдоль разных кристаллографических осей (одинаковое изменение размеров подложки вдоль осей не приводит к появлению одноосной анизотропии и им можно пренебречь), то одноосная деформация частицы при изменении температуры образца составляет $\alpha = (\alpha_x - \alpha_p) - (\alpha_z - \alpha_p) = 7.4 \cdot 10^{-5}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Согласно литературным данным модуль Юнга никеля составляет 210 GPa [17], что при изменении температуры образца на $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ должно привести к созданию одноосных напряжений величиной 310 МПа. Согласно данным работы [18] такое напряжение соответствует наведенной магнитоупругой анизотропии равной $K_{me} = 16\text{ kJ/m}^3$, которое и использовалось при моделировании поворота направления намагниченности. Изменение температуры в $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ было выбрано из полученных ранее экспериментальных данных, которые показали, что магнитные свойства Ni

частиц на таких подложках не изменяются при многократно повторяемых циклах нагрева — охлаждения [19].

Для моделирования использовался программный пакет ООММФ [20]. Схема моделируемого эксперимента представлена на рис. 2, *a*. Ось механических напряжений (σ , обозначена штрихпунктирной линией) параллельна оси ОХ и совпадает с осью α_x кристалла. При температуре, равной температуре нанесения частиц, одноосные механические напряжения отсутствуют. При понижении температуры подложка, а с ней и частица, сжимаются вдоль σ (рис. 2, *b*, обозначено стрелками вовнутрь). В случае повышения температуры система растягивается (рис. 2, *d*, обозначено стрелками наружу). В свободном (без механических напряжений) состоянии частица имеет две взаимно перпендикулярные оси легкого намагничивания (ОЛН, сплошные линии на рис. 2, *a*), направленные вдоль сторон квадрата, описанного вокруг частицы (пунктирная линия на рис. 2, *a*). Наблюдаемые ОЛН обусловлены анизотропией формы частицы и согласуются с результатами, полученными другими авторами [5,12]. Для удобства изложения оси обозначены как ЕА1 и ЕА2. Начальное равновесное квазиоднородное распределение намагниченности частицы имеет усредненный магнитный момент (M_{av}) заметно отличный от нуля, его направление совпадает с одной из ОЛН. M_{av} в отсутствие механических напряжений всегда меньше намагниченности насыщения M_s . Так как обе ОЛН эквиваленты, в расчетах, для определенности, принималось, что в начальном равновесном состоянии вектор M_{av} параллелен ЕА1, ось механических напряжений всегда параллельна ОХ, и угол между ними обозначался как γ .

При моделировании варьировалось три параметра: латеральный размер частицы, степень вогнутости сторон и угол γ . Латеральные размеры частицы варьировались от максимального размера, при котором еще сохранялась квазиоднородная намагниченность (определены в работе [16]), до размера, при котором поворот намагниченности для любого γ не наблюдался. Шаг изменения латеральных размеров составлял 10 nm. В силу симметрии угол γ варьировался в диапазоне от 45 до 85° с шагом 5°, в диапазоне от 85 до 89° с шагом 1°. Частица разбивалась на параллелепипеды $5 \times 5 \times 30$ nm (последнее значение соответствует высоте). Каждый параллелепипед при расчетах принимался за единичный магнитный диполь. Алгоритм состоял из последовательных шагов:

1. Моделировалось равновесное распределение намагниченности в отсутствие деформации, т.е. считалось, что образец находится при 30°С (температура формирования частиц на подложке). Моделирование показывало, что M_{av} параллелен ЕА1 (рис. 2, *a*).

2. Моделировалось охлаждение образца на 20°С. Такое охлаждение соответствует одноосному сжатию частицы вдоль оси ОХ с механическим напряжением 310 МПа. Из-за отрицательной магнитострикции никеля ось магнитоупругой анизотропии тоже формируется

вдоль этого направления [19]. Наведенная анизотропия учитывалась в ООММФ-расчетах введением эффективной константы анизотропии $K_{eff} = -16$ kJ/m³. Моделирование показывало, что вектор M_{av} мог повернуться по часовой стрелке на угол приблизительно равный γ , и принять направление близкое к оси ОХ (см. рис. 2, *b*). В противном случае считалось, что поворота намагниченности при данном наборе параметров (CS , L , γ) не происходит, и дальнейшие расчеты не проводились.

3. Моделировалось нагревание образца до исходной температуры 30°С, что соответствует снятию одноосных напряжений ($K_{eff} = 0$ kJ/m³), исходя из состояния, полученного на втором шаге. Было показано, что частица могла прийти к одному из двух состояний: 3а — остаться в состоянии близком к полученному после расчета, проведенного в п. 2 (рис. 2, *b*); 3б — вектор M_{av} мог повернуться по часовой стрелке на угол $|90^\circ - \gamma|$, и принять направление, совпадающее с ЕА2 частицы (см. рис. 2, *c*). Состояние 3а не приводило к повороту M_{av} на 180° и дальнейшие расчеты не проводились.

4. Моделировалось нагревание образца до 50°С, что приводило к одноосному растяжению частицы вдоль оси ОХ. Из-за отрицательной магнитострикции никеля ось магнитоупругой анизотропии формировалась вдоль оси ОУ, т.е. перпендикулярно оси сформированной в п. 2. В ООММФ-расчетах вводился $K_{eff} = +16$ kJ/m³. В результате расчетов вектор M_{av} поворачивался на угол γ (рис. 2, *d*).

5. Моделировалось охлаждение образца до начальной температуры 30°С ($K_{eff} = 0$ kJ/m³). Вектор M_{av} при этом поворачивался по часовой стрелке на угол $|90^\circ - \gamma|$, и принимал направление, совпадающее с ЕА1 частицы, но противоположное начальному (рис. 2, *e*). Соответственно считалось, что при данном наборе параметров (CS , L , γ) реализуется поворот направления квазиоднородной намагниченности частицы на 180°.

3. Результаты

Результаты моделирования, показывающие диапазон латеральных размеров (L) и углов γ между ЕА1 и осью механических напряжений σ , при которых описанный выше протокол гарантированно поворачивает квазиоднородную намагниченность частицы на 180° показаны на рис. 3. Моделирование выполнено для трех степеней вогнутости частиц: 24, 32 и 40 %. Полигональные области, внутри которых происходит поворот намагниченности, закрашены цветом. Для наглядности ось ОУ имеет свой диапазон для каждого из случаев. Обсудим каждый из полученных графиков более предметно.

Частицы с вогнутостью сторон 24 % (рис. 3, *a*). По оси абсцисс многоугольник перемагничивания лежит в диапазоне углов $60^\circ \leq \gamma \leq 86^\circ$, по оси ординат в диапазоне латеральных размеров $0.24 - 0.35 \mu\text{m}$. Верхний предел латерального размера определяется стабильностью квазиоднородного состояния: при размерах больше $0.35 \mu\text{m}$ для $CS = 24$ % частиц становится энергетически

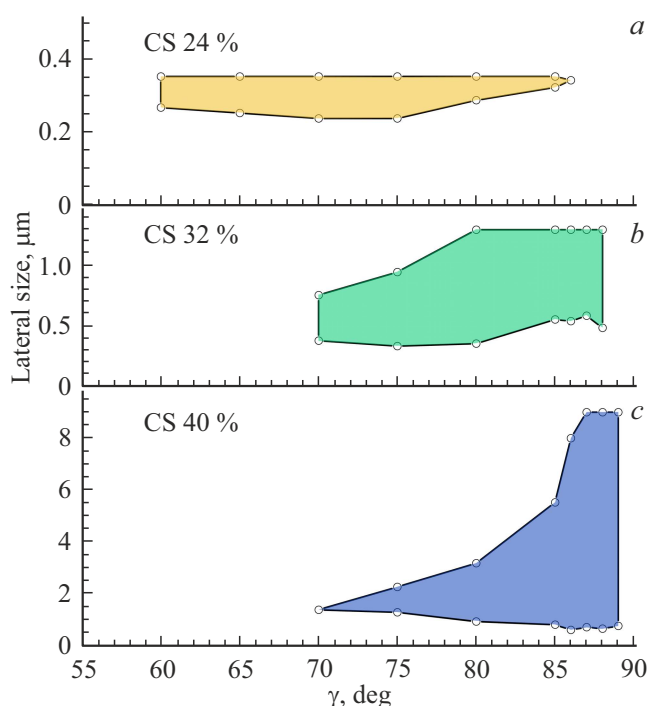


Рис. 3. Диаграммы латеральных размеров и углов между ОЛН и одноосными напряжениями для Ni частиц, при которых происходит поворот намагниченности на 180° для вогнутости сторон: *a* — 24%; *b* — 32%; *c* — 40 %.

выгодным многодоменное состояние [16]. При размерах меньше $0.24\text{ }\mu\text{m}$ создаваемое в частицах механическое напряжение оказывается недостаточным для того, чтобы магнитоупругая анизотропия могла изменить направление квазиоднородной намагниченности (работа алгоритма останавливалась на п. 2). При $\gamma < 60^\circ$ поворота намагниченности не происходит, т. к. такие значения угла близки к оси трудного намагничивания (ОТН) частицы. Из-за симметрии частицы у нее две ОТН, расположенных под углом 45° к ОЛН. И при $\gamma < 60^\circ$ энергии наведенной анизотропии не хватает чтобы выстроить $\mathbf{M}_{av}$ под таким углом (работа алгоритма также останавливалась на п. 2). При $70^\circ \leq \gamma \leq 75^\circ$ наблюдается перемагничивание частиц в максимально широком диапазоне латеральных размеров. При других значениях γ поворот намагниченности в частицах с $CS = 24\%$ наблюдается в диапазоне латеральных размеров сужающемся к большим значениям. Наибольший диапазон углов, в котором происходит поворот намагниченности, наблюдается у частиц с латеральными размерами $0.34\text{ }\mu\text{m}$.

Частицы с вогнутостью сторон 32 % (рис. 3, *b*). Поворот намагниченности ожидаемо наблюдается в большем диапазоне латеральных размеров: $0.33\text{--}1.29\text{ }\mu\text{m}$. В первую очередь это связано с заметно большим диапазоном стабильности квазиоднородного состояния, оно сохраняется вплоть до $1.29\text{ }\mu\text{m}$ [16]. При размерах меньше $0.33\text{ }\mu\text{m}$ энергии наведенной магнитоупругой недостаточно для изменения направления $\mathbf{M}_{av}$, что связано

с увеличением коэрцитивной силы частиц из-за анизотропии формы по сравнению с частицами с $CS = 24\%$. При этом диапазон углов $70^\circ \leq \gamma \leq 88^\circ$ уменьшается и смещается в сторону больших значений. При $\gamma = 89^\circ$ поворота намагниченности не наблюдается при любых латеральных размерах. Такое поведение $\mathbf{M}_{av}$, по нашему мнению, обусловлено анизотропией формы исследуемых частиц. Влияние ОТН проявляется уже при $\gamma < 70^\circ$ и энергии наведенной анизотропии не хватает для того, чтобы выстроить его в таком направлении (работа алгоритма останавливалась на п. 2). Также за счет анизотропии формы вектору $\mathbf{M}_{av}$ при $\gamma = 88^\circ$ проще повернуться до положения, когда он направлен вдоль EA2 (третий шаг алгоритма), что и приводит к увеличению диапазона латеральных размеров при данном значении γ . Оптимальное значение $\gamma = 80^\circ$, при этом угле поворот намагниченности наблюдается в наибольшем диапазоне латеральных размеров $0.35\text{--}1.29\text{ }\mu\text{m}$.

Частицы с вогнутостью сторон 40 % (рис. 3, *c*). Поворот намагниченности происходит при $70^\circ \leq \gamma \leq 89^\circ$. Это больше диапазона углов чем у частиц с $CS = 32\%$. Однако для $\gamma = 70^\circ$ поворот $\mathbf{M}_{av}$ наблюдается только для частиц размером $1.4\text{ }\mu\text{m}$. Это позволяет предположить, что тенденция по смещению углов и сокращению их диапазона сохраняется. Для частиц с $CS = 40\%$ поворот $\mathbf{M}_{av}$ наблюдается в наибольшем диапазоне латеральных размеров $0.68\text{--}9\text{ }\mu\text{m}$ при $\gamma = 88^\circ$. Оптимальное значение угла составляет $86^\circ \leq \gamma \leq 89^\circ$.

Таким образом, увеличение вогнутости сторон (т.е. влияние анизотропии формы, которое позволяет сохранить квазиоднородную намагниченность при большем размере частицы), приводит к снижению диапазона углов, под которым частицу можно расположить на подложке для гарантированного поворота намагниченности. При этом абсолютные значения этого угла увеличиваются и приближаются к 90° .

4. Заключение

В работе предложен алгоритм разворота на 180° квазиоднородной намагниченности планарных частиц с анизотропией формы только за счет термоиндуцированных одноосных механических напряжений, без внешнего магнитного поля. На основе этого алгоритма было проведено компьютерное моделирование в OOMMF и найдены диапазон латеральных размеров и углы ориентации ОЛН частицы относительно оси механического напряжения, при которых возможен разворот на 180° намагниченности планарных Ni частиц высотой 30 nm , в зависимости от анизотропии формы. Анализируя эти результаты, можно сделать вывод о том, что увеличение анизотропии формы (т.е. увеличение вогнутости сторон) приводит к расширению диапазона латеральных размеров, в котором возможен разворот намагниченности. В первую очередь это связано с увеличением диапазона латеральных размеров, в котором сохраняется

квазиоднородная намагниченность частиц. В частности, было показано, что для частиц с вогнутостью сторон 40 % этот диапазон равен $0.68\text{--}9.0\text{ }\mu\text{m}$. Однако за счет увеличения влияния анизотропии формы сужается диапазон углов ориентации осей частицы относительно оси индуцируемого механического напряжения. Например, для реализации поворота намагниченности в диапазоне размеров $0.7\text{--}9.0\text{ }\mu\text{m}$ необходимо выдерживать оптимальный угол в 88° с точностью $\pm 1^\circ$, что может оказаться тяжело реализуемым экспериментально. Для практических целей представляется оптимальным использовать либо частицы с вогнутостью 32 % с латеральными размерами $0.6\text{--}1.0\text{ }\mu\text{m}$ (иными словами, при целевом размере $0.8\text{ }\mu\text{m}$ точность изготовления будет $\pm 0.2\text{ }\mu\text{m}$), либо частицы с вогнутостью 40 % с размерами $1.3\text{--}2.3\text{ }\mu\text{m}$ ($1.8 \pm 0.5\text{ }\mu\text{m}$). Для этих случаев при выборе угла в 80° точность ориентации понижается с $\pm 1^\circ$ до $\pm 5^\circ$.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K. Roy, S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha. *APL* **99**, 063108 (2011). DOI: 10.1063/1.3624900
- [2] A.I. Morosov. *Phys. Solid State* **56**, 865 (2014). DOI: 10.1134/S1063783414050199
- [3] А.А. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов. *УФН* **188**, 1288 (2018). DOI: 10.3367/UFNe.2018.01.038279
- [4] S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha, A. Barman. *Appl. Phys. Rev* **8**, 041323 (2021). DOI: 10.1063/5.0062993
- [5] B. Lambson, Zh. Gu, M. Monroe, S. Dhuey, A. Scholl, J. Bokor. *Appl. Phys. A* **111**, 413 (2013). DOI: 10.1007/s00339-013-7654-y
- [6] A.A. Bukharaev, D.A. Bizyaev, N.I. Nurgazizov, A.P. Chuklanov, N.Kh. Useinov. *JMMM* **500**, 166315 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2019.166315
- [7] E. Öncü, A. Ehrmann. *Cond. Matt.* **6**, 17 (2021). DOI: 10.3390/condmat6020017
- [8] A.K. Biswas, S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha. *APL* **105**, 7, 072408 (2014). DOI: 10.1063/1.4893617
- [9] C.-Y. Liang, S.M. Keller, A.E. Sepulveda, W.-Y. Sun, J. Cui, C.S. Lynch, G.P. Carman. *J. Appl. Phys.* **116**, 123909 (2014). DOI: 10.1063/1.4896549
- [10] A.K. Biswas, H. Ahmad, J. Atulasimha, S. Bandyopadhyay. *Nano Lett.* **17**, 3478 (2017). DOI: 10.1021/acs.nanolett.7b00439
- [11] G. Yu, H. Lin, Y. Li, H. Zhang, N. Sun. *IEEE Trans. Magn.* **53**, 11, 5300605 (2017). DOI: 10.1109/TMAG.2017.2711250
- [12] J.J. Wang, J.M. Hu, J. Ma, J.X. Zhang, L.Q. Chen, C.W. Nan. *Sci. Rep.* **4**, 7507 (2014). DOI: 10.1038/srep07507
- [13] R.-C. Peng, J.J. Wang, J.-M. Hu, L.-Q. Chen, C.-W. Nan. *APL* **106**, 142901 (2015). DOI: 10.1063/1.4917228
- [14] Y. Liu, Q. Zhan, G. Dai, X. Zhang, B. Wang, G. Liu, Z. Zuo, X. Rong, H. Yang, X. Zhu, Y. Xie, B. Chen, R.-W. Li. *Sci. Rep.* **4**, 6925 (2014). DOI: 10.1038/srep06925
- [15] Н.И. Нургазизов, Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, А.П. Чукланов, В.Я. Шур, А.Р. Ахматханов. *ФТТ* **64**, 9, 1316 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52826.29NN
- [16] D.A. Bizyaev, N.I. Nurgazizov, A.P. Chuklanov, A.A. Bukharaev. *Phys. Status Solidi A*, e202500908 (2025). DOI: 10.1002/pssa.202500908
- [17] А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский. *Физические величины: Справочник*. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат. М. (1991). 1232 с.
- [18] Д.А. Бизяев, А.П. Чукланов, Н.И. Нургазизов, А.А. Бухараев. *ПЖЭТФ* **118**, 7–8, 602 (2023). DOI: 10.31857/S1234567823200090
- [19] А.А. Бухараев, Д.А. Бизяев, Н.И. Нургазизов, А.П. Чукланов. *ПЖТФ* **51**, 3, 3 (2025). DOI: 10.61011/PJTF.2025.03.59810.20055; <https://journals.ioffe.ru/articles/59810>
- [20] M.J. Donahue, D.G. Porter. *OOMMF User's Guide, Version 1.0*. Nat. Inst. Standards Technol., Gaithersburg, MD (1999).

Редактор А.Н. Смирнов