

05,13

Магнитоупругий эффект в субмикронных частицах Ni, сформированных на поверхности кристалла трибората лития

© Д.А. Бизязев, А.П. Чукланов, Н.И. Нургазизов, А.А. Бухараев, Е.О. Кудрявцева

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

E-mail: dbiziaev@inbox.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Изучалось влияние термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на поле переключения намагниченности субмикронных прямоугольных Ni-частиц в зависимости от ориентации их длинной стороны относительно кристаллических осей подложки. Для этого частицы размерами $0.9 \times 0.3 \times 0.03 \mu\text{m}$ были сформированы на поверхности монокристаллического трибората лития (LiB_3O_5) лежащими под углом 0, 20, 50, 65 и 90° к оси z монокристалла. Было экспериментально показано, что за счет изменения температуры образца в интервале $25\text{--}55^\circ\text{C}$ можно как снизить, так и повысить значение поля переключения частиц. Наблюдаемые изменения поля переключения связаны с наводимой в частицах магнитоупругой анизотропией за счет разности в термических коэффициентах расширения подложки по разным кристаллическим осям и углом между длинной стороной частицы и осью z монокристалла.

Ключевые слова: термоиндуцированный магнитоупругий эффект, субмикронные частицы, поле переключения, магнитно-силовая микроскопия.

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58247.18NN

1. Введение

В настоящее время одной из проблем использования магнитных сред для записи и хранения информации являются два взаимоисключающих требования. С одной стороны, требуется высокая коэрцитивная сила среды для хранения информации с целью повышения помехоустойчивости и сроков хранения. С другой стороны, требуется низкая коэрцитивная сила среды при записи информации с целью снижения количества энергии, потребляемой такими устройствами. Было предложено несколько способов для решения этой проблемы. В частности, предлагалось снижать коэрцитивную силу за счет нагрева — это так называемый метод термоассистированной магнитной записи информации (Heat-Assisted Magnetic Recording — HAMR) [1–3] и за счет магнитоупругого эффекта [4–6].

С помощью HAMR запись бита информации осуществляется внешним магнитным полем в момент нагрева отдельной ферромагнитной частицы, выступающей как носитель бита информации. Нагрев может осуществляться с помощью сфокусированного импульсного лазерного излучения [1]. В этом случае за счет нагрева коэрцитивная сила частицы существенно снижается, и запись информации может происходить при достаточно небольших значениях внешнего магнитного поля. Хранение и считывание информации происходит при комнатной температуре. Недостатком этого метода является необходимость использования высоких температур — близко или даже выше температуры Кюри частицы [2].

С помощью магнитоупругого эффекта коэрцитивная сила снижается за счет создания в частицах наведенной магнитоупругой анизотропии. Для этого их можно сформировать на подложке с анизотропным коэффициентом термического расширения, например, поливинилиденфториде (ПВДФ) [4] или триборате лития (LiB_3O_5) [6]. Также можно использовать подложки, которые испытывают фазовый переход при нагревании/остывании, при этом изменяются размеры элементарной ячейки в каком-нибудь одном направлении, как в случае подложек с анизотропным коэффициентом термического расширения. Подобные исследования были выполнены на подложке из оксида ванадия [7]. Другие способы создания магнитоупругого эффекта в образце представлены в работах [8,9].

Одновременное использование нагрева и магнитоупругого эффекта может быть перспективным средством уменьшения коэрцитивной силы в момент записи информации. С этой точки зрения наибольший интерес представляют ферромагнитные частицы, у которых состояние однородной или квазиоднородной намагниченности разворачивается на 180° и сохраняется после отключения внешнего поля и понижения температуры образца до исходной (т.е. температуры хранения информации). Под „квазиоднородной намагниченностью“ здесь понимается такое состояние магнитной подсистемы объекта с размерами заметно больше, чем радиус однодоменности, при котором из-за анизотропии формы в нём не образуется многодоменное состояние. Обычно квазиоднородной структурой намагниченности обладают планарные частицы, имеющие форму сильно вытянутого

эллипса, треугольные и четырехугольные частицы с различной степенью вогнутости сторон [10,11].

Ранее нами уже проводились исследования с такими же частицами Ni на подложке LiB_3O_5 [6]. Однако при этом было рассмотрено только одно направление, относительно которого в частицах создавались одноосные механические напряжения сжатия и растяжения. Внешнее магнитное поле при этом всегда было направлено вдоль длинной стороны частицы. Было установлено, что за счет увеличения температуры образца всего на 15°C можно снизить величину поля переключения таких частиц в 1.57 раза. При этом остался открытым вопрос: как будет изменяться поле переключения частицы, если одноосное механическое напряжение и внешнее магнитное поле будет наводиться под разными углами относительно ее сторон. Хорошо известно, что коэрцитивная сила частицы зависит от направления, в котором прикладывается внешнее магнитное поле [12], и от того в каком направлении наводится магнитоупругая анизотропия [6,9,13]. В настоящей работе исследовалось влияние термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на поле переключения планарных прямоугольных частиц в зависимости от ориентации этих частиц относительно оси z подложки из трибората лития (LiB_3O_5).

2. Методики приготовления образцов и проведения измерений

Для проведения измерений Ni-частицы были сформированы на поверхности монокристаллического трибората лития (LiB_3O_5 , далее LBO) фирмы HG Optronics. Для этого использовалась методика, подробно описанная в работе [6]. Плоскость для формирования частиц была образована кристаллическими осями x и z . Согласно данным производителя коэффициенты термического расширения LBO вдоль оси x составляли $\alpha_x = 10.8 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, вдоль оси z $\alpha_z = 3.4 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. Перед проведением напыления Ni на поверхности LBO была сформирована сплошная плёнка Ti толщиной 5 nm. Плёнка была необходима при проведении дальнейших измерений с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ). В дальнейшем, при проведении МСМ-измерений, она заземлялась для того, чтобы исключить влияние электростатического взаимодействия МСМ-зонда и образца.

Затем на поверхность подложки напылялся Ni в виде квадратных микрочастиц с латеральными размерами $7.5 \mu\text{m}$. Для этого на время напыления Ni к поверхности подложки плотно прижималась металлическая сетка, имеющая соответствующие размеры отверстий. Для напыления металлов использовался метод распыления электронным лучом твердотельной мишени из соответствующего материала в условиях сверхвысокого вакуума. При проведении напыления температура подложки поддерживалась равной $+35^\circ\text{C}$. Это позволило в дальнейшем, выполняя МСМ-измерения в диапазоне от

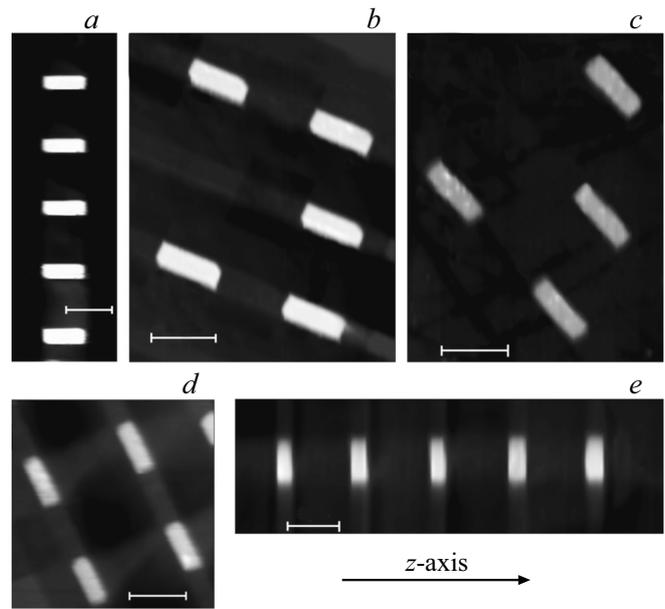


Рис. 1. Изображение участков поверхности подложки со сформированными Ni-частицами, расположенными под углами к оси z подложки: (a) — 0° ; (b) — 20° ; (c) — 50° ; (d) — 65° ; (e) — 90° . Длина размерного бара $1 \mu\text{m}$. Перепад высот составляет для a — 40 nm ; b, c — 50 nm ; d — 120 nm ; e — 60 nm . Стрелкой показано направление оси z подложки из LiB_3O_5 .

+25 до $+35^\circ\text{C}$ условно охлаждать образец, а в диапазоне от $+35$ до $+55^\circ\text{C}$ его нагревать.

Далее с помощью сканирующей зондовой литографии из отдельной квадратной поликристаллической Ni-микрочастицы размером $7.5 \mu\text{m}$ формировался массив из нескольких субмикронных частиц прямоугольной формы размерами $0.9 \times 0.3 \times 0.03 \mu\text{m}$. Для этого весь лишний металл фактически соскребался с поверхности подложки алмазным зондом (так называемая „scratching“ методика). Излишки Ni после отделения от частиц имели плохую адгезию к поверхности подложки и легко удалялись при помощи промывки образца дистиллированной водой в ультразвуковой ванне. В каждом из сформированных массивов частицы были расположены таким образом, что их длинная сторона образовывала определенный угол с кристаллической осью z LBO-подложки (рис. 1). Так как для формирования отдельного массива использовалась квадратная $7.5 \mu\text{m}$ микрочастица, то в каждом массиве получалось разное количество частиц. В некоторых случаях во время проведения литографии алмазный зонд отрывал частицу от поверхности подложки (рис. 1, b, c). Количество частиц в каждом полученном массиве составляло от 9 до 15 единиц. За счет применения „scratching“ методики полученные частицы располагались на своеобразном пьедестале из LBO-подложки, т.к. глубина проникновения алмазного зонда в подложку плохо поддавалась контролю и было необходимо гарантировать полное удаление металла между

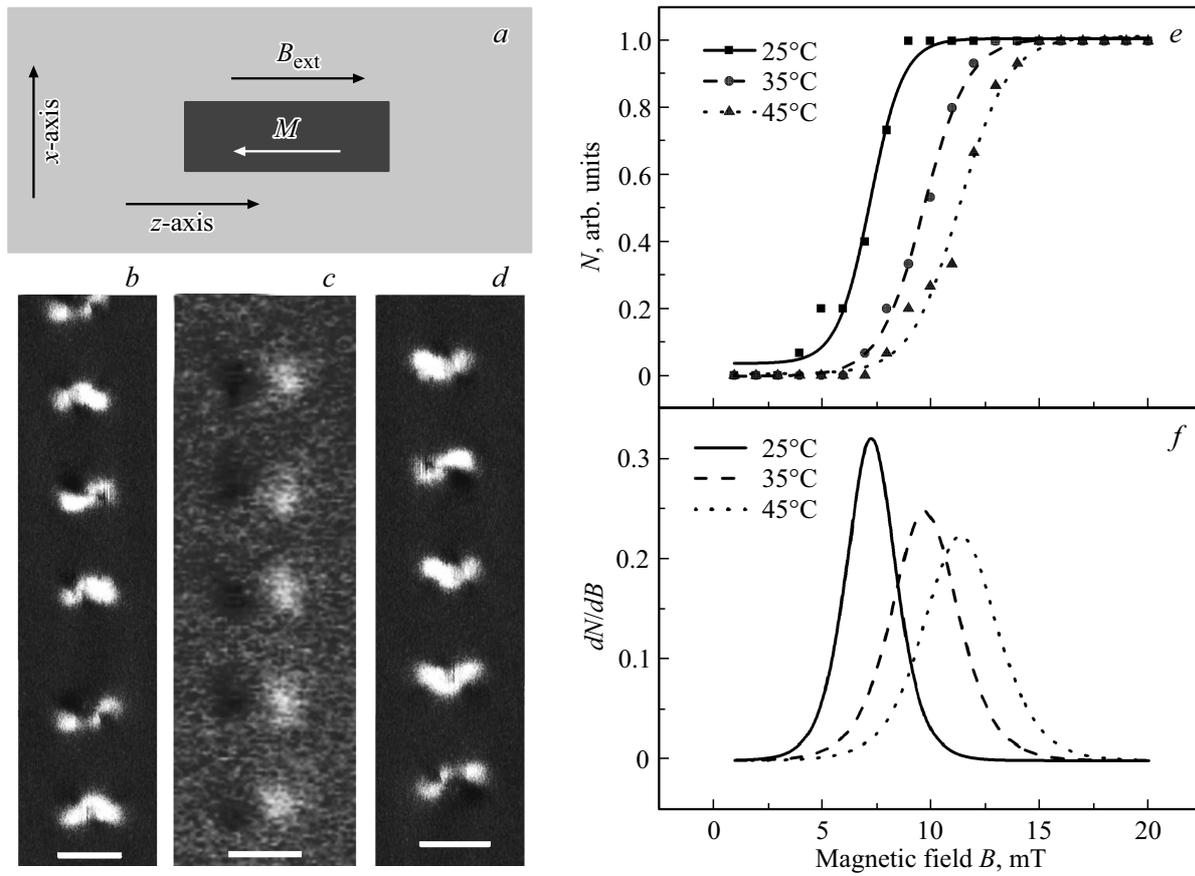


Рис. 2. Схема расположения частицы на подложке — (a); Стрелками показаны направления осей кристалла LBO и внешнего магнитного поля (\mathbf{B}_{ext}), а также направление намагниченности частицы (\mathbf{M}). МСМ-изображение: исходного состояния Ni-частиц в поле 0 мТ после выключения намагничивающего поля -50 мТ при температуре образца 25°C (b); начальное состояние частиц в поле -20 мТ при температуре образца 35°C (c); в поле 0 мТ после перемагничивания и понижения температуры до 25°C — (d). Длина размерного бара составляет $1\ \mu\text{m}$. Зависимости количества частиц (N), изменивших направление намагниченности, от внешнего магнитного поля и температуры структуры — (e). Фигурами (треугольник, круг, квадрат) показаны экспериментальные данные, линиями (сплошная, пунктирная и точки) — результаты фитинга для соответствующих температур. Зависимости увеличения количества перемагнитившихся частиц (dN/dB), представляет собой производную аппроксимационных кривых (e), от внешнего магнитного поля при разных температурах — (f).

частицами. Поэтому высота пьедестала из LBO для каждого ряда изготовленных частиц была разной, что обусловило большой разброс по высоте, наблюдаемый на АСМ-изображениях (рис. 1) полученных массивов частиц. При этом высота всех Ni-частиц составляет $0.03\ \mu\text{m}$ и определяется толщиной напыленного металла.

Полученные Ni-частицы были поликристаллическими и согласно литературным данным их коэффициент термического расширения составлял $\alpha_p = 1.3 \cdot 10^{-5}\ \text{C}^{-1}$ [14]. Исходя из приведённых выше коэффициентов термического расширения, увеличение температуры образца должно было приводить к растяжению частиц вдоль оси x LBO-подложки. В этом случае наводимая одноосная деформация при изменении температуры (ΔT) должна была составить $\varepsilon = ((\alpha_x - \alpha_p) - (\alpha_z - \alpha_p)) \cdot T = 7.4 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta T$. Согласно литературным данным [14] модуль Юнга Ni равен $E = 210\ \text{GPa}$ и термоиндуцируемое одноосное

механическое напряжение должно было составить $\sigma = 15.5 \cdot \Delta T\ \text{MPa}$. За счет отрицательной константы магнитострикции Ni растяжение частиц должно приводить к созданию оси наведенной магнитной анизотропии в направлении, перпендикулярном этому сжатию, т.е. вдоль оси z . Снижение температуры образца должно было приводить к сжатию частиц вдоль оси x LBO-подложки и соответственно к созданию оси наведенной магнитной анизотропии в этом же направлении, т.е. перпендикулярно оси z .

Для проведения зондовой литографии и МСМ-измерений использовался сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) Ntegra. Зондовая литография была проведена с помощью алмазных зондов „D300“ (SCDprobes). МСМ-измерения были выполнены низкомоментными магнитными зондами „PPP-LM-MCMR“ (Nanosensor). Также, для снижения влияния МСМ-зонда на распределение намагниченности в частицах, МСМ-измерения

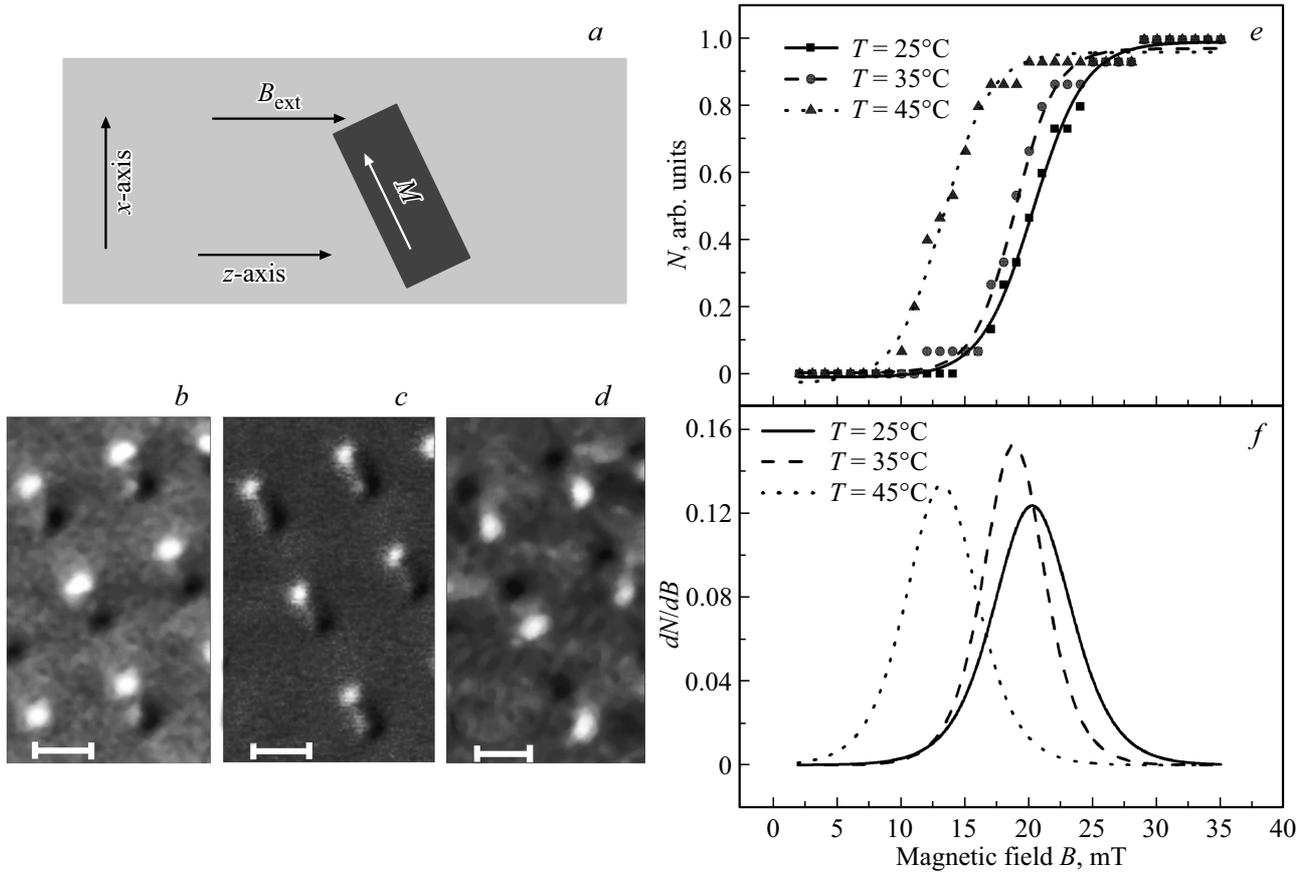


Рис. 3. Схема расположения частицы на подложке — (a); стрелками показаны направления осей кристалла LBO и внешнего магнитного поля (B_{ext}), а также направление намагниченности частицы (M). МСМ-изображение: исходного состояния Ni-частиц в поле 0 мТ после выключения намагничивающего поля -50 мТ при температуре образца 30°C — (b); начальное состояние частиц в поле -30 мТ при температуре образца 35°C (c); в поле 0 мТ после перемагничивания и понижения температуры до 30°C — (d). Длина размерного бара составляет $1\ \mu\text{m}$. Зависимости количества частиц (N), изменивших направление намагниченности, от внешнего магнитного поля и температуры образца — (e). Фигурами (треугольник, круг, квадрат) показаны экспериментальные данные, линиями (сплошная, пунктирная и точки) — результаты фитинга для соответствующих температур. Зависимости увеличения количества перемагнитившихся частиц (dN/dB), представляет собой производную аппроксимационных кривых (e), от внешнего магнитного поля при разных температурах — (f).

проводились в однопроходном режиме. Для проведения МСМ-измерений во внешнем магнитном поле использовался интегрированный в СЗМ постоянный магнит, который позволял создавать в плоскости образца магнитное поле до 0.08 Т. При проведении МСМ-измерений образец располагался таким образом, чтобы внешнее магнитное поле было направлено вдоль оси z монокристалла LBO. СЗМ был также оборудован температурной ячейкой, которая позволяла нагревать образец от комнатной температуры до 150°C .

Измерение величины поля переключения частиц выполнялось следующим образом. При комнатной температуре включалось магнитное поле существенно большее поля анизотропии частиц (-50 мТ) и частицы квазиоднородно намагничивались в нем. Затем поле выключалось и проводилось МСМ-измерение распределения намагниченности в частицах. Это состояние считалось начальным. При этом могло наблюдаться как

неоднородное распределение намагниченности в частицах (рис. 2, b), так и квазиоднородное распределение намагниченности (рис. 3, b). Далее образец нагревался до нужной температуры, т.е. при помощи изменения температуры создавалась такая деформация, которая влияла на величину и направление (сжатие или растяжение) действующих на частицу термоиндуцированных одноосных напряжений. После этого внешнее магнитное поле прикладывалось в противоположном направлении и постепенно увеличивалась с определенным шагом (1 мТ). На каждом шаге проводилось МСМ-сканирование исследуемого массива частиц. Внешнее магнитное поле увеличивалось до того момента, пока не происходило квазиоднородное намагничивание частицы по полю. Это значение внешнего поля принималось за поле переключения данной частицы. Рост магнитного поля продолжался до тех пор, пока все частицы не были намагничены по полю. Далее внешнее магнитное поле

выключалось и образец остывал до комнатной температуры. После этого опять получалось МСМ-изображение (рис. 2, *d*), которое сравнивалось с начальным изображением частицы (рис. 2, *b*). Делалось это для проверки устойчивости полученного состояния. Состояние считалось устойчивым, если полученное МСМ-изображение было квазиоднородным (рис. 3, *d*) и инвертированным по отношению к начальному (рис. 3, *b*).

3. Результаты и обсуждения

Измерение полей переключения было начато с массива частиц, длинная сторона которых была ориентирована параллельно оси z LBO-подложки (угол 0°). Схематично ориентация частиц относительно подложки и внешнего магнитного поля представлена на рис. 2, *a*. МСМ-изображение частиц в начальном состоянии при комнатной температуре (25°C) представлено на рис. 2, *b*. В частицах не наблюдается состояние однородного распределения намагниченности. Это связано с тем, что частицы сформированы при температуре 35°C . Соответственно при температуре 25°C происходит одноосное сжатие частицы в направлении оси x LBO-подложки и в этом же направлении формируется ось магнитоупругой анизотропии, которая в отсутствие внешнего магнитного поля приводит к разрушению однородной намагниченности частицы. С помощью внешнего магнитного поля -20 мТ все частицы были однородно намагничены (рис. 2, *c*) и начато измерение поля переключения частиц. Для этого магнитное поле было снижено до нуля и с шагом 1 мТ оно увеличивалось в противоположном направлении. На каждом шаге проводилось МСМ-сканирование и фиксировалось количество частиц, направление намагниченности которых изменилось на противоположное (рис. 2, *e*). После того как все частицы были перемагничены, проводился новый цикл измерения поля переключения частиц уже при другой температуре. Шаг по температуре при этом составлял 5°C .

Для каждой температуры образца была получена зависимость количества переключившихся частиц от величины приложенного внешнего поля (рис. 2, *e*). Для наглядности на рисунке приведены результаты только для трех температур: 25 , 35 и 45°C . Для удобства проведения дальнейшего анализа и для сравнения данных, полученных на разных массивах, количество переключившихся частиц было отнормировано на общее количество частиц в исследуемом массиве. Так как количество измеряемых частиц было небольшим, и они имели разброс по размерам, то для усреднения полученных значений проводилась аппроксимация этих данных функцией $Y = a / (1 + b \cdot \exp(-k \cdot X))$. Далее эта кривая дифференцировалась и по максимуму производной определялось среднее значение поля переключения частиц при данной температуре (рис. 2, *f*). Согласно полученным данным, при такой ориентации частиц относительно оси z LBO-кристалла максимальное изме-

Экспериментальная величина среднего значения поля переключения (B_{sw}) Ni-частиц в зависимости от температуры образца и угла (α) между длинной стороной частиц и осью z LBO-подложки

	Угол $\alpha, (^\circ)$	Температура образца, ($^\circ\text{C}$)						
		25	30	35	40	45	50	55
Поле переключения $B_{sw}, (\text{мТ})$	0	7	7	10	10	11	11	11
	20	—*	17	21	23	24	29	29
	50	17	15	14	13	14	12	12
	65	—*	20	19	16	13	13	15
	90	—*	47	37	27	20	18	14

Примечание. * Прочерк в таблице означает, что при данной температуре измерения не проводились.

нение величины поля переключения частиц достигается при увеличении температуры с 30 до 45°C . При этом происходит его увеличение на 4 мТ или в 1.57 раза.

После измерения поля переключения частиц, длинная сторона которых была параллельна оси z LBO-подложки, была проведена аналогичная серия измерений для массива частиц, длинная сторона которых была расположена под углом 65° к этой оси. Схема расположения таких частиц на LBO-подложке представлена на рис. 3, *a*. В начальном состоянии эти частицы, в отличие от предыдущих, имели квазиоднородную намагниченность (рис. 3, *b*). Под действием внешнего магнитного поля происходило переключение направления намагниченности, которое сохранялось после его снятия и остывания образца (рис. 3, *d*). Такое устойчивое состояние квазиоднородной намагниченности частиц, на наш взгляд, обусловлено тем, что ось наводимой анизотропии, формирующаяся при сжатии под углом 90° к оси z LBO, довольно близка к направлению оси легкого намагничивания, угол $83^\circ = 65^\circ + 18^\circ$, обусловленному расположением прямоугольной частицы относительно подложки (угол 18° для диагонали идеальной прямоугольной частицы с латеральными размерами $0.9 \times 0.3\ \mu\text{м}$ и угол 65° — ориентация длинной стороны частицы к оси z LBO). При проведении измерений на данном массиве частиц комнатная температура была около 28°C , поэтому для корректного сравнения с другими частицами они были начаты с температуры 30°C . Полученные данные о зависимости поля переключения таких частиц представлены на рис. 3, *e, f*. Согласно полученным данным, при данной ориентации частиц относительно оси z LBO-кристалла максимальное изменение величины поля переключения частиц достигается при увеличении температуры с 30 до 45°C . При этом происходит его уменьшение на 7 мТ или в 1.54 раза. Для удобства восприятия, полученные данные о значении поля переключения частиц для разной ориентации частицы и разных температур образца представлены в виде таблицы.

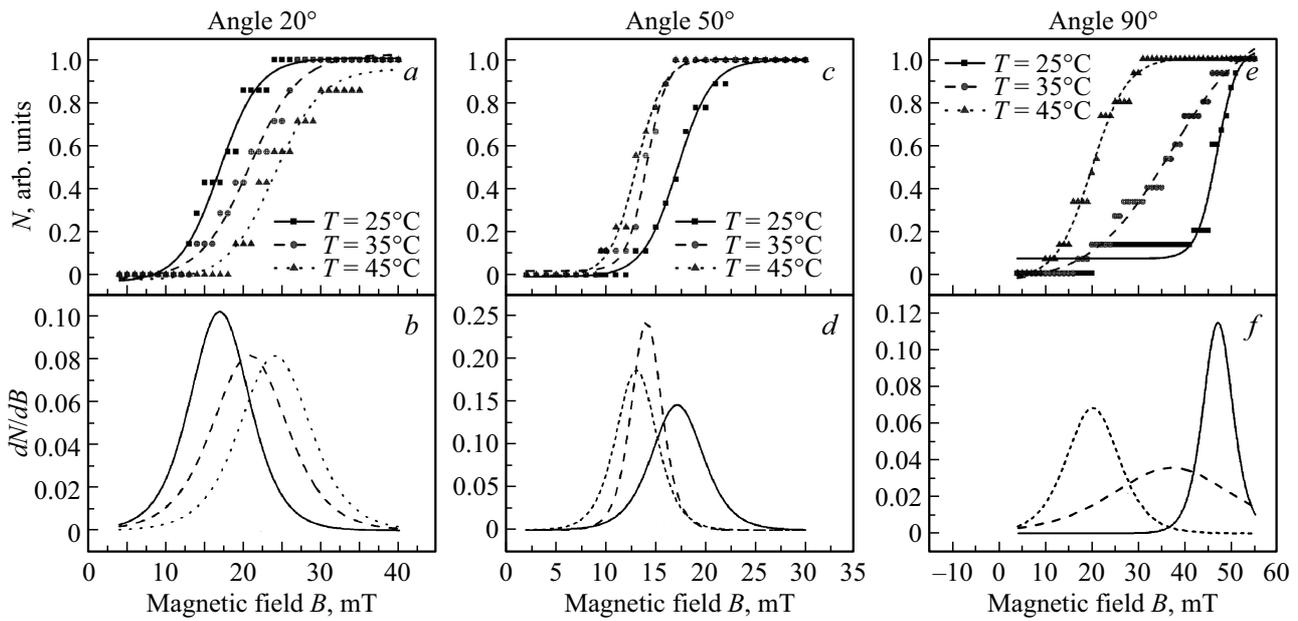


Рис. 4. Зависимости количества частиц (N), изменивших направление намагниченности, от внешнего магнитного поля и температуры образца для частиц, лежащих под углом 20° — (a), 50° — (c), 90° — (e). Фигурами (треугольник, круг, квадрат) показаны экспериментальные данные, линиями (сплошная, штриховая и пунктирная) — результаты фитинга. Зависимости увеличения количества перемагнитившихся частиц в виде производной (dN/dB), от внешнего магнитного поля при разных температурах для углов 20° (b), 50° — (d), 90° — (f) по соответствующим аппроксимационным кривым (a, c, e).

Полученные аналогичным образом данные для массивов частиц, у которых длинная сторона находится под углами 20, 50 и 90° к оси z LBO-подложки представлены в виде графиков на рис. 4. Комнатная температура для массивов частиц для углов 20 и 90°, как и в предыдущем случае для массива 65° была выше 25°C, поэтому измерения были начаты при температуре 30°C. Значения полей переключения для этих частиц также размещены в таблице.

Анализ полученных экспериментальных данных показывает, что если угол между длинной стороной частиц и осью z LBO-подложки составляет 0° или 20°, то при увеличении температуры образца поле переключения увеличивается. А при углах 50, 65 и 90° это поле снижается. Изменение поля переключения для частиц разной ориентации и при двух температурах 30 и 45°C представлено в виде графика на рис. 5. График условно можно разделить на две области, на которых наблюдается противоположное поведение поля переключения частиц. При малых углах (от 0 до приблизительно 30°) между длинной стороной частицы и осью z LBO-подложки при увеличении температуры значение поля переключения частицы увеличивается. При больших углах (от приблизительно 50 до 90°) при увеличении температуры значение поля переключения частицы снижается.

Наблюдаемые изменения в полях переключения частиц, по всей видимости, обусловлены следующими процессами. Когда в образце отсутствует деформация и на частицу не действует механическое напряжение,

то анизотропия формы прямоугольных частиц (K_{sh}) приводит к тому, что у них имеются две оси легкого намагничивания, расположенных по диагоналям прямоугольника. При температуре образца ниже температуры его напыления ($T_{dep} = 35°C$) происходит сжатие частицы в направлении перпендикулярном оси z LBO-подложки. При этом магнитоупругая анизотропия (K_{me})

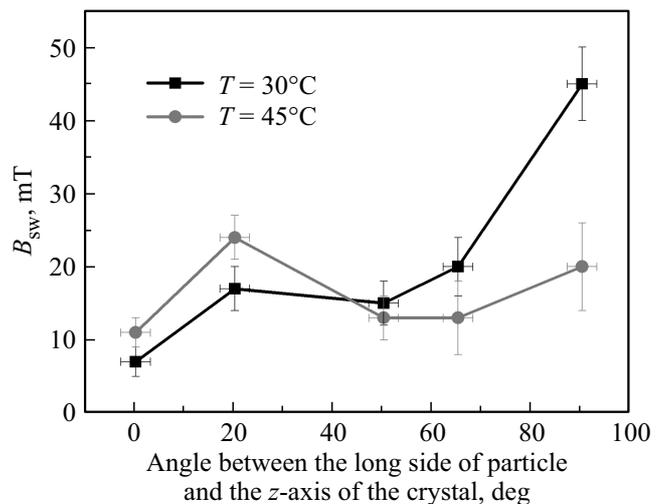


Рис. 5. Зависимости величины среднего значения поля переключения (B_{sw}) частиц от ориентации их длинной стороны относительно оси z подложки LBO для двух температур образца. Точки соединены линиями для лучшего восприятия поведения поля переключения.

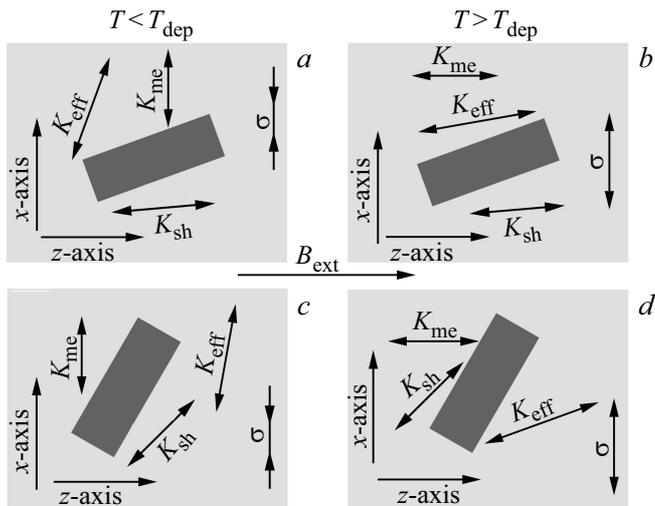


Рис. 6. Схема расположения частицы относительно осей x и z кристалла LBO. Стрелками показано направление: внешнего магнитного поля (B_{ext} для перемагничивания частиц, анизотропии формы (E_{sh}), наводимой магнитоупругой анизотропии (K_{me}), суммарной (эффективной) анизотропии (K_{eff}), создаваемой механическими напряжениями (σ) в частицах для малых углов расположения длинной стороны частицы к оси z кристалла LBO — (a, b), для больших углов — (c, d) при температурах ниже ($T < T_{dep}$) — (a, c) и выше ($T > T_{dep}$) — (b, d) температуры напыления образца.

наводится в том же направлении за счет отрицательной магнитострикции никеля (рис. 6, a). Соответственно, при малых углах между длинной стороной частицы и осью z LBO-подложки, обусловленное двумя этими факторами направление эффективной анизотропии (K_{eff}) будет сильно отличаться от направления внешнего магнитного поля (которое прикладывается вдоль оси z LBO-подложки). Поэтому внешним магнитным полем будет сложнее однородно намагнитить частицу в этом направлении и при выключении внешнего поля квазиоднородная намагниченность частицы будет разрушаться, что и наблюдалось в эксперименте (рис. 2, b, d). При увеличении температуры выше T_{dep} частицы начнут растягиваться в направлении перпендикулярном оси z LBO-подложки. Соответственно магнитоупругая анизотропия (K_{me}) будет наводиться вдоль оси z . В частицах с малыми углами это приведет к тому, что угол между направлениями K_{me} и K_{sh} станет гораздо меньше (рис. 6, b) и наведенная таким образом анизотропия будет удерживать направление намагниченности частицы и для ее переключения полем будут нужны большие значения, что и наблюдается экспериментально (рис. 5).

При больших углах между длинной стороной частицы и осью z LBO-подложки у поля переключения частиц будет наблюдаться обратное поведение. При температуре ниже T_{dep} направление K_{me} будет таким же, а вот длинная сторона частицы будет находиться под большим углом к направлению внешнего магнитного

поля. Соответственно направление K_{sh} будет близко к K_{me} и K_{eff} будет отличаться от направления магнитного поля на большой угол (рис. 6, c). Поэтому значение поля переключения частиц будет большим. При нагреве образца выше T_{dep} частицы направлением K_{eff} будет образовывать все меньший угол с направлением внешнего магнитного поля, что приведет к снижению поля переключения частицы (рис. 6, d). Дальнейшее увеличение растяжения частицы может привести к тому, что наведенная магнитоупругая анизотропия будет удерживать направление намагниченности частицы и ее поле переключения опять начнет расти, что наблюдается экспериментально (таблица) при угле в 65° . При угле 90° наблюдалось только снижение поля переключения частицы. Возможно, температуры нагрева образца не хватило для того, чтобы достигнуть нужного значения растягивающего напряжения в частице.

Согласно полученным данным (таблица), максимальное изменение поля переключения при изменении температуры наблюдается у частиц, ориентированных под углом 90° . Для таких частиц при комнатной температуре внешнее магнитное поле оказывается направленным вдоль оси трудного намагничивания и поэтому поле переключения изначально имеет самое большое значение. При нагревании образца выше 35°C происходит одноосное растяжение частиц вдоль оси x подложки. Из-за отрицательной магнитострикции Ni магнитоупругая анизотропия наводится в направлении оси z подложки, что приводит к повороту оси легкого намагничивания частицы ближе к данному направлению (рис. 6, d) и сильному снижению ее поля переключения в данном направлении. Максимальное снижение поля переключения в случае угла в 90° в 3.36 раза наблюдается при увеличении температуры с 30 до 55°C и составляет 33 мТ . Несмотря на самый большой эффект по снижению поля переключения среди исследованных ориентаций частиц, использование такого расположения затруднительно, поскольку выключение внешнего магнитного поля после их перемагничивания и остывание образца до комнатной температуры не приводит к однозначному повороту намагниченности на 180° относительно начального состояния. Этот процесс носит вероятностный характер, так как обе ориентации намагниченности равновероятны.

4. Заключение

Согласно полученным данным, в исследованных прямоугольных Ni-частицах, за счет выбора направления, действующего на частицу одноосного механического напряжения, можно снижать или увеличивать величину поля переключения. Термоиндуцированное растяжение частиц под углами 60 – 90° к их длинной стороне и приложение внешнего магнитного поля под углом 0 – 30° к их длинной стороне приводит к увеличению поля переключения частиц. Термоиндуцированное растяжение частиц под углами 0 – 40° к их длинной стороне

и приложение внешнего магнитного поля под углом $50\text{--}90^\circ$ к их длинной стороне приводит к снижению поля переключения частиц. В остальном диапазоне углов термоиндуцированные напряжения слабо влияют на поле переключения частиц. Наиболее сильное снижение поля переключения частиц наблюдается, если длинная сторона частицы параллельна направлению термоиндуцированного растяжения, а направление внешнего поля перпендикулярно ей. При этом поле переключения снижается в 3.36 раза (с 47 до 14 мТ) при изменении температуры подложки на 25°C (с 30 до 55°C).

У частиц, сформированных под углами 0 , 20 , 50 и 65° после выключения магнитного поля и снятия наведенных деформаций (т.е. при температуре 35°C) наблюдался поворот направления намагниченности из состояния вдоль внешнего магнитного поля до состояния вдоль оси легкого намагничивания частиц, обусловленной их анизотропией формы. За счет этого полученная намагниченность отличалась от начальной на $\approx 180^\circ$.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 23-29-00085).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.H. Kryder, E.C. Gage, T.W. McDaniel, W.A. Challener, R.E. Rottmayer, G. Ju, Y.-T. Hsia. Proc. IEEE **96**, *11*, 1810 (2008).
- [2] C. Vogler, C. Abert, F. Bruckner, D. Suess, D. Praetorius. Appl. Phys. Lett. **108**, 102406 (2016).
- [3] W.-H. Hsu, R.H. Victora. JMMM **563**, 169973 (2022).
- [4] 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).
- [5] D.A. Bizyaev, A.A. Bukharaev, N.I. Nurgazizov, A.P. Chuklanov, S.A. Migachev. Phys. Status Solidi RRL **14**, *9*, 2000256 (2020).
- [6] D.A. Bizyaev, A.P. Chuklanov, N.I. Nurgazizov, A.A. Bukharaev. JETP Lett. **118**, *8*, 591 (2023).
- [7] J. Venta, S. Wang, J. Ramirez, I.K. Schuller. Appl. Phys. Lett. **102**, 122404 (2013).
- [8] A.A. Бухараев, А.К. Звездин, А.П. Пятаков, Ю.К. Фетисов. УФН **188**, 1288 (2018).
- [9] S. Bandyopadhyay, J. Atulasimha, A. Barman. Appl. Phys. Rev. **8**, *4*, 041323 (2021).
- [10] P.B. Горев, О.Г. Удалов. ФТТ **61**, *9*, 1614 (2019).
- [11] N.A. Usov, C.-R. Chang, Z.-H. Wei. J. Appl. Phys. **89**, *11*, 7591 (2001).
- [12] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма: магнитные характеристики и практические применения / Под ред. P.B. Писарева. Мир, М. (1987). 419 с.

- [13] Д.А. Бизяев, Н.И. Нургазизов, А.А. Бухараев, А.П. Чукланов, В.Я. Шур, А.Р. Ахматхамов. ФТТ **63**, *9*, 1273 (2021).
- [14] А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991) 1232 с.

Редактор К.В. Емцев