

05,13

Ослабление диполь-дипольного взаимодействия в ансамблях микросфер кобальта с немагнитным ядром

© С.В. Комогорцев^{1,2,6}, Л.А. Чеканова¹, О.Г. Шабанова³, А.В. Шабанов¹, И.В. Немцев^{1,4}, Д.С. Незнахин⁵, Е.А. Денисова^{1,2}, В.А. Фельк⁶, А.А. Мохов¹, Р.С. Исхаков^{1,6}

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

³ СКТБ „Наука“, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

⁴ Красноярский научный центр, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

⁵ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

⁶ Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

E-mail: komogor@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Магнитные микросферы кобальта с немагнитным ядром акрилового стекла приготовлены методом химического осаждения. Исследование петли магнитного гистерезиса показывает, что в каждой отдельной частице создаются благоприятные условия для замыкания магнитного потока. В результате резко ослабляется диполь-дипольное взаимодействие в системе частиц. Это отличает магнитные микросферы от сплошных сферических частиц, где диполь-дипольное взаимодействие значительно влияет на поведение их ансамблей. Магнитный гистерезис кобальтовых микросфер с немагнитным ядром значительно увеличен в сравнении со сплошными частицами кобальта, полученными тем же методом.

Ключевые слова: магнитные наночастицы, диполь-дипольное взаимодействие, микромагнитное моделирование, магнитные свойства.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52818.16NN

1. Введение

Многочисленные применения магнитных нано- и микрочастиц как функциональных магнитных элементов в биомедицине, электронике, катализе и т.д. порождают ряд проблем и требований к дизайну их формы и свойств [1–5]. В системах с большими массивами магнитных частиц (феррожидкости, феррогели, магнитные эластомеры, гранулированные магнитные композиты) важно влияние магнитного диполь-дипольного взаимодействия [6]. Поскольку диполь-дипольное взаимодействие убывает с расстоянием достаточно медленно ($\propto r^{-3}$), это приводит к его нелокальности для трехмерных систем. Корректный теоретический учет влияния такого взаимодействия, особенно в ансамблях подвижных и неоднородно распределенных в пространстве частиц весьма сложен [7,8]. Образование кластеров частиц под действием диполь-дипольного взаимодействия влияет на свойства и является сложной теоретической проблемой [9]. Также, это оказывает негативное влияние на некоторые прикладные характеристики, например, снижает устойчивость магнитных коллоидов [10,11]. В этой связи актуальна разработка новых способов создания

частиц, сохраняющих высокую магнитную восприимчивость, но не взаимодействующих, по крайней мере, в малом внешнем поле. Выходом в данной ситуации может быть создание формы замыкающей магнитный поток внутри частицы. Идеальной формой в данном случае является кольцо, однако во-первых получение таких частиц в достаточных для приложений объемах еще не освоено, во-вторых анизотропия формы таких частиц накладывает определенные ограничения. Интересным выходом может быть частица представляющая собой магнитную сферическую оболочку с полостью либо частично немагнитным ядром. В нулевом внешнем поле при слабой либо отрицательной константе поверхностной магнитной анизотропии магнитная микроструктура сферических микро- и нанооболочек представляет собой вихрь намагниченности, повторяющий контур сферической оболочки, и имеющий два ядра в диаметрально противоположных точках [12]. Ядра вихрей намагниченности являются топологическими дефектами, неизбежно возникающими в замкнутых магнитных оболочках согласно топологической теореме Брауэра о неподвижной точке (теорема о волосатом шаре) [13]. Таким образом, магнитный поток замыкается не полностью — маг-

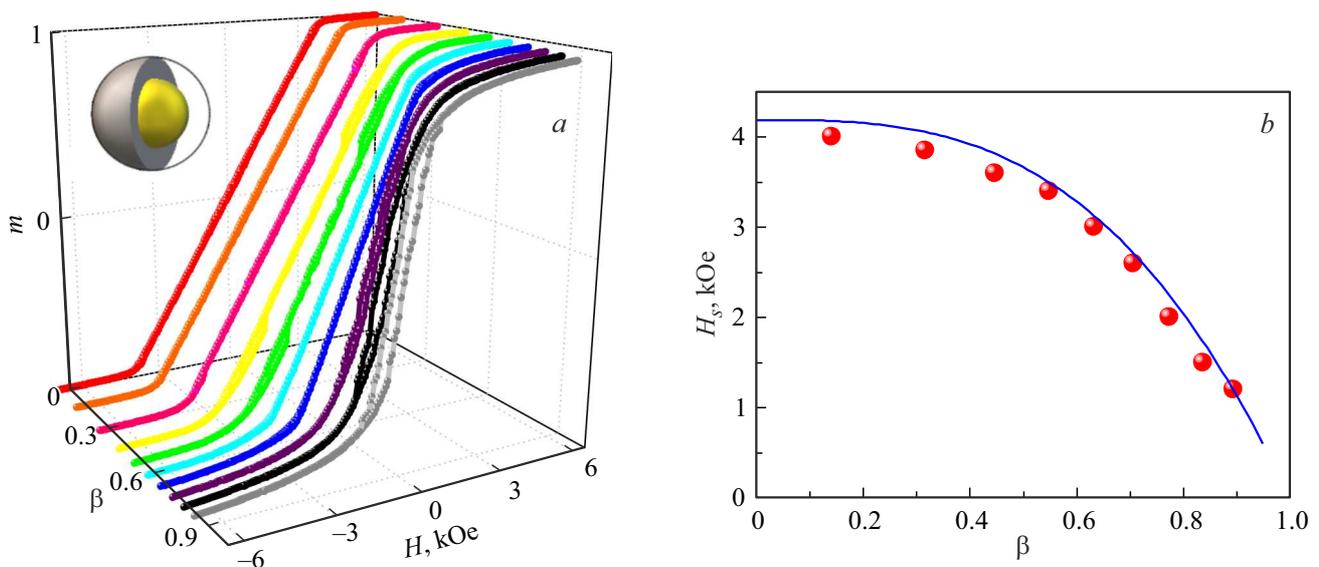


Рис. 1. Петли гистерезиса для полых частиц кобальта рассчитанные с помощью микромагнитного моделирования (слева) для частиц с различным отношением диаметров немагнитного ядра (D_{in}) и магнитной оболочки (D_{out}), $\beta = D_{in}/D_{out}$. Справа поведение поля H_s , полученного экстраполяцией линейного участка кривой к насыщению.

нитное поле выходит за пределы оболочки в области ядер вихря. Выходящий магнитный поток в сравнении с полным потоком в пределах частицы составляет величину порядка l^2/R^2 , где $l = \sqrt{A/4\pi M_s^2}$ (A — обменная константа, M_s — намагниченность насыщения, R — радиус частицы (см. например [14]). В эксперименте этот магнитный поток можно оценить по скачкам намагниченности [12,15], связанными со скачкообразным изменением полярности ядер вихрей намагниченности [12]. Для частиц с диаметром большим 100 nm этот скачок становится пренебрежимо малым (менее 10^{-3} от M_s). В настоящей работе мы сообщаем о приготовлении сферических магнитных частиц Co с немагнитным ядром и изучении их магнитных свойств в сравнении со свойствами однородных сферических частиц.

2. Эксперимент

Приготовление частиц со структурой ядро-оболочка выполнялось в два этапа. На первом этапе проводился синтез субмикронных частиц полиметилметакрилата (PMMA) с узким распределением по размерам, которые далее использованы как „ядро“ основа для химического осаждения. Технология синтеза таких частиц была разработана и применена для синтеза фотонных кристаллов [16]. Отметим, что данные частицы могут быть приготовлены с заданным размером от 100 до 300 nm, имеют сферическую форму и характеризуются высокой монодисперсностью. Для того, чтобы предотвратить слипание частиц полиметилметакрилата до получения металлического покрытия осаждение металла проводилось на свежеприготовленные изолированные частицы, находящиеся в растворе. Следующим этапом, методом химического осаждения из солей кобальта на

поверхность частиц осаждали металлическое покрытие Co(P). Примесь фосфора в частицах не превышает 15 at.%, а структура представляет собой аморфный твердый раствор Co(P) [17]. Намагниченность такого раствора (1000 G) несколько ниже, чем для чистого кобальта (1400 G), однако довольно высока, поэтому далее мы будем называть эти частицы просто частицами кобальта. Петли магнитного гистерезиса измеряли на магнитоизмерительном комплексе MPMS XL-7 EC при температуре 300 K.

Для анализа особенностей магнитного гистерезиса в данных частицах мы выполнили микромагнитное моделирование петель магнитного гистерезиса в частицах ядро-оболочка в программном пакете OOMMF [18]. Параметры микромагнитной проблемы выбирались соответствующими экспериментальным параметрам частиц либо покрытий CoP [19–21]. Константы обменного взаимодействия и магнитной анизотропии согласно [17]: $A = 1 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $K = 4 \cdot 10^5$ erg/cm³, $M_s = 1000$ G. Важной особенностью этих расчетов является то, что константа анизотропии в данном случае относится не ко всей частице, а к кристаллитам, из которых состоит частица либо покрытие. Размеры этих кристаллитов выбраны равными 10 nm. Оси легкого намагничивания кристаллитов ориентированы случайным образом, т.е. в моделировании учтена неоднородность присущая поликристаллической оболочке.

3. Микромагнитное моделирование

Модельные петли гистерезиса частиц ядро-оболочка имеют различную форму для частиц с различной толщиной оболочки (рис. 1). Петли рассчитаны для частиц с разными величинами параметра $\beta = D_{in}/D_{out}$ —

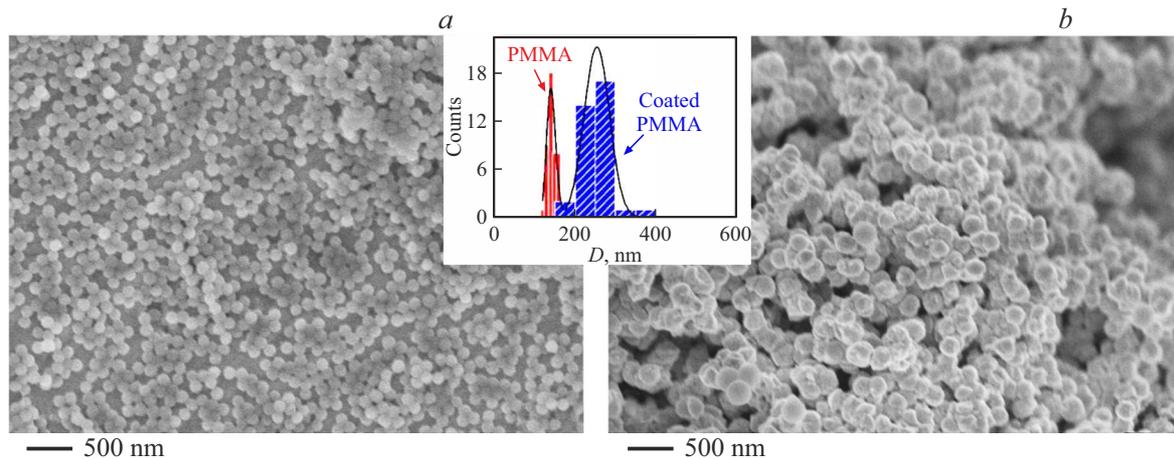


Рис. 2. Изображение частиц полиметилметакрилата полученные в растровом электронном микроскопе до (а) и после (b) осаждения на их поверхность покрытия CoP. На вставке распределение частиц по размеру до и после осаждения на их поверхность покрытия Co(P).

отношения диаметра немагнитного ядра к внешнему диаметру частицы, толщина оболочки связана с β как $D_{out}(1-\beta)/2$. Рост толщины оболочки приводит к снижению коэрцитивного поля (рис. 1). Для сплошной сферической частицы диаметром 250 nm коэрцитивное поле меньше, чем коэрцитивные поля частиц ядро-оболочка для всех рассчитанных случаев. Кривая намагничивания, полученная в численном эксперименте (рис. 1) на одной частице вблизи нулевого поля демонстрирует линейный отклик. Так для сплошной частицы поле насыщения H_s должно быть равно размагничивающему полю $H_s = (4/3)\pi M_s$, при этом намагниченность линейно растет с ростом поля до $H = H_s$, т.е. магнитная восприимчивость в диапазоне $(-H_s, H_s)$ равна $\chi = M_s/H_s$, что и наблюдается на рис. 1 при $\beta = 0$. Кривые намагничивания магнитных оболочек демонстрируют более резкий, чем для сплошных частиц линейный рост намагниченности от поля, в области малых полей, с истончением магнитной оболочки. Диапазон реализации линейного участка в оболочках ограничивается полями меньшими H_s , выше которых намагничивание идет нелинейно, а распределение намагниченности напоминает структуру луковицы, ось которой совпадает с направлением поля. Описание линейного участка в малых полях как $M = H/H_s$ позволяет оценить величину H_s для частиц с различной толщиной оболочки (рис. 1). Из рис. 1, b видно, что это поле хорошо согласуется с оценкой $H_s = (4/3)\pi M_s \nu = (4/3)\pi M_s(1-\beta^3)$, где ν — объемная доля магнитной оболочки [22,23].

4. Морфология и размеры частиц

По изображениям, полученным с помощью сканирующего электронного микроскопа FE-SEM S-5500 (Hitachi, Япония) видно, что диаметр частиц PMMA после осаждения на их поверхность кобальтового покрытия увеличился, при том, что их сферическая форма в

целом сохранилась (рис. 2). Из рис. 2 также видно, что если до осаждения частицы оргстекла характеризовались высокой степенью монодисперсности, то после осаждения вырос не только диаметр частиц, но и дисперсия по размеру. До осаждения частицы распределены логнормально. После осаждения распределение по размеру лучше описывается функцией Гаусса. Средние размеры частиц $D_{before} = (141 \pm 3)$ nm до осаждения и $D_{after} = (253 \pm 3)$ nm после осаждения позволяют оценить толщину оболочки как $t = \frac{(D_{after} - D_{before})}{2} = (56 \pm 5)$ nm. Ширина распределения D_{after} составляет 32 nm. Таким образом, толщина оболочки в различных частицах изменяется в пределах от 40 до 72 nm.

5. Магнитные свойства частиц

Петля гистерезиса частиц ядро-оболочка значительно шире петли обычных порошков Co(P) данного размера (рис. 3). В работах [17,19,24] показано, что структура частиц Co(P) полученных химическим осаждением, представляет собой гетерофазную смесь метастабильных твердых растворов Co(P) с аморфной структурой, ГЦК и ГПУ. Магнитные свойства этих фаз существенно различны, поэтому свойства частиц меняются вслед за изменениями фазового состава от размера частиц и концентрации фосфора [17]. В данном случае мы имеем дело с частицами и покрытиями Co(P) содержащих 15 at.% P. Основной фазой частиц кобальта с таким содержанием фосфора является аморфный твердый раствор [17]. Коэрцитивная сила сплошных частиц $Co_{85}P_{15}$ при изменении размера от 0.1 до 3 μm меняется в пределах от 100 до 200 Oe [19]. На рис. 3 приведена кривая намагничивания измеренная на порошке сплошных частиц с размером частиц 300 nm близким к внешнему диаметру исследуемых частиц с немагнитным ядром. Петля гистерезиса частиц

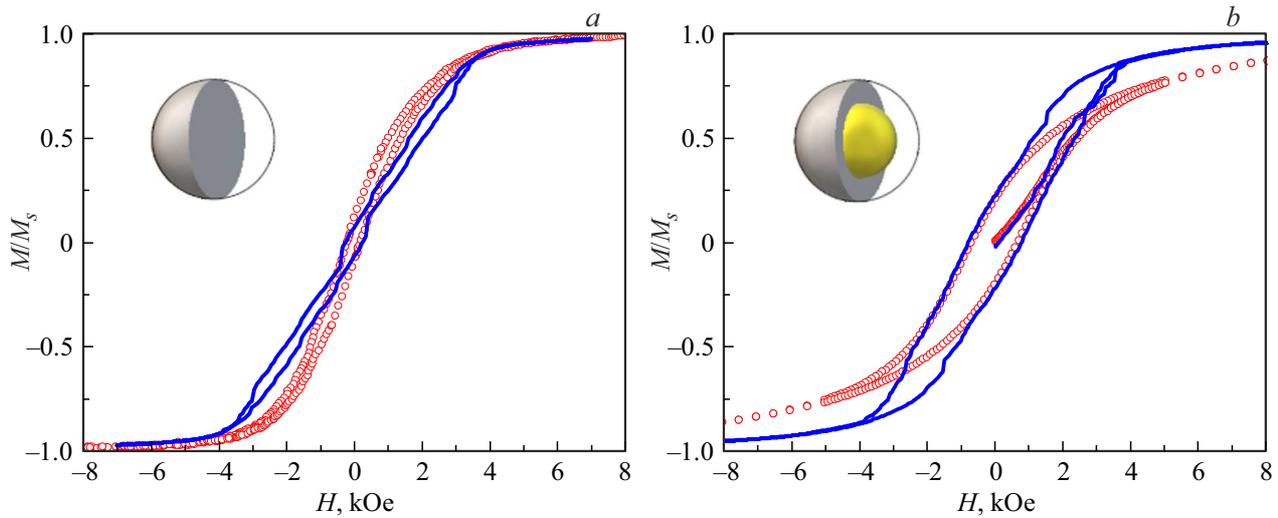


Рис. 3. Петли гистерезиса сплошных частиц (а) и частиц Co@PMMA (b). Экспериментальные данные — круглые символы, сплошная линия — данные полученные численным моделированием.

Co(P) с немагнитным ядром характеризуется значительно более сильным гистерезисом (рис. 3). Коэрцитивная сила здесь составляет 700 Oe (рис. 3).

6. Обсуждение

Как в эксперименте, так и в микромагнитном моделировании коэрцитивное поле сплошной частицы оказывается меньше, чем для частицы со структурой ядро-оболочка (рис. 3). Однако в эксперименте насыщение сплошных частиц достигается в меньших полях. В моделировании эта ситуация инвертируется. Кроме того, для частиц „немагнитное ядро-магнитная оболочка“ мы получаем замечательное согласие численной и экспериментальной кривой намагничивания в малых полях. А именно, здесь удается добиться согласия как наклона кривой намагничивания вблизи нулевого поля, так и величины коэрцитивной силы.

Обсудим причины приводящие к совпадениям и различиям экспериментальных и численных данных. Кривая намагничивания вычисленная с помощью микромагнитного моделирования относится к единственной частице. Сравнение результатов такого моделирования с экспериментальными результатами, измеренными на порошке, подразумевает возможность пренебрежения эффектами диполь-дипольного взаимодействия в системе частиц. Для оценки влияния этого взаимодействия на петлю гистерезиса важно оценить параметр $\kappa = 4K/M_s^2$ [25]. Используя константу анизотропии кристаллита $K = 4 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ и $M_s = 1000 \text{ G}$ получим $\kappa = 16$. Если бы константа K соответствовала не кристаллиту, а частице, это означало бы, что эффект диполь-дипольного взаимодействия незначителен. Правильный выбор константы анизотропии частицы, для такой оценки, является важной и непростой проблемой. Дело в том, что константа магнитной анизотропии

кристаллита, которую мы используем в моделировании, может значительно превышать константу магнитной анизотропии частицы, содержащей множество кристаллитов. В работе [26] это продемонстрировано для однодоменных частиц. Кроме того, достаточно крупные частицы (более 30 nm), состоящие из кристаллитов со случайно ориентированными осями легкого намагничивания, содержат более одного магнитного домена, разделяясь на так называемые стохастические магнитные домены [21,27]. Исследуемые частицы характеризуются наличием случайной магнитной анизотропии и достаточно крупны для того чтобы воспользоваться оценкой их константы анизотропии выполненной для стохастических доменов в сплавах $\text{Co}_{85}\text{P}_{15}$ ранее. Согласно [27] эта константа составляет $\sim 8 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$ и теперь оценка дает $\kappa = 0.3$. Таким образом, в системе частиц Co(P) влияние диполь-дипольного взаимодействия может быть существенным.

Замыкание магнитного потока внутри частицы с немагнитным ядром должно приводить к резкому снижению диполь-дипольного взаимодействия в системе частиц. Это замыкание тем эффективнее, чем меньше внешнее поле. В сплошных магнитных микро- и наночастицах замыкание магнитного потока либо не возникает вовсе (однодоменные частицы) либо значительно менее эффективно, чем в полых частицах. В случае эффективного замыкания потока диполь-дипольное взаимодействие между частицами пренебрежимо мало. Действительно, именно для частиц ядро-оболочка наблюдается замечательное согласие модельной и экспериментальной петли вблизи нулевого поля, в то время как для сплошных частиц мы видим существенное отличие в поведении экспериментальной и модельной петли гистерезиса. Как показывает рис. 1, наклон линейного участка кривой намагничивания чувствителен к толщине магнитной оболочки. Отметим, что численная кривая на рис. 3, b демонстрирующая такой же наклон, как

и экспериментальная петля в области малых полей получена для частицы с размерами (толщиной оболочки 50 и диаметром ядра 140 nm) близкими к тем, что оценены по микроскопическим изображениям. Это совпадение является дополнительным аргументом как в пользу достоверности характеристики размеров частиц, так и результатов микромагнитных расчетов.

О том, что в ансамбле полых частиц кобальта дипольное взаимодействие ослаблено свидетельствует также хорошее согласие расчетной и экспериментальной коэрцитивной силы (рис. 3, *b*). Для интерпретации коэрцитивной силы частиц с поликристаллическим строением становится важной размерность в системе обменно-связанных кристаллитов [28–30]. Увеличение толщины оболочки, которая содержит в поперечнике более одного кристаллита, эффективно увеличивает размерность системы, что должно приводить к снижению коэрцитивной силы [28,31]. Именно такое поведение мы наблюдаем на рис. 3, *b*.

Пренебрежение диполь-дипольным взаимодействием, оправданное для малых полей (порядка либо меньше коэрцитивного поля), становится неверным для достаточно больших полей, где частицы намагничены практически однородно. В этом случае каждая частица является источником магнитного поля порождаемого магнитным дипольным моментом частицы. С этим мы связываем отличие в полях насыщения для частиц ядро-оболочка и сплошных сфер в моделировании и в эксперименте. Так, экспериментальные кривые намагничивания демонстрируют насыщение в меньших полях для сплошных частиц, а численные результаты, наоборот, в частице ядро-оболочка (рис. 3). Экспериментальный результат можно объяснить формированием цепочек и кластеров, которые ориентируются в достаточно большом поле и, тем самым, повышают магнитную восприимчивость [7,32]. Этот эффект должен быть ярче выражен для частиц с большим магнитным моментом и более однородным распределением намагниченности. Сплошные частицы кобальта лучше удовлетворяют этим условиям в сравнении с магнитными оболочками кобальта.

7. Заключение

В заключение перечислим важные результаты.

1. Магнитные микросферы с немагнитным ядром акрилового стекла могут быть приготовлены методом химического осаждения.

2. В области малых магнитных полей магнитный поток замыкается в пределах оболочки одной частицы с немагнитным ядром, что отражается в совпадении экспериментальной кривой намагничивания, измеренной на порошке и результатами микромагнитных расчетов, проведенных для единственной сферической частицы с немагнитным ядром.

3. Магнитный гистерезис кобальтовых микросфер с немагнитным ядром значительно увеличен в сравнении со сплошными частицами кобальта за счет анизотропии корреляционных объемов намагниченности.

Благодарности

Авторы благодарят Красноярский региональный центр коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-240001.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D. Sander, S.O. Valenzuela, D. Makarov, C.H. Marrows, E.E. Fullerton, P. Fischer, J. McCord, P. Vavassori, S. Mangin, P. Pirro, B. Hillebrands, A.D. Kent, T. Jungwirth, O. Gutfleisch, C.G. Kim, A. Berger. *J. Phys. D* **50**, 363001 (2017). doi: 10.1088/1361-6463/aa81a1.
- [2] R.L. Stamps, S. Breitkreutz, J. Åkerman, A.V. Chumak, Y. Otani, G.E.W. Bauer, J.-U. Thiele, M. Bowen, S.A. Majeed, M. Kläui, I.L. Prejbeanu, B. Dieny, N.M. Dempsey, B. Hillebrands. *J. Phys. D* **47**, 333001 (2014). doi: 10.1088/0022-3727/47/33/333001.
- [3] A. Fernández-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart, R. Hertel, P. Fischer, R.P. Cowburn. *Nature Commun.* **8**, 15756 (2017). doi: 10.1038/ncomms15756.
- [4] S. Kantorovich, E. Pyanzina, F. Sciortino. *Soft Matter* **9**, 6594 (2013). doi: 10.1039/c3sm50197c.
- [5] J.G. Donaldson, P. Linse, S.S. Kantorovich. *Nanoscale* **9**, 6448 (2017). doi: 10.1039/C7NR01245D.
- [6] M. Hod, A. Dobroserdova, S. Samin, C. Dobbrow, A.M. Schmidt, M. Gottlieb, S. Kantorovich. *J. Chem. Phys.* **147**, 084901 (2017). doi: 10.1063/1.4995428.
- [7] A.O. Ivanov, S.S. Kantorovich, V.S. Zverev, A.V. Lebedev, A.F. Pshenichnikov, P.J. Camp. *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 252 (2018). doi: 10.1016/j.jmmm.2017.10.089.
- [8] A.O. Ivanov, V.S. Zverev, S.S. Kantorovich. *Soft Matter* **12**, 3507 (2016). doi: 10.1039/C5SM02679B.
- [9] A.O. Ivanov, S.S. Kantorovich, E.N. Reznikov, C. Holm, A.F. Pshenichnikov, A.V. Lebedev, A. Chremos, P.J. Camp. *Phys. Rev. E* **75**, 061405 (2007). doi: 10.1103/PhysRevE.75.061405.
- [10] B. Sanz, M.P. Calatayud, N. Cassinelli, M.R. Ibarra, G.F. Goya. *Eur. J. Inorg. Chem.* **2015**, 4524 (2015). doi: 10.1002/ejic.201500303.
- [11] F. Arteaga-Cardona, K. Rojas-Rojas, R. Costo, M.A. Mendez-Rojas, A. Hernando, P. de la Presa. *J. Alloys Compd.* **663**, 636 (2016). doi: 10.1016/j.jallcom.2015.10.285.
- [12] M.I. Sloika, D.D. Sheka, V.P. Kravchuk, O.V. Pylypovskiy, Y. Gaididei. *J. Magn. Magn. Mater.* **443**, 404 (2017). doi: 10.1016/j.jmmm.2017.07.036.
- [13] M. Eisenberg, R. Guy. *Am. Math. Mon.* **86**, 571 (1979). doi: 10.1080/00029890.1979.11994857.
- [14] В.П. Кравчук, Д.Д. Шека. *ФТТ* **49**, 1834 (2007). <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/3192>.

- [15] V.P. Kravchuk, U.K. RÖbler, O.M. Volkov, D.D. Sheka, J. van den Brink, D. Makarov, H. Fuchs, H. Fangohr, Y. Gaididei. *Phys. Rev. B* **94**, 144402 (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.94.144402.
- [16] A.V. Shabanov, O.V. Shabanova, M.A. Korshunov. *Colloid J.* **76**, 113 (2014). doi: 10.1134/S1061933X14010128 .
- [17] Л.А. Чеканова, Е.А. Денисова, О.А. Гончарова, С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков. *Физика металлов и металловедение* **114**, 136 (2013). doi: 10.7868/S0015323013020046.
- [18] M.J. Donahue, D.G. Porter. OOMMF user's guide, version 1.0, Gaithersburg, MD, (1999). doi: 10.6028/NIST.IR.6376.
- [19] L.A. Chekanova, E.A. Denisova, R.S. Iskhakov. *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3730 (1997). doi: 10.1109/20.619553.
- [20] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Г.В. Попов. *ЖЭТФ* **82**, 1518 (1982).
- [21] Р.С. Исхаков, В.А. Игнатченко, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев. *Письма в ЖЭТФ* **78**, 1142 (2003).
- [22] M. Beleggia, D. Vokoun, M. De Graef. *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 1306 (2009). doi: 10.1016/j.jmmm.2008.11.046.
- [23] B. Nam, J. Kim, K. Ki Hyeon. *J. Appl. Phys.* **111**, 07E347 (2012). doi: 10.1063/1.3679579.
- [24] R.S. Iskhakov, L.A. Chekanova, E.A. Denisova. *Phys. Solid State* **41**, 416 (1999). doi: 10.1134/1.1130794.
- [25] S.V. Komogortsev, V.A. Fel'k, O.A. Li. *J. Magn. Magn. Mater.* **473**, 410 (2019). doi: 10.1016/j.jmmm.2018.10.091.
- [26] N.A. Usov, A. Zhukov, J. Gonzalez. *J. Non. Cryst. Solids* **353**, 796 (2007). doi: 10.1016/j.jnoncrysol.2006.12.043.
- [27] R.S. Iskhakov, S.V. Komogortsev. *Phys. Met. Metallogr.* **112**, 666 (2011). doi: 10.1134/S0031918X11070064.
- [28] Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, А.В. Окотруб, А.Г. Кудашов, В.Л. Кузнецов, Ю.В. Бутенко. *Письма в ЖЭТФ* **78**, 271 (2003).
- [29] С.В. Комогорцев, В.А. Фельк, Р.С. Исхаков, Г.В. Шадрина. *ЖЭТФ* **152**, 379 (2017). doi: 10.7868/S0044451017080144.
- [30] С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков, В.А. Фельк. *ЖЭТФ* **155**, 886 (2019). doi: 10.1134/S0044451019050122.
- [31] Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, Л.А. Чеканова. *Письма в ЖЭТФ* **72**, 440 (2000).
- [32] A.O. Ivanov, S.S. Kantorovich, E.A. Elfimova, V.S. Zverev, J.O. Sindt, P.J. Camp. *J. Magn. Magn. Mater.* **431**, 141 (2017). doi: 10.1016/j.jmmm.2016.09.119.

Редактор К.В. Емцев