

05.08.10

# Локальные состояния синтетического ферромагнетика, индуцированные полем ферромагнитных частиц на его поверхности

© Е.И. Куницына, Р.Б. Моргунов<sup>†</sup>

Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

<sup>†</sup> E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 19 августа 2024 г.

В окончательной редакции 18 ноября 2024 г.

Принята к публикации 26 ноября 2024 г.

Перемагничивание локальных областей слоев CoFeB в гетероструктуре CoFeB/Ta/CoFeB, состоящей из двух слоев ферромагнетика, разделенных немагнитным материалом, под действием одиночной ферромагнитной наночастицы на ее поверхности исследовано методом микромагнитного моделирования. Результаты моделирования демонстрируют множество необычных состояний с неоднородным распределением намагниченности в ферромагнитных пленках. Это представляет интерес для точных измерений концентрации наночастиц или магнитомеченных объектов, нанесенных на поверхность ферромагнитных датчиков на основе гетероструктур с гигантским магнитосопротивлением.

**Ключевые слова:** наночастицы, микромагнитное моделирование, гетероструктуры, магниторезистивные датчики, спиновый клапан, перпендикулярная анизотропия.

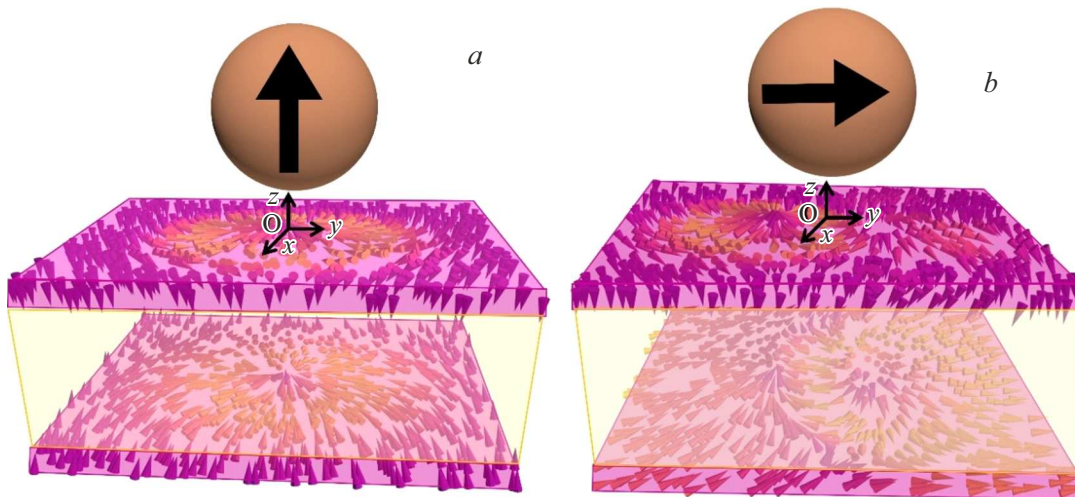
DOI: 10.61011/FTT.2024.12.59606.216

## 1. Введение

Одним из применений спиновых вентилей является изготовление платформы, сопротивление которой чувствительно к наличию на ее поверхности ферромагнитных частиц или биологических объектов (клеток), меченных ферромагнитными наночастицами [1–3]. Общий принцип таких сенсоров, необходимых в медицинских и биологических приложениях, заключается в том, что локальное перемагничивание ферромагнитных слоев сенсора под действием поля ферромагнитной частицы ведет к изменению локального магнитосопротивления. Поэтому для таких сенсоров выбирают магнито-мягкие металлы, которые уже показали в гетероструктурах способность создавать высокое магнитосопротивление, такие, как, например, CoFeB/Ta/CoFeB [4]. Однако, детали перемагничивания таких структур в неоднородном поле частицы сложны и сильно влияют на пропорциональность сигнала количеству частиц. В частности, перекрытие локальных перемагниченных областей под частицами при высоких концентрациях наночастиц ведет к сложным состояниям сенсора, ухудшая его чувствительность и линейность. Но даже одна изолированная ферромагнитная частица создает в двуслойной гетероструктуре сложные распределения намагниченности слоев, взаимодействующих друг с другом. В отличие от одиночного слоя, где ферромагнитная частица создает легко предсказуемые направления намагниченности, в многослойных системах та же задача становится сложной, что не позволяет использовать интуитивные и оценочные подходы. Неоднородное поле ферромагнитных частиц переключает четыре возможных состояния

двуслойного сенсора ( $\uparrow\uparrow$ ,  $\uparrow\downarrow$ ,  $\downarrow\uparrow$ ,  $\downarrow\downarrow$ ), где стрелки показывают направления намагниченности слоев), создавая разные состояния на разных дистанциях от частицы. При этом перпендикулярные структуре и параллельные ей компоненты магнитного поля могут создавать и другие промежуточные состояния, не совпадающие с четырьмя упомянутыми стабильными состояниями в перпендикулярном магнитном поле.

Имеются значительные экспериментальные трудности в измерении локальной намагниченности ферромагнитных слоев сенсора в окрестности наночастицы. Обычно для этого применяется атомный магнитный силовой микроскоп (МСМ), сканирующий поверхность. В работах [5,6] перемагниченное состояние ферромагнитной пленки под частицей было обнаружено в структурах с перпендикулярной намагниченностью в виде своеобразной „магнитной тени“, которую создает частица под собой. Разрешающей способности МСМ не хватает для обнаружения разных типов состояний потому, что разница между их намагниченностями невелика, а рельеф сенсора обычно недостаточно ровный, чтобы поддерживать близкое постоянное расстояние между магнитным кантилевером и поверхностью. Кроме того, магнитные поля кантилевера, самой частицы и намагниченных областей пленки перекрываются, не давая обнаруживать резких границ областей. В этих условиях большое значение имеет моделирование перемагниченных под частицей областей с помощью объектно-ориентированного программирования микромагнитных состояний (OOMMF, muMag и др.). Это позволяет лучше понимать экспериментальные данные, интерпретировать их, а также рассчитывать заранее ожидаемые



**Рис. 1.** Схематические изображения платформы II CoFeB/Ta/CoFeB, находящейся под действием внешнего однородного поля  $\mathbf{H}$  и поля рассеяния наночастицы  $\mathbf{H}_{\text{дip}}$  с магнитным моментом  $\mathbf{m}_p$ . Поле  $\mathbf{H}$  приложено под углом  $\theta = 0^\circ$  (a) и  $90^\circ$  (b) к нормали  $\mathbf{n}$  (сонаправлены оси  $z$ ).

намагниченности разных участков поверхности. В работе [6] описаны примеры моделирования и их сравнения с экспериментальными данными для системы, состоящей из наночастиц и двухслойного синтетического ферритмагнетика с перпендикулярной анизотропией. В этой работе мы пытаемся развить описание перемагниченных областей двухслойного сенсора CoFeB/Ta/CoFeB с помощью моделирования.

Целью нашей работы является расчет распределений намагниченности и магнетосопротивления для одиночного слоя CoFeB и синтетического ферритмагнетика CoFeB/Ta/CoFeB с перпендикулярной анизотропией в присутствии ферромагнитных наночастиц на поверхности.

## 2. Экспериментальные методы и образцы

Для моделирования мы будем использовать параметры реальных гетероструктур с перпендикулярным типом анизотропии. В экспериментах использовали два типа образцов: однослойная MgO(2.5 nm)/CoFeB(0.8 nm)/MgO(2.5 nm)/Ta(0.75 nm) (платформа I) и двухслойная гетероструктура gO(2.5 nm)/CoFeB(1.1 nm)/Ta(0.75 nm)/CoFeB(0.8 nm)/MgO(2.5 nm)/Ta(0.75 nm) (платформа II) (рис. 1). Образцы были выращены на подложках нелегированного GaAs (001). Буферным является первый слой MgO. Детали роста таких структур и их магнитных свойствах можно найти в работах [7,8]. Образцы представляли собой пластины с размерами  $3 \times 4.5 \times 0.1$  mm.

Для целей нашего исследования было важно, чтобы частицы были однодоменными, и чтобы при расчете такие частицы можно было принимать как равномерно намагниченный шар. Наночастицы Fe, покрытые оксид-

ной оболочкой Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, были получены путем разложения предварительно приготовленного комплекса олеата железа при высокой температуре в сквалене. Согласно предыдущим работам [5,6], наночастицы Fe/Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> являются суперпарамагнитными при комнатной температуре с намагниченностью насыщения  $M_S = 101 \text{ A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$  при 5 K,  $M_S = 95 \text{ A} \cdot \text{m}^2/\text{kg}$  при 300 K и константой магнитной анизотропии  $K_{\text{eff}} = 1.6 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$  при 5 K. Типичная толщина оксидной оболочки составляет около 3 nm. При 5 K коэрцитивная сила наночастиц равна  $H_C = 440$  Oe. Обменным взаимодействием между ядром и оболочкой можно пренебречь. Но наличие оболочки обеспечивает стабильность индивидуальной намагниченности наночастицы и предотвращает появление доменной структуры в ней.

Частицы растворяли в циклогексане и разделяли в ультразвуковой ванне. На поверхность платформы помещали  $\sim 0.1$  ml жидкости, содержащей кластеры наночастиц. В качестве платформ контрольного образца использовали кремниевую пластину, изображения, полученные на которой, сравнивали с изображениями перемагниченных областей на ферромагнитных платформах I или II. После высыхания поверхности обеспечивалась относительно надежная адгезия частицы к поверхности образца, которая позволяла переносить образец в магнетометр. Измерения намагниченности производили с помощью SQUID-магнетометра MPMS XL, Quantum design.

Морфологию поверхности и распределение градиента магнитных сил на поверхности образцов исследовали методом атомно-силовой (АСМ) и магнитной силовой микроскопии (МСМ), соответственно. Изображения магнитного рельефа в исследуемых образцах были получены на атомно-силовом микроскопе Aura Integra

(NT MDT) в отсутствие магнитного поля. Использовали стандартный кремниевый кантилевер серии MFM\_LM, покрытый тонкой пленкой CoCr с коэрцитивной силой около 400 Ое. Режим сканирования во всех экспериментах был полуконтактный („tapping-lift“). Силовая константа и резонансная частота кантилевера были равны 5 N/m и 63 кОе соответственно. На первом проходе кантилевер работал в полуконтактном режиме и определял физические размеры частицы с точностью до радиуса ван-дер-ваальса, т.е. расстояние между кантилевером и зондом было близко к амплитуде колебаний кантилевера. На втором проходе зонд был отведен от поверхности платформы на расстояние  $h = 50$  nm и измеряли значение градиента магнитной дипольной силы между частицей и зондом.

Изображения микрочастиц на Si были получены на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) SUPRA 25 (Zeiss).

Для моделирования однослойной платформы CoFeV (платформы I) и платформы II (CoFeV/Ta/CoFeV) использовался пакет для микромагнитного моделирования OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework). Код программы основан на решении системы дифференциальных уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта для спиновой релаксации.

В моделировании платформы I мы использовали горизонтальные размеры платформы  $1500 \times 1500$  nm, размеры ячеек дискретизации  $5 \times 5 \times 0.3$  nm. Магнитные параметры для платформы I были взяты равными аналогичным параметрам для верхнего ферромагнитного слоя платформы II, которые были рассчитаны ранее в работе [9]: намагниченность насыщения  $M_s = 952$  emu/cm<sup>3</sup>, константа магнитокристаллической анизотропии  $K = 3.125 \cdot 10^3$  J/m<sup>3</sup>, константа внутрислойного обмена  $J_{ex} = 1 \cdot 10^{-11}$  J/m.

Размеры платформы II для моделирования были  $1500 \cdot 1500$  nm, а размеры ячеек дискретизации составляли  $5 \times 5 \times 0.3$  nm. В расчетах использовали намагниченности насыщения верхнего  $M_{st}$  и нижнего  $M_{sb}$  слоев, константы магнитокристаллической анизотропии верхнего  $K_{vt}$  и нижнего  $K_{vb}$  слоев, константы внутрислойного  $J_{ex}$  и межслойного  $J_{af}$  обменов. Их значения были рассчитаны в согласии с теорией макроспина [10] и подкорректированы с учетом параметров экспериментально полученной петли гистерезиса. Полученные значения параметров составляют:  $M_{st} = 700$  emu/cm<sup>3</sup>,  $M_{sb} = 1200$  emu/cm<sup>3</sup>,  $K_{vt} = 2 \cdot 10^3$  J/m<sup>3</sup>,  $K_{vb} = 2.5 \cdot 10^3$  J/m<sup>3</sup>,  $J_{ex} = 1.3 \cdot 10^{-11}$  J/m,  $J_{af} = -0.73 \cdot 10^{-5}$  J/m<sup>2</sup>. Внешнее поле при моделировании составляло 100 Ое, как и в реальных экспериментах.

Исходное стартовое состояние систем принималось следующим: однослойная платформа I намагничена вверх, двухслойная платформа II намагничена в антипараллельное состояние  $\uparrow\downarrow$ . Намагниченность обеих платформ перпендикулярна плоскости пленки. Наночастицы будут характеризоваться значением намагниченности насыщения:  $M_s = 95$  A · m<sup>2</sup>/kg; между собой наночастицы

взаимодействуют с помощью диполь-дипольного взаимодействия. Мы пренебрегаем этим взаимодействием в нашей ситуации и считаем частицу изолированной, это можно сделать в случае малых концентраций, к которым обычно стремятся в устройствах для детектирования магнитных наночастиц. Частица считается равномерно намагниченным шаром с радиусом  $R_{par} = 280$  nm, намагниченность которого направлена вдоль оси z.

За начало координат принята точка контакта сферической частицы и платформы (на рис. 1 частица немного приподнята над поверхностью платформы для наглядности). Поле однородно намагниченного шара описывали формулой точечного диполя с центром в центре шара:

$$\mathbf{H}(\mathbf{p}_m, \mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{3(\mathbf{p}_m, \mathbf{r})\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|^5} - \frac{\mathbf{p}_m}{|\mathbf{r}|^3} \right],$$

где  $\mathbf{r}$  — вектор, направленный из центра частицы в рассматриваемую точку P на платформе,  $\mathbf{p}_m$  — магнитный момент наночастицы. Обозначим за  $R_{part}$  — радиус частицы,  $h_{add}$  — добавочная высота поднятия наночастицы над поверхностью платформы (складывается из толщины покровного слоя MgO),  $m$  — модуль магнитного момента частицы,  $\mathbf{p}_m = (0, 0, -m)$  — магнитный момент частицы,  $\mathbf{r}_0 = (x, y, z)$  — радиус вектор рассматриваемой точки P на платформе,  $\mathbf{r}_{part} = (x_{part}, y_{part}, z_{part})$  — координаты центра кластера в системе координат. Радиус-вектор, направленный из центра частицы в точку P, имеет координаты  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_{part} = (x - x_{part}, y - y_{part}, z - z_{part})$ . Магнитный момент частицы имеет координаты  $\mathbf{p}_m = (0, 0, -m)$ , где  $m$  — модуль магнитного момента. Скалярное произведение  $\mathbf{p}_m$  и  $\mathbf{r}$  равно  $(\mathbf{p}_m, \mathbf{r}) = -m(z - z_{part})$ .

Выражения для проекций поля частицы на координатные оси:

$$H_x(\mathbf{r}, \mathbf{p}_m, x, z, R_{part}, h_{add}) = \frac{-3}{4\pi|\mathbf{r}|^5} m(z - (R_{part} + h_{add}))x$$

$$H_y(\mathbf{r}, \mathbf{p}_m, y, z, R_{part}, h_{add}) = \frac{-3}{4\pi|\mathbf{r}|^5} m(z - (R_{part} + h_{add}))y$$

$$H_z(\mathbf{r}, \mathbf{p}_m, z, R_{part}, h_{add}) = \frac{-m}{4\pi|\mathbf{r}|^5} \left( 3(z - (R_{part} + h_{add}))^2 - r^2 \right)$$

$$H_{Zeem}(t_t, t_b, H, \theta_t, \theta_b, M_{st}, M_{sb})$$

$$= -\mu_0 H(t_t M_{st} \cos(\theta_t) + t_b M_{sb} \cos(\theta_b)).$$

На намагниченность гетероструктуры в общем случае влияют: анизотропия  $E_{aniz}$ , межслойное обменное взаимодействие  $E_{af}$  и энергия Зеемана  $E_{Zeem}$ :

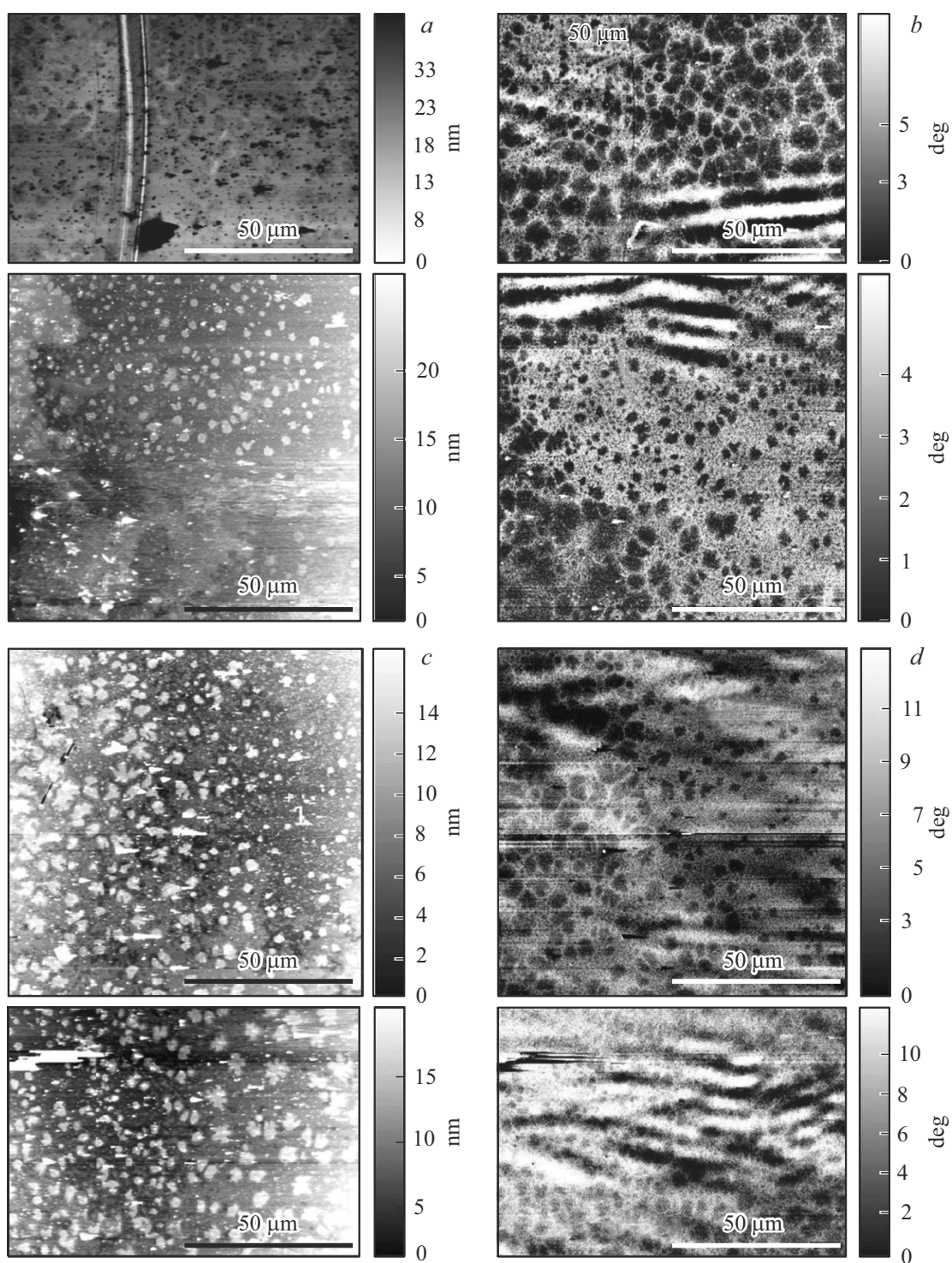
$$E_{aniz}(\theta_t, K_{st}, \theta_b, K_{sb}) = -K_{st} \cos(\theta_t)^2 - K_{sb} \cos(\theta_b)^2$$

$$E_{af}(J_{af}, \theta_t, \theta_b) = -J_{af} \cos(\theta_t - \theta_b)$$

$$E_{Zeem}(t_t, t_b, H, \theta_t, \theta_b, M_{st}, M_{sb})$$

$$= -\mu_0 H(t_t M_{st} \cos(\theta_t) + t_b M_{sb} \cos(\theta_b)),$$

где  $\theta_t$  и  $\theta_b$  — углы между векторами намагниченностей  $\mathbf{M}_t$  верхнего и  $\mathbf{M}_b$  нижнего слоев и плоскостью платформ I и II.



**Рис. 2.** Двумерные изображения наночастиц Fe/Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> на платформе CoFeB/Ta/CoFeB, записанные в режимах ACM (*a, c, e, g*) и MCM (*b, d, f, h*).

### 3. Результаты и их обсуждение

Морфологию поверхности и распределение градиента магнитных сил на поверхности образцов исследовали методом атомно-силовой (АСМ) и магнитной силовой микроскопии (МСМ), соответственно. Изображения

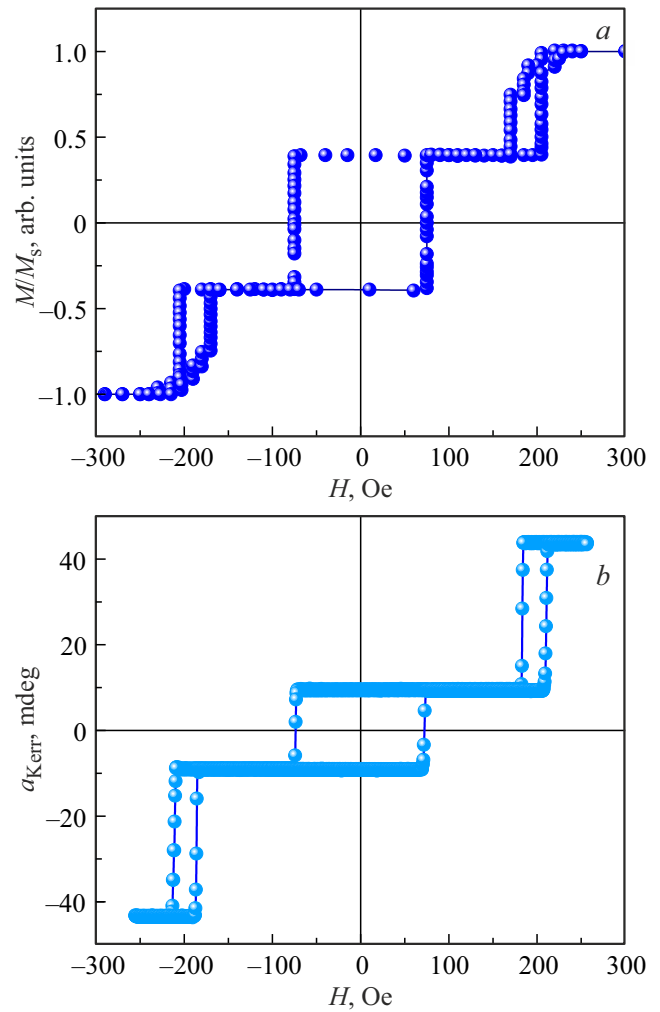
магнитного рельефа платформы II с нанесенными на ее поверхность частицами представлены на рис. 2. На всех фрагментах поверхности видно, что размеры соответствующих частиц или их групп в атомном силовом микроскопе (левая колонка) меньше, чем соответствующие им изображения в магнитном силовом микро-

скопе (правая колонка). В работе [6] было доказано, что увеличение размеров „магнитного изображения“ по сравнению с оригинальным размером частиц вызвано перемагничиванием ферромагнитной пленки под частицей. Следовательно, поле ферромагнитных частиц переключает состояние гетероструктуры из исходного  $\uparrow\downarrow$  в одно из состояний  $\uparrow\uparrow$ ,  $\downarrow\uparrow$ ,  $\downarrow\downarrow$ . Эти четыре состояния  $\uparrow\uparrow$ ,  $\uparrow\downarrow$ ,  $\downarrow\uparrow$ ,  $\downarrow\downarrow$  легко определяемы на петле магнитного гистерезиса (рис. 3), которая содержит четыре уровня магнитного момента. Их в литературе обозначают также  $P+$ ,  $AP+$ ,  $AP-$ ,  $P-$ , соответственно. Логично предполагать, что магнитное поле частиц переключает гетероструктуру в ближайшее по энергии состояние  $\uparrow\downarrow$ . Часто наночастицы агрегируют в ансамбли гораздо более крупного размера, чем сами частицы. На рис. 2 размеры частиц значительно больше, чем наночастицы. Средний размер 280 nm был использован для моделирования.

Для того чтобы реализовать моделирование из петли гистерезиса были получены величины полей переключения между состояниями, а также уровни намагниченности, характерных для каждого из четырех состояний (рис. 3). При моделировании стартовой точкой был такой подбор параметров, который обеспечивал бы количественное сходство экспериментально полученной петли гистерезиса (рис. 3, *a*) с петлей гистерезиса, записанной с помощью микроскопа Керра (рис. 3, *b*). После подгонки петли гистерезиса, были построены распределения намагниченности одиночного слоя под действием частиц  $Fe/Fe_3O_4$ . Результаты моделирования для платформы **I** представлены на рис. 4. В одиночной тонкой пленке  $CoFeB$  образца **I** намагниченность определяется энергией анизотропии и энергией Зеемана. При направлении поля перпендикулярно пленке видно немонокотное распределение намагниченности, связанное со сложением внешнего поля и поля магнитного диполя (частицы) рис. 4, *a*. Вдалеке от частицы намагниченность слоя везде одинакова на уровне намагниченности насыщения пленки  $950 \text{ emu/cm}^3$ . В областях, близких к центру частицы наблюдается сначала уменьшение намагниченности, которое вызвано компенсацией внешнего поля полем диполя. В центре намагниченность возвращается к значению, которое имеет место на больших расстояниях от частицы.

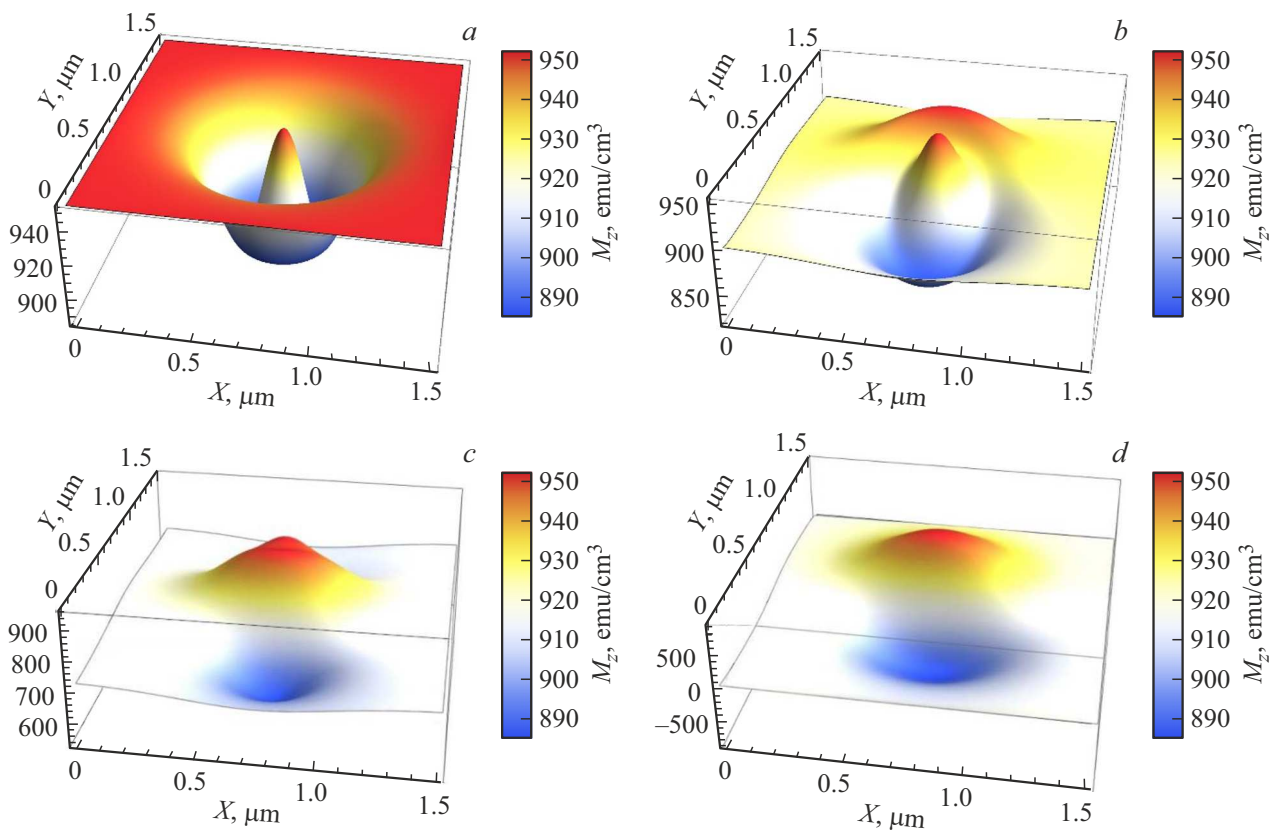
На рис. 4, *b-d* представлены распределения намагниченности при наложении внешнего магнитного поля под ненулевыми углами к нормали одиночной пленки. Асимметрия в распределении намагниченности, вызванная отклонением поля от нормали, вполне ожидаема. При изменении направления поля по отношению к платформе **I** намагниченность платформы изменяет направление, так, что ось магнитного диполя немного отклоняется от нормали к пленке, приближаясь к плоскости пленки.

На рис. 5 приведены расчетные распределения проекций намагниченности на вертикальную ось для верхнего  $M_{tz}$  (левая колонка рисунков) и нижнего  $M_{bz}$  (правая колонка рисунков) слоев  $CoFeB$  платформы **II** под кластером наночастиц радиуса 280 nm во внешнем поле



**Рис. 3.** (а) Моделирование петли гистерезиса  $MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO/Ta$  без наночастиц при  $T = 300 \text{ K}$  с помощью программы ООММФ. (б) Экспериментально измеренная петля гистерезиса нормированной намагниченности образца  $MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO/Ta$  без наночастиц при  $T = 300 \text{ K}$  с помощью микроскопа Керра. В обоих случаях магнитное поле прикладывалось вдоль нормали к плоскости образца.

100 Oe при углах между полем и нормалью к пленкам  $\theta = 0^\circ$  (*a, b*),  $\theta = 30^\circ$  (*c, d*),  $\theta = 60^\circ$  (*e, f*) и  $\theta = 90^\circ$  (*g, h*). В поле, перпендикулярно пленке верхний слой на больших расстояниях от частицы намагничен против поля (синий фон) (рис. 5, *a*), а нижний слой намагничено по полю (красный фон на рис. 5, *b*). Это соответствует исходному состоянию намагниченности в данном внешнем поле (без частицы)  $AP+$ . Вблизи частицы верхний слой перемагничен вдоль поля (рис. 5, *a*), а нижний слой имеет немонокотное распределение намагниченности с пониженными значениями в небольшом удалении от центра частицы и максимумом под ее центром (рис. 5, *b*). По мере отклонения внешнего магнитного поля от нормали центральный пик намагниченности верхней пленки расщепляется на максимум и минимум, наличие которых



**Рис. 4.** Распределение проекций намагниченности ферромагнитного слоя платформы I CoFeB, находящейся под действием внешнего однородного поля  $\mathbf{H}$  величины 100 Oe и поля рассеяния  $\mathbf{H}_{\text{дip}}$  кластера радиуса 280 nm, для различных углов между внешним полем и нормалью к образцу  $\theta = 0^\circ$  (a),  $\theta = 30^\circ$  (b),  $\theta = 60^\circ$  (c),  $\theta = 90^\circ$  (d).

означает появление проекции магнитного дипольного момента на плоскость XY (рис. 5, d). При этом пик положительной намагниченности нижней пленки становится асимметричным (рис. 5, c). Другими словами, магнитный диполь, лежащий в плоскости пленки, образован отрицательным полюсом нижней пленки и положительным полюсом — верхней пленки при  $\theta = 90^\circ$  (рис. 5, e–h).

Таким образом, в однослойной пленке поле, перпендикулярное ее самопроизвольной намагниченности, не опрокидывает намагниченность в плоскость пленки, а только немного отклоняет ее. В двухслойной структуре, где одна из пленок такая же, как в однослойной структуре, в том же магнитном поле, направленном вдоль пленки, наблюдается опрокидывание суммарного магнитного момента в плоскость пленки. При этом области отрицательной и положительной намагниченности диполя с осью, лежащей в плоскости, наблюдаются в разных пленках — в верхней и в нижней. Следовательно, наличие обменно-связанной ферромагнитной пленки оказывает такое действие на исходный ферромагнитный слой, которое эквивалентно уменьшению эффективной анизотропии.

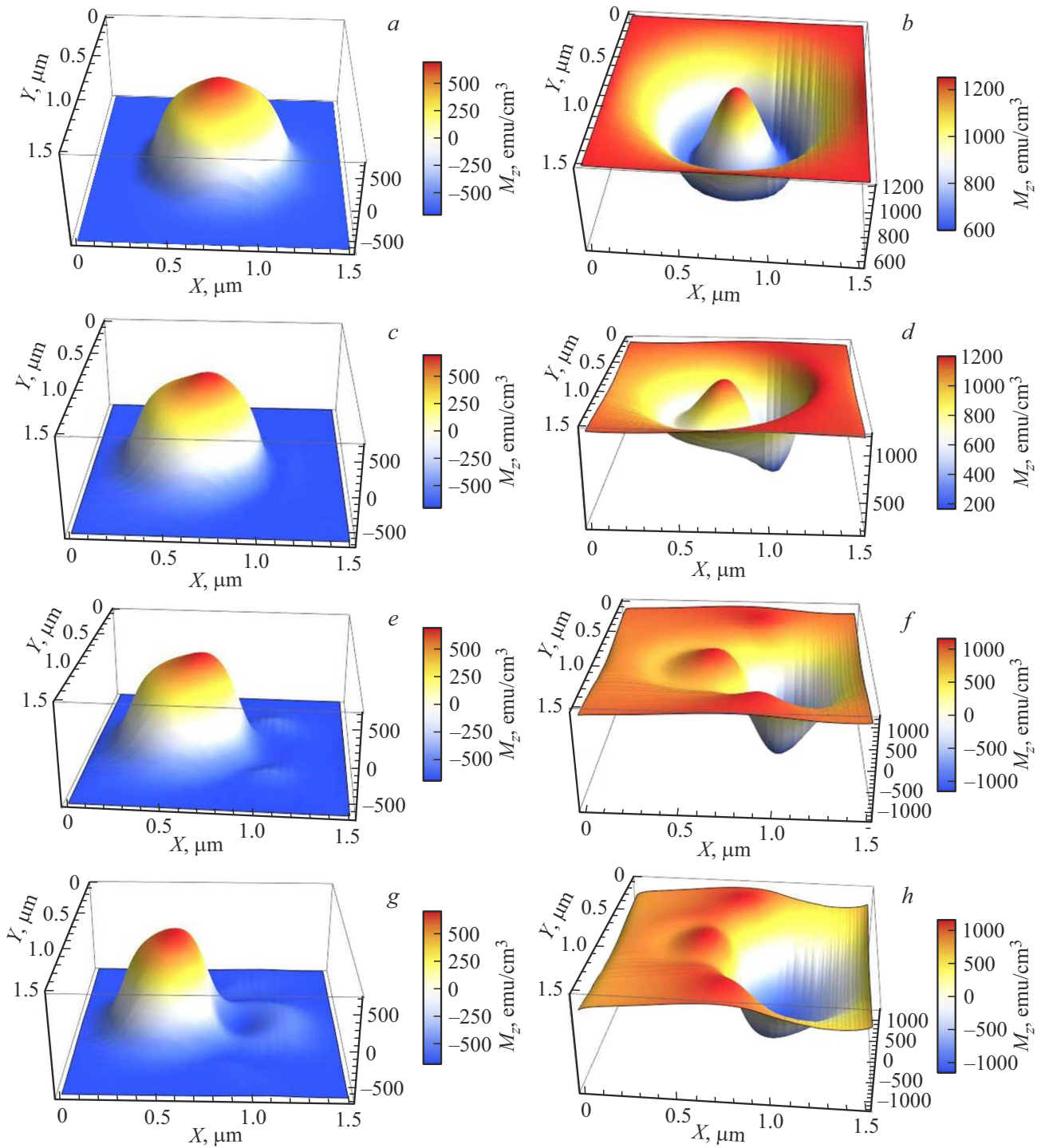
Отметим, что увеличенные по сравнению с исходным размером частиц магнитные изображения частиц на поверхности гетероструктур (рис. 2) получены в

результате притяжения кантилевера полем, направленным перпендикулярно поверхности. Эта компонента порождается магнитным диполем с осью, перпендикулярной поверхности, т.е. (например, в одиночной пленке (рис. 4, d)).

Результаты моделирования перемагниченной области платформы I для разного радиуса частиц на ее поверхности представлены на рис. 6. Видно, что размеры области, перемагниченной магнитным полем частицы растут по мере увеличения ее радиуса. При этом качественные изменения в распределении намагниченности пленки с ростом размеров частицы отсутствуют.

Были выполнены аналогичные расчеты для других радиусов частиц и для двухслойной гетероструктуры. При этом определялся размер перемагниченной области  $R_p$ , как показано на рис. 7 стрелками для разных типов перемагничивания.

Результаты этих вычислений обобщены на рис. 8, где приведены расчетные зависимости радиуса перемагниченной области пленки  $R_p$  от радиуса частицы  $R$  для монослоя CoFeB и для нижнего слоя платформы CoFeB/Ta/CoFeB, а также для верхнего слоя платформы II. Видно, что при малых радиусах частиц перемагниченная область на пленке лишь немного превышает размер частицы в то время, как при больших радиусах

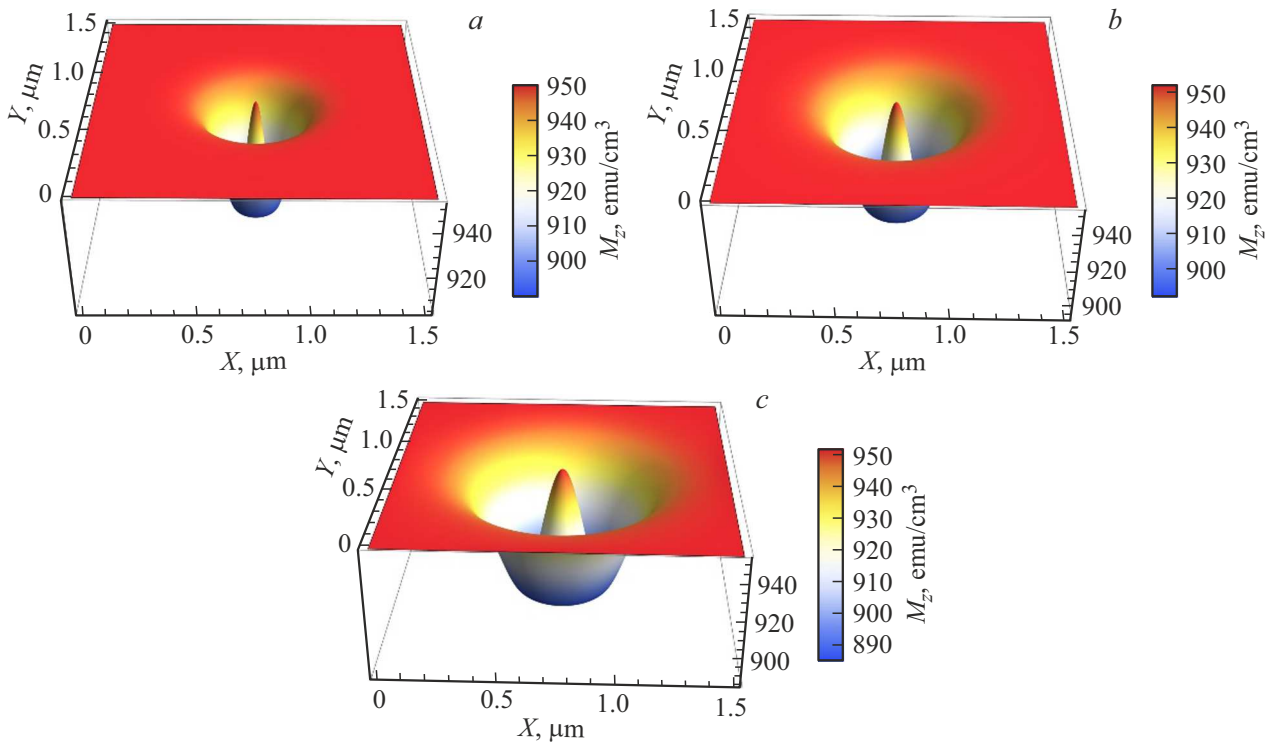


**Рис. 5.** Распределение проекций намагниченности верхнего  $M_{tz}$  (левая колонка *a, c, e, g*) и нижнего  $M_{bz}$  (правая колонка *b, d, f, h*) слоев на нормаль платформы II MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO/Ta под кластером наночастиц радиуса 280 нм во внешнем поле 100 Oe при углах между полем и нормалью к пленкам  $\theta = 0^\circ$  (*a, b*),  $\theta = 30^\circ$  (*c, d*),  $\theta = 60^\circ$  (*e, f*) и  $\theta = 90^\circ$  (*g, h*).

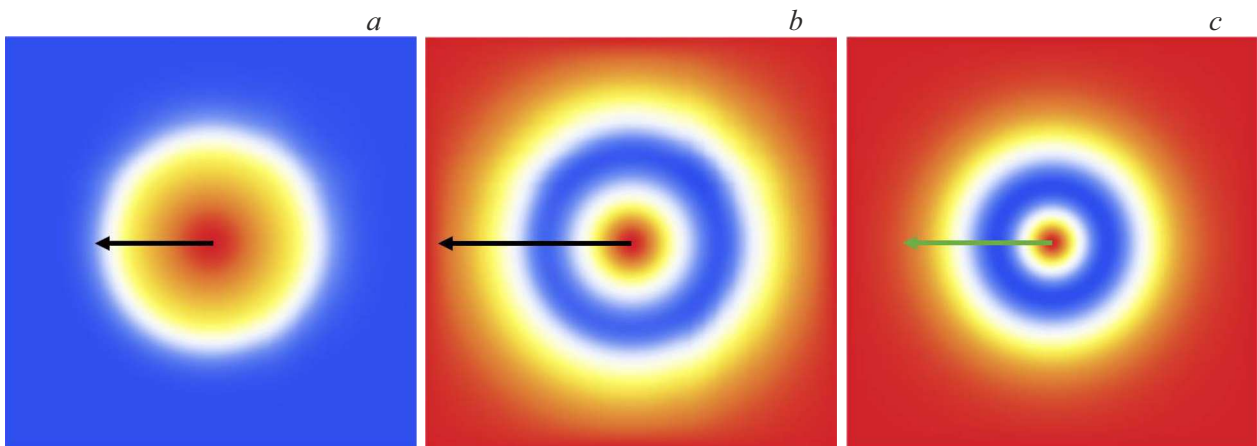
частицы ( $\sim 150 \mu\text{m}$ ) перемагниченная область пленки вдвое превышает радиус частицы.

Таким образом, бислойные платформы откликаются на поле рассеяния субмикронных ферромагнитных частиц таким образом, что размеры перемагниченных областей значительно превышают размеры частиц, т.е.

реальный коэффициент, связывающий концентрацию частиц и магнитосопротивление, по которому можно зарегистрировать частицы, оказывается многократно выше ожидаемого. Такие платформы являются „усилителями“ отклика в системе поле частицы–магнитосопротивление. Отметим, что этот факт может приводить также к тому,



**Рис. 6.** Распределение намагниченности платформы CoFeB (монослой), находящейся под действием поля рассеяния частицы с радиусами: 140 (a), 200 (b), 280 (c) nm.



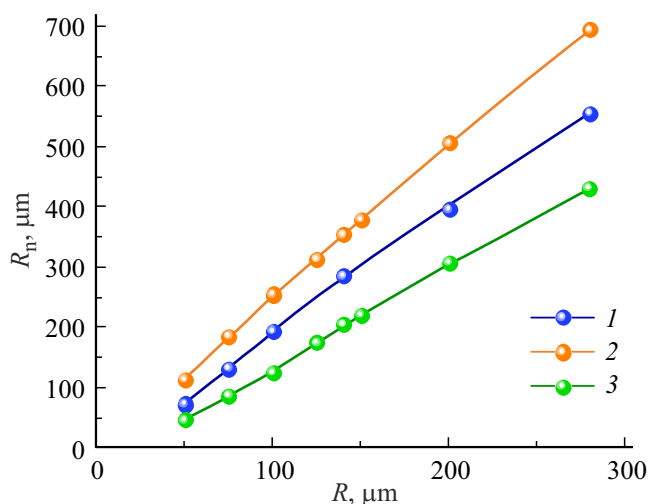
**Рис. 7.** Распределение намагниченности верхнего (a) и нижнего (b) слоя платформы II и платформы I (c), находящихся под действием поля рассеяния частицы с радиусом 280 nm. Стрелки показывают радиус максимальной области вовлеченной в перемангничивание  $R_n$ .

что при высоких концентрациях частиц на платформе оценка их количества из сигнала магнитосопротивления может оказаться некорректной из-за перекрытия перемангниченных областей.

Исследуемые в нашей работе платформы CoFeB/Ta/CoFeB проявляют эффект гигантского магнитосопротивления (GMR). Они могут использоваться для обнаружения и количественной оценки магнитных микро- и наночастиц на их поверхности, что имеет

значительный потенциал в биомедицинских приложениях, таких как диагностика заболеваний, доставка лекарств и обнаружение биомаркеров. При помещении на поверхность датчика GMR магнитных частиц, они изменяют локальную намагниченность ферромагнитных слоев. Эти локальные изменения приводят к изменению магнитосопротивления датчика, которое затем можно определить путем измерения вольт-амперных характеристик GMR датчиков, интегрированных в





**Рис. 8.** Зависимость радиуса области, вовлеченной в перемагничивание  $R_n$  от радиуса частицы  $R$  для монослоя CoFeB (1), нижнего слоя платформы II CoFeB/Ta/CoFeB (2), верхнего слоя платформы II CoFeB/Ta/CoFeB (3).

микрофлюидные платформы [11,12]. Корреляция между изменениями магнитосопротивления и концентрацией частиц обеспечивает точную количественную оценку.

#### 4. Выводы

С помощью микромагнитного моделирования (OOMMF) визуализировано перемагничивание ферромагнитной тонкой пленки (CoFeB) и гетероструктуры состоящей из двух слоев ферромагнетика, разделенных немагнитным материалом (CoFeB/Ta/CoFeB) под действием ферромагнитной наночастицы на ее поверхности. Установлено, что поле, лежащее в плоскости структур, не опрокидывает намагниченность одиночной пленки в плоскость, но делает это в гетероструктуре, в которой к пленке, которая имеет те же параметры, что и одиночная, добавленная обменносвязанная пленка. Площадь перемагничивания в случае гетероструктуры (CoFeB/Ta/CoFeB) больше, чем для монослоя (CoFeB). С ростом размера частиц размер перемагниченной области растет квазилинейно, и разница между радиусом частиц и размером перемагниченной области нарастает с размером частиц.

Результаты моделирования представляют интерес для измерения концентрации наночастиц или магнитомеченных объектов, нанесенных на поверхность ферромагнитных датчиков.

#### Финансирование работы

Е.И. Куницына поддержана грантом Российского научного фонда № 24-72-00049, <https://rscf.ru/project/24-72-00049/>, Р.Б. Моргунов поддержан тематической

картой Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН 124020700089-3.

#### Конфликт интересов

Авторы декларируют отсутствие конфликтов интересов.

#### Список литературы

- [1] X. Zhi, M. Deng, H. Yang, G. Gao, K. Wang, H. Fu, Y. Zhang, D. Chen, D. Cui. *Biosens. Bioelectron.* **54**, 372 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.bios.2013.11.025>
- [2] P. Zhang, N. Thiyagarajah, S. Bac. *IEEE Sens. J.* **11**, 9, 1927 (2011). <https://doi.org/10.1109/JSEN.2010.2102349>
- [3] P.P. Freitas, F.A. Cardoso, V.C. Martins, S.A.M. Martins, J. Loureiro, J. Amaral, R.C. Chaves, S. Cardoso, L.P. Fonseca, A.M. Sebastião, M. Pannetier-Lecoeur, C. Fermon. *Lab Chip* **12**, 3, 546 (2012). <https://doi.org/10.1039/c1lc20791a>
- [4] A. Kaidatzis, D.B. Gopman, C. Bran, J.M. García-Martín, M. Vázquez, D. Niarchos. *J. Magn. Magn. Mater.* **473**, 355 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2018.10.103>
- [5] O.V. Koplak, E.I. Kunitsyna, R.S. Allayarov, S. Mangin, N.V. Granovskii, R.B. Morgunov. *J. Exp. Theor. Phys.* **131**, 4, 607 (2020). <https://doi.org/10.1134/S1063776120090046>
- [6] R.B. Morgunov, O.V. Koplak, R.S. Allayarov, E.I. Kunitsyna, S. Mangin. *Appl. Surf. Sci.* **527**, 146836 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2020.146836>
- [7] O. Koplak, A. Talantsev, Y. Lu, A. Hamadeh, P. Pirro, T. Hauet, R. Morgunov, S. Mangin. *J. Magn. Magn. Mater.* **433**, 91 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.02.047>
- [8] T. Fache, H.S. Tarazona, J. Liu, G. L'Vova, M.J. Applegate, J.C. Rojas-Sanchez, S. Petit-Watelot, C.V. Landauero, J. Quispemarcatoma, R. Morgunov, C.H.W. Barnes, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **98**, 6, 1 (2018). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.064410>
- [9] R.B. Morgunov, G.L. L'vova, A.D. Talantsev, O.V. Koplak, T. Fache, S. Mangin. *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 33 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.12.083>
- [10] R. Morgunov, Y. Lu, M. Lavanant, T. Fache, X. Deveaux, S. Migot, O. Koplak, A. Talantsev, S. Mangin. *Phys. Rev. B* **96**, 5, 1 (2017) <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.054421>
- [11] J. Devkota, G. Kokkinis, T. Berris, M. Jamalieh, S. Cardoso, F. Cardoso, H. Srikanth, M.H. Phan, I. Giouroudi. *RSC Adv.* **5**, 63, 51169 (2015). <https://doi.org/10.1039/c5ra09365a>
- [12] T.R. Ger, P.S. Wu, W.J. Wang, C.A. Chen, P.A.R. Abu, S.L. Chen. *Biosensors* **13**, 8, 1 (2023). <https://doi.org/10.3390/bios13080807>

Редактор А.Н. Смирнов