

05,12

Изменение магнитного момента ферромагнитной наночастицы при воздействии поляризованного тока

© М.А. Кожушнер¹, А.К. Гатин¹, М.В. Гришин¹, Б.Р. Шуб¹, В.П. Ким², Г.Б. Хомутов², Л.И. Трахтенберг¹

¹ Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: kozhushner@gmail.com

(Поступила в Редакцию 22 июня 2015 г.)

Перемагничивание ферромагнитной наночастицы Fe_3O_4 объемом порядка нескольких тысяч кубических нанометров спин-поляризованным током изучено в высоковакуумном сканирующем туннельном микроскопе, где один из электродов — игла из намагниченной железной проволоки, а второй электрод — ферромагнитная наночастица на подложке из графита. Измеренный пороговый ток перемагничивания — наименьшее значение тока, при котором происходит перемагничивание, составляет $I_{\text{tresh}} \approx 9 \text{ nA}$. Для обнаружения факта изменения намагниченности наночастицы использовался эффект гигантского магнитного сопротивления — зависимость величины слабого поляризованного тока ($I < I_{\text{tresh}}$) от взаимного направления намагниченностей электродов.

Работа поддержана грантами РФФИ 14-19-00781 и 14-12-01379.

1. Введение

Эффект зависимости величины тока между двумя ферромагнитными электродами, разделенными тонким слоем изолятора или немагнитного металла, от взаимной ориентации намагниченностей в электродах — эффект гигантского магнитного сопротивления (ГМС), известен с 1988 г. [1,2] и активно используется для считывания в системах магнитной записи информации. Возможное теоретическое решение в некотором роде обратной задачи — перемагничивания магнитного домена поляризованным током, т.е. потоком электронов с преимущественным направлением спина, было предложено Слончевским в 1996 г. [3]. Рассматривался ток при баллистическом пролете электронов из одного ферромагнитного электрода в другой. Было показано, что взаимодействие спинового магнитного момента токовых электронов, параллельного магнитному моменту исходного ферромагнитного катода, с магнитным моментом ферромагнитного анода может привести к изменению направления намагниченности анода. Приблизительно в то же время Бергером обсуждалась возможность возбуждения магнона в ферромагнетике поляризованным током [4]. Учитывалось, что при возбуждении магнона намагниченность домена уменьшается на один магнитный момент электрона. Изучалось также перемагничивание током доменов в массивной ферромагнитной среде [5] (в работе [3] рассматривалась наноразмерная слоистая среда). С этой целью было модифицировано кинетическое уравнение Ландау–Лифшица для перемагничивания домена. В этом модифицированном уравнении учитывалось взаимодействие магнитного момента поляризованного тока с магнитным моментом домена. Такое взаимодействие может привести к изменению стационарной намагниченности домена.

Возможность перемагничивания массивного магнитного домена, поперечный размер которого составлял порядка микрона, а толщина была порядка 10 nm, поляризованным током, была экспериментально показана в работах [6–8]. Так поляризованный ток, впрыскиваемый через точечный контакт, вызывал поворот намагниченности в $(\text{Co-Cu})_N$ многослойных сэндвичах [6]. Наблюдалось также переключение ориентации магнитных моментов в (Co-Cu-Co) -сэндвичевой структуре при перпендикулярных электрических токах по всей плоскости домена [7]. В более поздней работе [8] изменение поляризации магнитного домена происходило за счет диффузионного потока поляризованных электронов через немагнитный проводник из другого ферромагнетика.

Стандартной процедурой исследования и изменения намагниченности наночастиц является использование зонда сканирующего микроскопа, атомно-силового (АСМ) или сканирующего туннельного (СТМ), обладающего собственной намагниченностью. Например, было изучено перемагничивание упорядоченного массива наночастиц диаметром 5–20 nm и высотой около 100 nm, состоящих из кобальта и сплава железо–хром, полем постоянного магнита на зонде атомно-силового микроскопа [9]. Показано, что эта методика позволяет как проводить диагностику векторов намагниченности, так и осуществлять эффективное воздействие на них. Двойные цепочки атомов Co, состоящие из нескольких десятков атомов и расположенные на поверхности $\text{Ir}(001)$ с реконструкцией (5×1) и обладающие собственным вектором намагниченности, подвергались воздействию магнитного острия СТМ, изготовленного из хрома [10]. При этом фиксировалось изменение намагниченности цепочек.

Однако возможен и альтернативный вариант исследования магнитных наночастиц и воздействия на их

магнитные характеристики, основанный на облучении образца током спин-поляризованных электронов. С помощью такой методики в работе [11] были исследованы магнитные свойства наноструктурированного покрытия, состоящего из наночастиц железа размером 20–40 nm и высотой менее 1 nm, нанесенного на монокристаллическую поверхность W(001). В частности, были установлены структура и электронное строение такого покрытия, их зависимость от положения на подложке, вектор намагниченности. В последнем случае использовался спин-поляризованный туннельный ток, полученный с помощью вольфрамового острия, покрытого слоем железа.

Дальнейшее развитие описанной выше методики привело к созданию метода спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии (SP-STM), который позволяет исследовать и проводить модификацию магнитных моментов наноструктур. Так, при достаточно высоких плотностях туннельного тока перемагничивался островок, состоящий из 100 атомов железа [12]. В дальнейшем, было показано, что метод SP-STM позволяет обратно намагничивать островок размером около 2 nm, состоящий из 40 атомов железа, причем пороговое значение туннельного тока в этом случае составляет около $1 \mu\text{A}$ [13]. В продолжении вышеперечисленных работ исследовались также эффекты вращения магнитного момента суперпарамагнитных наноструктур Co , обусловленные воздействием туннельного тока [14].

Согласно работам [12–14] предполагаемый механизм перемагничивания ферромагнитных нанокластеров в СТМ включает его нагрев током. Даже небольшой нагрев, на величину порядка 1 K (ток 600 nA), при температуре образца 30 K [14], оказывал влияние на стабильность направления намагниченности малого, порядка нескольких десятков атомов, ферромагнитного островка. При этом для изучаемых в этих работах частиц размером около 2 nm и высотой менее 1 nm типичные рабочие значения составляют: спин-поляризованный туннельный ток — микроамперы, длительность импульса — сотни миллисекунд [13].

Отметим, что в основе теории [3–5] лежало следующее предположение: полный спиновый момент электронов тока, направленный вдоль намагниченности ферромагнитного катода, сохраняется и внутри домена — анода с другим направлением намагниченности. Процесс перемагничивания описывался как результат взаимодействия двух макроскопических магнитных моментов — момента самого домена и момента тока, т.е. предполагалось, что спиновые моменты токовых электронов остаются когерентными и внутри анода.

В действительности, электронное состояние со спином, неколлинеарным с направлением намагниченности домена, сохраняется в ферромагнитном материале на длине пробега $\sim 1 \text{ nm}$. Таким образом, для тонких, фактически моноатомных, островков ферромагнетика [12–15] такой подход возможен. Однако для наночастиц с толщиной более 1 nm очень быстро, за время порядка времени столкновения с другими электронами ферромагнетика — анода ($\tau \sim 10^{-14} - 10^{-13} \text{ s}$),

спиновые состояния токовых электронов переходят в состояние электронов со спинами, направленными по и против направления намагниченности анода, а фазы поперечных намагниченностей отдельных электронов становятся случайными, т.е. за это время проекция суммарного магнитного момента токовых электронов, перпендикулярная намагниченности анода, исчезает. Поэтому для достаточно больших наночастиц вводить взаимодействие макроскопических моментов нам представляется некорректным и описывать кинетику изменения намагниченности анода следует, используя изменения во времени числа электронных спинов, направленных по и против направления намагниченности, которые при прохождении тока через домен отличны от равновесных значений.

Такой подход к описанию перемагничивания отдельной наночастицы током был представлен в работе [16], где была развита теория перемагничивания ферромагнитной наночастицы в СТМ. При этом игла СТМ, как и наночастица, должна быть ферромагнитной, а подложка, на которой находится наночастица, — неферромагнитной. Было найдено, что перемагничивание наночастицы возможно лишь при токе, большем, чем некоторый критический ток I_{cr} . Величина I_{cr} зависит от размера наночастицы и степени намагниченности материала иглы и наночастицы, а время перемагничивания t_{mr} стремится к бесконечности, когда величина тока приближается к I_{cr} . Оценка I_{cr} для размера ферромагнитной наночастицы $\sim 10 \text{ nm}$ давала величину порядка десяти наноампер [16].

В отличие от экспериментов [12–15], где перемагничивались малые ферромагнитные нанокластеры, в данной работе проводилось изучение массивной наночастицы ($15 \times 50 \times 50 \text{ nm}^3$). Был использован сканирующий туннельный микроскоп, где в качестве одного электрода служит ферромагнитная игла, а другим электродом является ферромагнитная наночастица, находящаяся на графитовой подложке. Рассмотрены следующие задачи: проведено перемагничивание наночастицы потоком электронов из ферромагнитной иглы, т.е. вначале игла является анодом и намагниченности в игле и наночастице направлены в одну сторону, а затем, спустя некоторое время, оказываются противоположными. При изменении электрической полярности, когда игла представляла собой катод, в результате протекания тока, намагниченности наночастицы и иглы становились направленными в одну сторону. Кроме того, измерены критические токи перемагничивания.

2. Синтез наночастиц магнетита

Использовались соли FeCl_3 , FeCl_2 фирмы Fluka, без дополнительной очистки. Синтетические процедуры велись с ультрачистой водой с удельным сопротивлением $18 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$, полученной с помощью системы очистки воды Milli-Q фирмы Millipore. Синтез наночастиц магнетита Fe_3O_4 проводился по методу Массарта [17]. Соответствующее уравнение химической реакции имеет вид

$$2\text{FeCl}_3 + \text{FeCl}_2 + 8\text{NH}_4\text{OH} \rightarrow \text{Fe}_3\text{O}_4 + 8\text{NH}_4\text{Cl} + 4\text{H}_2\text{O}.$$

Для обеспечения необходимого соотношения количеств ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в реакционной системе смешивание водных растворов солей FeCl_2 и FeCl_3 проводилось в соотношении: 2.5 ml 2M раствора FeCl_2 к 10 ml 1M раствора FeCl_3 . В получившийся раствор солей добавляли 125 ml водного раствора 0.7M NH_4OH и смесь интенсивно перемешивали в течение 30 min. Далее с помощью магнита из реакционной смеси выделялась магнитная фракция (примагничивалась самарий-кобальтовым магнитом с напряженностью поля около 1000 Oe к стенке сосуда, в котором находилась реакционная смесь). Затем полученные наночастицы промывались деионизованной водой 2 раза и помещались в деионизованную воду объемом 125 ml с образованием суспензии. Суспензия синтезированных коллоидных наночастиц магнетита стабилизировалась электростатически добавлением раствора соляной кислоты (конечная величина pH в суспензии наночастиц 3.6–3.8). В конце полученная суспензия наночастиц магнетита подвергалась ультразвуковому воздействию в течение 15 min. По результатам исследований методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на установке LEO 912AB, IOME GA и динамического светорассеяния на установке Brookhaven instruments corporation 90 Plus средний размер синтезированных наночастиц магнетита составил 10 nm (рис. 1), электростатический поверхностный дзета-потенциал (ξ -потенциал) наночастиц, измеренный при pH = 3.8, составил +20.5 mV.

Изоэлектрическая точка (точка нулевого заряда) магнетита $pI = 6.8$, поэтому при значениях величины pH в растворе, меньших pH = 6.8, коллоидные наночастицы магнетита имеют положительный заряд и могут быть эффективно стабилизированы посредством межчастичного электростатического отталкивания.

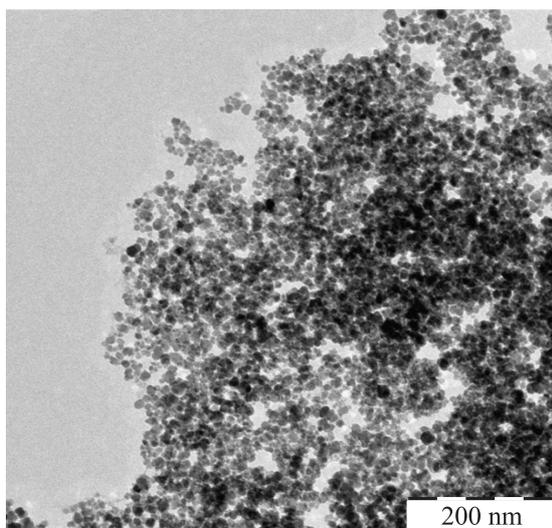


Рис. 1. Характерное электронно-микроскопическое изображение синтезированных коллоидных наночастиц магнетита Fe_3O_4 . Изображение получено методом просвечивающей электронной микроскопии.

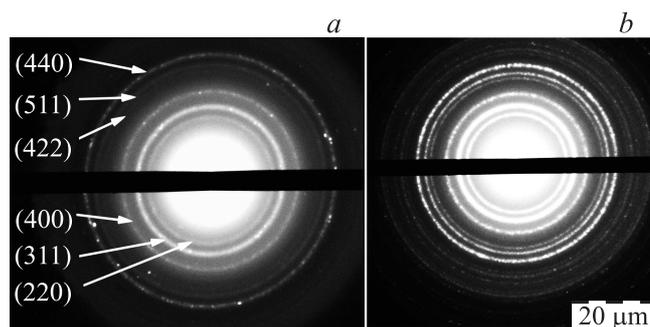


Рис. 2. Дифрактограммы электронов в образце стандартных коллоидных наночастиц магнетита (a) и синтезированных в работе наночастиц (b). Цифрами указаны номера кристаллографических плоскостей кристаллической фазы магнетита, обуславливающих соответствующие рефлексы.

Для изменения концентрации суспензии коллоидных наночастиц магнетита, в частности, для разбавления такой суспензии с целью адсорбции на поверхность графита индивидуальных магнитных наночастиц, в суспензию добавляли деионизованную воду с величиной pH в диапазоне 3.6–3.8.

С целью установления структуры синтезированных наночастиц методом ПЭМ были получены картины электронной дифракции на наночастицах, характерное изображение такой электронограммы представлено на рис. 2.

При сравнении экспериментальной и эталонной дифрактограмм образца наночастиц магнетита наблюдалось совпадение положения дифракционных рефлексов и их интенсивностей. Это обстоятельство свидетельствует о том, что полученные наночастицы представляют собой нанофазный магнетит. Ввиду того, что характеристики кристаллической решетки другого магнитного оксида железа — маггемита Fe_2O_3 — очень близки параметрам решетки магнетита, не исключено присутствие в образце примесей магнитной нанофазы маггемита.

3. Условия проведения эксперимента

Эксперименты по изменению намагниченности наночастиц оксида железа, локализованных на поверхности проводящей немагнитной подложки, были выполнены на СТМ в условиях сверхвысокого вакуума (давление остаточных газов в камере СТМ составляет $P = 2 \cdot 10^{-10}$ Torr). Для этого взвесь оксида железа в воде наносилась на поверхность высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) и высушивался при комнатной температуре. Подготовленный образец устанавливался в камеру СТМ и прогревался до $T = 600$ K.

Для исследования структуры и электронного строения образцов были использованы стандартные методики сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Сканирование поверхности образца осуществлялось в режиме „постоянного тока“ при значениях туннельного тока $I = 2\text{--}20$ nA и напряжения на наноконтакте, т.е.

разности потенциалов между иглой и подложкой, U от -2 V до $+2\text{ V}$. Намагниченность наночастиц и ее изменение определялись по вольт-амперным зависимостям туннельного тока СТМ, измеряемым в различных точках на поверхности образца (как покрытых наночастицами оксида железа, так и свободных от них) непосредственно во время сканирования. Для измерения вольт-амперных зависимостей использовалась стандартная спектроскопическая процедура. Острие СТМ „замораживалось“ над поверхностью образца, после чего к наноконтакту СТМ прикладывалось напряжение, изменяемое в задаваемых пределах, и измерялась величина туннельного тока. По окончании этой процедуры острие СТМ „размораживалось“ и перемещалось в следующую точку, где измерения вольт-амперных зависимостей проводились по описанной выше схеме.

Острия СТМ изготавливались из железной проволоки диаметром $d = 0.3\text{ nm}$, предварительно намагниченной в поле постоянного магнита.

4. Результаты и обсуждение

На рис. 3 представлено топографическое изображение поверхности ВОПГ размером $1.6 \times 1.6\text{ }\mu\text{m}$ и профиль образца рис. 3, b вдоль линии I , указанной на рис. 3, a . Объект, профиль которого указан на этом рисунке, состоит из двух близкорасположенных наночастиц оксида железа. Топографические измерения показали, что на поверхности графита образовались островки неправильной формы максимальной протяженностью около 200 nm , состоящие из наночастиц, чей латеральный размер не превышает $20\text{--}30\text{ nm}$.

На рис. 4 представлены вольт-амперные зависимости туннельного тока СТМ, измеренные при сканировании намагниченной железной иглой участка поверхности графита размером $50 \times 50\text{ nm}$, содержащего единичную наночастицу оксида железа, (кривая 1).

Для сравнения на этом же рисунке приведены вольт-амперные зависимости туннельного тока СТМ, измеренные на участке ВОПГ, свободном от оксида железа при тех же параметрах сканирования (кривая 2). Эти кривые существенно различаются как качественно, так и количественно. Во-первых, кривая 2, соответствующая ВОПГ, имеет S -образную форму, которая обычно формируется для наноконтакта СТМ с чистым графитом. Форма кривой 1, соответствующая наночастице оксида железа, представляет собой почти прямую линию. Во-вторых, по абсолютному значению величина туннельного тока на кривой 2 в несколько раз меньше величины туннельного тока на кривой 1, т.е. проводимость туннельного контакта, образованного железным острием и графитом, оказывается ниже проводимости туннельного контакта, включающего островок наноструктуры оксида железа.

Для изменения магнитного момента наночастиц оксида железа использовалась следующая процедура. При сохранении значения напряжения на наноконтакте СТМ ($U = +2\text{ V}$, т.е. ферромагнитная игла была анодом) увеличивалось значение туннельного тока до 30 nA . Для

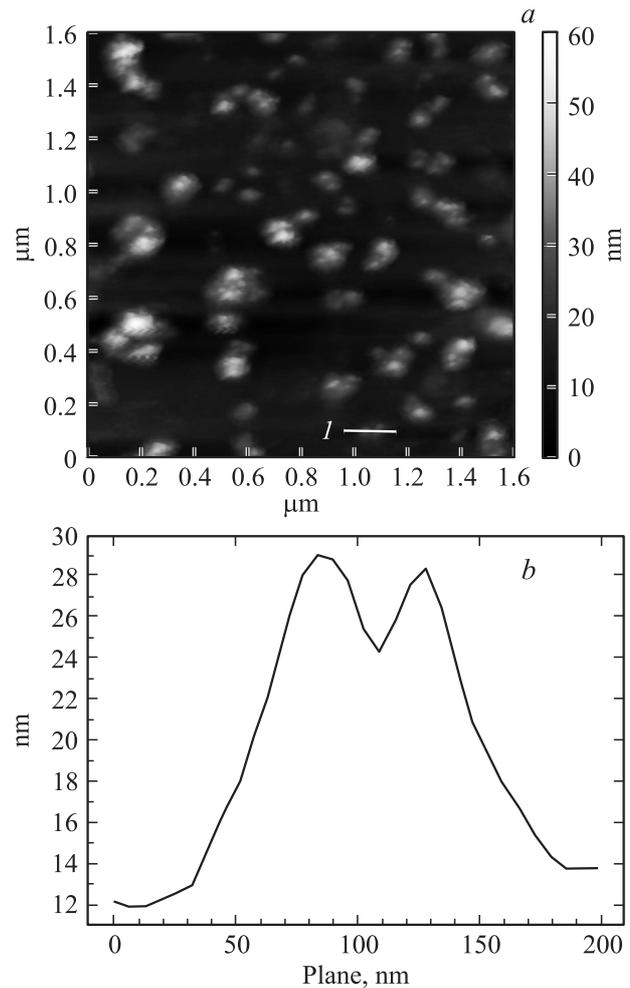


Рис. 3. Поверхность ВОПГ, содержащая наноструктуры наночастиц оксида железа: a — топографическое изображение, b — профиль.

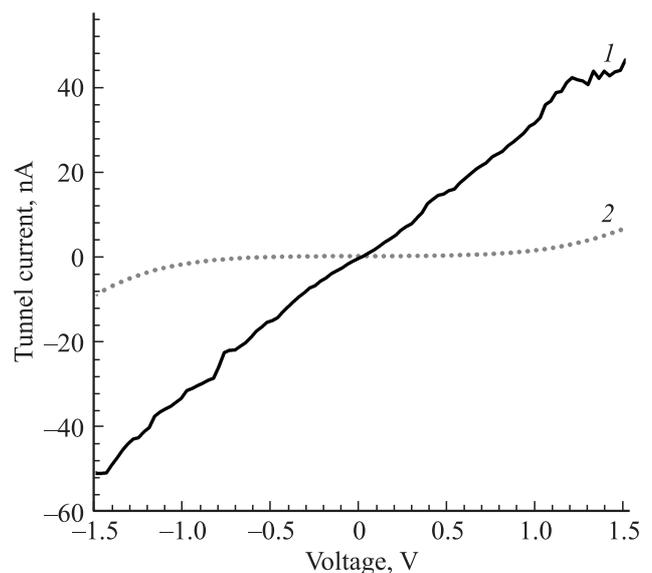


Рис. 4. Вольт-амперные зависимости, измеренные на наночастице оксида железа (кривая 1) и свободном от наночастиц участке графита (кривая 2).

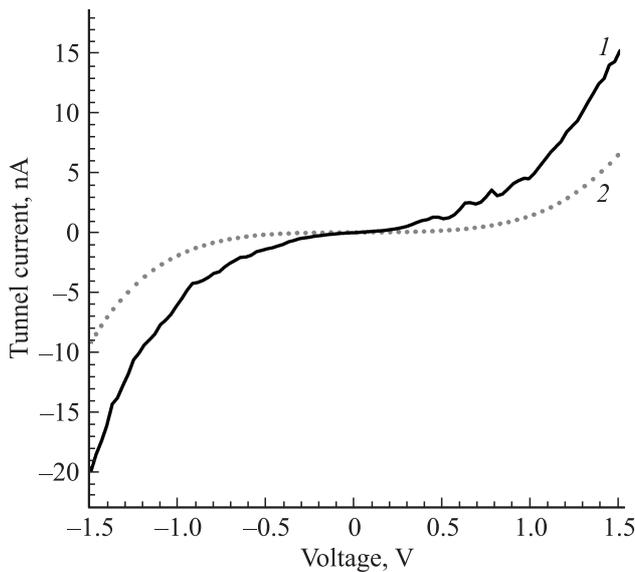


Рис. 5. Вольт-амперные зависимости, измеренные на наночастице оксида железа (кривая 1) и свободном от наночастиц участке графита (кривая 2) после воздействия током туннелирующих электронов, $I = 20$ nA, $U_{\text{bias}} = +2$ V.

этого игла СТМ приближалась к поверхности образца на расстояние $\Delta Z \approx 0.1$ nm. Сканирование изучаемой поверхности проводилось со средней скоростью $V_{\text{scan}} \approx 140$ nm/s. Нетрудно видеть, что при размере наночастицы $l \approx 20$ nm (рис. 3), время протекания тока через наночастицу оказывается $t = l/V_{\text{scan}} \approx 0.14$ s, что сравнимо со временем, около 0.2 s, используемым в методе SP-SPM [13]. Это время на много порядков больше характерных времен перемагничивания наночастицы, оценка которых проведена в работе [9], и, следовательно, если ток будет больше критического, наночастица заведомо успеет перемагнититься. После завершения цикла, игла отодвигалась от поверхности образца в первоначальное положение, и вновь проводились измерения вольт-амперных зависимостей. Результаты этих измерений представлены на рис. 5.

Как следует из рис. 5, вольт-амперная зависимость, соответствующая островку наноструктурированной пленки оксида железа — кривая 1, по форме и интенсивности приблизилась к вольт-амперной зависимости, соответствующей ВОПГ — кривая 2. При этом катодом — источником электронов была графитовая подложка. Из сравнения проводимости наночастицы до воздействия сильного тока (кривая 1 на рис. 4) и после такого воздействия (кривая 1 на рис. 5) видно, что проводимость после воздействия тока уменьшилась. В соответствии с теорией ГМС [1,2] (см. также [18]), проводимость уменьшается, когда намагниченности ферромагнитных электродов становятся антипараллельными. Это значит, что до воздействия сильного тока намагниченности иглы и наночастицы были приблизительно параллельны, а после воздействия тока они стали антипараллельны [16]. Приближение ферромагнитной иглы СТМ к образцу без

одновременного увеличения туннельного тока не приводит к описанным выше эффектам. Это означает, что в данном случае игла не перемагничивает наночастицу.

Вернуть направление вектора магнитного момента наночастицы к первоначальному значению можно, пропустив через наночастицу сильный ток в обратном направлении [16]. Для этого была проведена, описанная выше, процедура приближения острия СТМ к поверхности образца, но направление тока туннелирующих электронов было изменено в результате изменения знака напряжения на туннельном наноконтакте СТМ, т.е. ферромагнитная игла стала катодом. Величина этого напряжения составляла $U = -2$ V. Результат такого воздействия приведен на рис. 6.

На рис. 6 представлены две вольт-амперные зависимости туннельного тока СТМ, измеренные на наночастице оксида железа — кривая 1 и свободной от адсорбата поверхности ВОПГ — кривая 2. Кривая 2 (ВОПГ) не изменила своей формы и интенсивности, в то время как кривая 1 (ток через оксид железа) вновь превратилась в почти прямую линию. При этом, как и на рис. 4, абсолютные значения туннельного тока на кривой 1 значительно превышают значения туннельного тока на кривой 2 во всем диапазоне напряжений. Таким образом, можно заключить, что в результате описанного выше воздействия направление магнитного момента наночастицы оксида железа вернулось в исходное состояние.

Были также определены пороговые значения туннельного тока для изменения направления магнитного момента наночастицы оксида железа. Для этого использовалась описанная выше процедура: проводилось сканирование поверхности образца с постоянными средней скоростью ($V_{\text{scan}} \approx 140$ nm/s) и значением приложенного

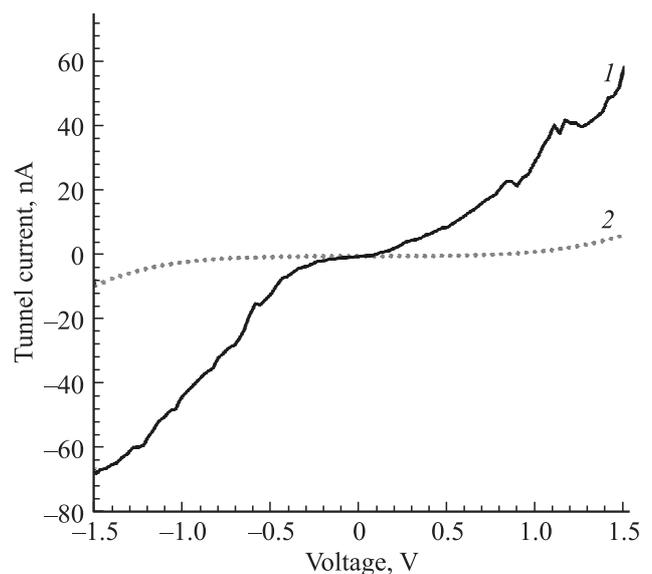


Рис. 6. Вольт-амперные зависимости, измеренные на наночастице оксида железа (кривая 1) и свободном от наночастиц участке графита (кривая 2) после воздействия током туннелирующих электронов, $I = 20$ nA, $U_{\text{bias}} = -2$ V.

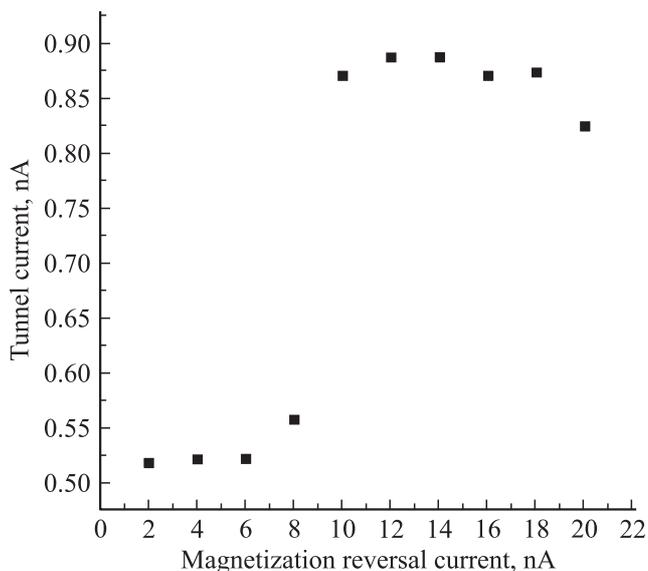


Рис. 7. Зависимость туннельного тока от тока „перемагничивания“.

к наноконтакту СТМ-напряжения $U = +2$ V. Величина туннельного тока — тока „перемагничивания“ — при этом варьировалась в диапазоне 2–20 нА с шагом 2 нА.

После завершения каждого однократного сканирования выбранного участка поверхности образца, игла отодвигалась, так что туннельный ток над чистым графитом возвращался к исходному значению, $I = 2$ нА при напряжении 2 V, и измерялись вольт-амперные зависимости туннельного тока через наночастицу в диапазоне -2 V $\leq U \leq +2$ V. Значение туннельного тока во время процедуры, когда наблюдался переход формы и интенсивности вольт-амперных зависимостей от типа, представленного кривой I на рис. 4 и 6, к типу, представленному кривой I на рис. 5, рассматривалось нами в качестве порогового. На рис. 7 представлена зависимость величины туннельного тока при $U = +1$ V, измеренного после процедуры изменения магнитного момента наночастицы от величины тока „перемагничивания“. Пороговая величина туннельного тока составляет $I_{\text{thresh}} \approx 9$ нА, что по порядку величины соответствует ранее предсказанным значениям [16]. При таких малых токах нагревом образца можно пренебречь, тем более, что эксперимент проводится при комнатной температуре, а это заметно превышает температуру образцов в работе [14].

Измеренная пороговая величина тока существенно, примерно на 2 порядка, меньше, по сравнению с литературными данными [12–14], а размер перемагничиваемой ферромагнитной наночастицы существенно больше, чем в работах [12–14]. Качественно причины такого различия следующие.

Число поляризованных электронов в нанокластере [12–14] намного меньше, чем в наночастице Fe_3O_4 , изучаемой в данной работе. Поэтому, казалось бы, и пороговый ток для реполяризации нанокластера

должен быть меньше. Однако необходимо принимать во внимание, что толщина рассматриваемых нанокластеров железа составляет всего несколько ангстрем [12–14], а длина спин-обменного рассеяния электронов в поляризованном токе на электронах нанокластера гораздо больше. Другими словами, в тонкой частице влетающие спин-поляризованные электроны, по большей части, не успевают провзаимодействовать с электронами нанокластера, а проскакивают сквозь него. Поэтому для переворота каждого спина нанокластера нужен большой удельный ток, так как только малая доля спиновой поляризации тока остается в тонком нанокластере.

Вторая, не менее существенная, причина состоит в том, что в чистом железе нанокластера [12–14] с очень маленькой коэрцитивной силой характерное время спиновой релаксации τ на несколько порядков меньше, чем в наночастицах Fe_3O_4 с большой коэрцитивной силой (т.е. с широкой петлей гистерезиса), исследованных в данной работе. Так, измеренное в работе [19] характерное время перемагничивания домена, по порядку величины совпадающее с τ [16], в магнитно мягких феррит-гранатовых пленках оказывалось меньше или порядка 10^{-8} s. Пороговый ток перемагничивания, согласно [16], пропорционален $1/\tau$, и поэтому он больше для нанокластера железа, чем для наночастицы окиси железа.

5. Заключение

Экспериментально доказана возможность изменения магнитного момента наночастиц оксида железа электрическим током между ферромагнитным острием СТМ и ферромагнитной наночастицей на неферромагнитной (графитовой) подложке. Определено пороговое значение туннельного тока, равное 9 нА, которое для изучаемого размера наночастиц ($\sim 3 \cdot 10^3$ nm³ при высоте порядка 15 nm и латеральном диаметре 50 nm) соответствует предсказанным значениям [16]. Изменение направления намагниченности наночастицы происходит при изменении направления тока в СТМ. Сам факт изменения знака магнитного момента определяется по изменению проводимости при слабых токах согласно теории ГМС [1,2].

Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert et al. Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binach, P. Grunberg, G. Creuzet et al. Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [3] J.C. Slonczewski. J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [4] L. Berger. Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [5] Ya.B. Bazaliy, B.A. Jones, S.-C. Zhang. Phys. Rev. B **57**, R3213 (1998).
- [6] M. Tsoi, A.G.M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, P. Wyder. Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1998).
- [7] E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie, R.A. Buhrman. Science **285**, 867 (1999).

- [8] T. Yang, T. Kimura, Y. Otani. *Nature Phys.* **4**, 851 (2008).
- [9] J. Chang, H. Yi, H.C.I Koo, V.L. Mironov, B.A. Gribkov, A. Fraerman, S.A. Gusev, S.N. Vdovichev. *J. Magn. Magn. Mater.* **309**, 272 (2007).
- [10] B. Dupé, J.E. Bickel, Y. Mokrousov, F. Otte, K. von Bergmann, A. Kubetzka, S. Heinzeand, R. Wiesendanger. *New J. Phys.* **17** 023 014 (2015).
- [11] K. von Bergmann, M. Bode, R. Wiesendanger. *Phys. Rev. B* **70**, 174 455 (2004).
- [12] R. Wiesendanger. *Rev. Modern Phys.* **81**, 1496 (2009).
- [13] G. Herzog, S. Krause, R. Wiesendanger. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 102 505 (2010).
- [14] S. Krause, G. Herzog, A. Schlenhoff, A. Sonntag, R. Wiesendanger. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 186 601 (2011).
- [15] E.R. Everts, L. Cao, D.S. Ricketts, N.D. Rizzo, J.A. Bain, S.A. Majetich. *Appl. Phys. Lett.* **95**, 132 510 (2009).
- [16] М.А. Кожушнер, Л.И. Трахтенберг. *Письма ЖЭТФ* **99**, 237 (2014).
- [17] R. Massart. *IEEE Tran. Magn.* **17**, 1247 (1981).
- [18] М.А. Кожушнер, Л.И. Трахтенберг. *ЖЭТФ* **138**, 1144 (2010).
- [19] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. *ЖТФ* **58**, 1237 (1988).