

СТРОЕНИЕ И СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ И МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

PACS numbers: 75.30.Gw, 75.70.-i, 75.75.Jn, 75.80.+q, 75.85.+t, 85.70.-w, 85.75.Ff

Управление состояниями наночастицы антиферромагнетик–пьезоэлектрик с помощью магнитного и электрического полей

С. В. Кондович, Е. В. Гомонай

*Национальный технический университет Украины «КПИ»,
просп. Победы, 37,
03056 Киев, Украина*

Антиферромагнитные (АФМ) материалы находят применение в устройствах спинтроники в роли «подмагничивающих» прослоек для ферромагнетиков, в том числе в элементах магнитной памяти. В данной работе мы рассматриваем наночастицу, которая представляет собой многослойную структуру — синтетический мультиферроик, содержащий пьезоэлектрический и АФМ-слои, в качестве потенциального носителя информации. Хранение информации соответствует определённой ориентации АФМ-вектора в наночастице. Мы анализируем возможные способы переключения состояния такой частицы с помощью магнитного поля и предлагаем метод упрощения процесса переориентации АФМ-вектора, используя для управления состоянием образца не только магнитное, но также и электрическое поле.

Антиферромагнетні (АФМ) матеріали застосовуються в пристроях спінтроники в ролі прошарків для «підмагнетовування» ферромагнетиків, у тому числі в елементах магнетної пам'яті. В даній роботі ми розглядаємо наночастинку, яка є багат шаровою структурою — синтетичним мультиферроїком, що містить п'єзоелектричний і АФМ-прошарки, в якості потенційного носія інформації. Зберігання інформації відповідає певній орієнтації АФМ-вектора в наночастинці. Ми аналізуємо можливі способи перемикання стану такої частинки за допомогою магнетного поля і пропонуємо методу спрощення процесу переорієнтації АФМ-вектора, використовуючи для управління станом зразка не лише магнетне, а й електричне поле.

Antiferromagnetic (AFM) materials are used along with ferromagnetic materials in spintronic devices, *e.g.*, in magnetic memory elements. In a given paper, we consider a multilayered nanoparticle—a synthetic multiferroic, which includes piezoelectric and AFM layers, as a potential information-recording me-

dium. Storage of information corresponds to a particular orientation of the AFM vector in a nanoparticle. We analyse the possible ways to switch the state of such particle using a magnetic field and propose a method for simplifying the process of the AFM-vector reorientation, manipulating the state of the sample not only with the magnetic field, but also with the electric one.

Ключевые слова: мультиферроик, антиферромагнетик, наночастица, элемент памяти.

(Получено 10 октября 2013 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных факторов успешного внедрения спинтронных приборов в современные информационные технологии является возможность контролировать состояние магнитных материалов с помощью электрического напряжения. Для этой цели используются мультиферроики, т.е. материалы, которые могут иметь в одной фазе два или более вида «ферро»-упорядочений: например, ферромагнитное, антиферромагнитное, ферро-(сегнето-)электрическое, ферроэластическое (сегнетоупругое) и др.

В последнее время большую популярность приобрели так называемые синтетические мультиферроики, в которых за счёт комбинации материалов с различными магнитными, электрическими и механическими свойствами значительно расширяются диапазоны изменяемых параметров и управляющих полей. В частности, комбинирование материалов с пьезоэлектрическими и магнитоупругими свойствами позволяет контролировать магнитное состояние системы с помощью механического напряжения (созданного в пьезоэлектрике небольшим электрическим напряжением), а также способствовать процессу переключения намагниченности [1, 2].

Одно из преимуществ использования таких комбинированных систем заключается в возможности управления магнитной анизотропией ферромагнитного слоя, состояние которого (ориентация вдоль или против определенного направления) соответствует кодированию информации [3, 4]. Действительно, анизотропия ферромагнетиков малых (порядка 10–100 нм) размеров определяется преимущественно формой образца, которая, в свою очередь, может меняться от сильно анизотропной до почти изотропной за счёт внешних механических напряжений. В системах записи информации на основе ферромагнетиков контроль формы и связанной с ней магнитной анизотропии отдельного элемента памяти при перезаписи позволяет уменьшить нежелательное влияние диполь-дипольных взаимодействий со стороны других элементов и ускорить процесс переориентации намагниченности. Кроме того, это позволяет существенно снизить энергетические затраты (по сравне-

нию со стандартными зарядовыми элементами) при перезаписи [5], а также при хранении информации.

С другой стороны, в последнее время все чаще в качестве возможных активных элементов памяти рассматривают антиферромагнетики (АФМ), которые, обладая нетривиальной магнитной структурой, в то же время не имеют макроскопической намагниченности и, как следствие, не создают внешних магнитных полей (см., например, работу [6]). Так же, как и ферромагнетики, АФМ чувствительны к внешнему магнитному полю, кроме того, ориентация АФМ-векторов может изменяться под действием спин-поляризованного тока [7, 8], что обеспечивает возможность записи информации. Считывание может осуществляться путём недавно обнаруженного эффекта туннельного анизотропного сопротивления [9], а кодирование — на разных (неколлинеарных) ориентациях АФМ-вектора. Кроме того, АФМ обладают высокой устойчивостью по отношению к спонтанной переориентации магнитных моментов (что и обуславливает их применение в качестве вспомогательных, подмагничивающих элементов спин-вентильных структур).

Однако применение АФМ в качестве возможных носителей информации сталкивается с определёнными трудностями. Прежде всего, для материалов с высокой (выше комнатной) температурой Нееля характерные поля переключения достигают порядка 1 Тл (обратная сторона высокой температурной устойчивости или проявление так называемого обменного усиления), что существенно превышает характерные поля перемагничивания ферромагнетиков. Вместе с тем, АФМ, в отличие от ферромагнетиков, могут «перемагничиваться» (изменять ориентацию АФМ-вектора) под действием механических напряжений (см., например, [10]). Кроме того, величина магнитоупругих взаимодействий в АФМ, ответственных за чувствительность к механическим напряжениям, существенно (на несколько порядков) превышает магнитоупругие взаимодействия в типичных ферромагнетиках. В дополнение магнитоупругие взаимодействия дают основной вклад в наведённую формой АФМ-образца магнитную анизотропию [11]. Таким образом, синтетические мультиферроики, включающие в себя слои АФМ в сочетании с пьезоэлектрическими материалами могут рассматриваться как альтернативные носители информации, и изучение их представляется актуальной и интересной задачей.

Целью данной работы является изучение возможности управления состоянием АФМ-наночастицы с помощью комбинации магнитных и электрических полей и создаваемых последними механических напряжений. В рамках общей феноменологической модели мы рассчитываем равновесные конфигурации такой наночастицы в зависимости от ориентации внешних полей (включая и магнитное поле) и значения критических полей, при которых происходит пе-

реориентация. Мы кратко рассматриваем уже известные методы переключения ориентации АФМ-вектора с помощью магнитного поля; основным же результатом работы является описание возможности управления магнитным состоянием мультиферроика «пьезоэлектрик–антиферромагнетик» приложением одновременно электрического и магнитного полей.

2. АНТИФЕРРОМАГНИТНАЯ ЧАСТИЦА КАК ЭЛЕМЕНТ ПАМЯТИ

В данной работе в качестве активного элемента памяти рассматривается наночастица двухподрешётчного коллинеарного АФМ, напылённая на пьезоэлектрическую (ПЭ) подложку (рис. 1, *а*). Предполагается, что кристаллические решётки АФМ и пьезоэлектрика имеют одинаковую структуру, таким образом, возникшая в пьезоэлектрике при приложении электрического напряжения деформация передаётся непосредственно в АФМ-слой. Форма образца эллиптическая, с полуосями a и b , толщина АФМ-слоя h ($a \geq b \gg h$). Абсолютные размеры АФМ-слоя достаточно велики для установления в нем магнитного упорядочения (h больше корреляционной длины) и достаточно малы для того, чтобы считать образец монодоменным.

Кодирование информации. Для кодирования информации АФМ должен иметь два чётко различимых состояния, определяемых ориентацией АФМ-вектора \mathbf{L} , которые в отсутствие управляющих полей вырождены по энергии и разделены энергетическим барьером (рис. 1, *б*, *в*). Соответственно, будем считать, что АФМ-слой имеет тетрагональную структуру типа «лёгкая плоскость», а плотность магнитной энергии анизотропии выберем следующим образом:

$$w_{\text{anis}}(\mathbf{L}) = \frac{K_{\parallel}}{4M_0^2} L_z^2 - \frac{K_{\perp}}{16M_0^4} (L_x^4 + L_y^4), \quad (1)$$

где $K_{\parallel} \gg K_{\perp} > 0$ — константы анизотропии 2-го и 4-го порядка, соответственно, M_0 — намагниченность подрешётки, $|\mathbf{L}| = 2M_0$, оси x , y , z декартовой системы координат направлены вдоль кристаллографических осей [100], [010] и [001]. Для удобства при дальнейших расчётах примем $|\mathbf{L}| = 2M_0 = 1$.

Очевидно, что две равновесные ориентации вектора АФМ, $\mathbf{L}_1 \parallel x$ и $\mathbf{L}_2 \parallel y$, определяемые из условия минимума энергии (1), имеют одинаковую энергию $w_{\text{anis}}(\mathbf{L}_1) = w_{\text{anis}}(\mathbf{L}_2) = -K_{\perp}$ (рис. 1, *в*). Переход от одного состояния к другому путём поворота вектора АФМ в плоскости xy связан с преодолением энергетического барьера

$$\Delta w \equiv w_{\text{anis}}(\mathbf{L}_{\text{max}}) - w_{\text{anis}}(\mathbf{L}_1) = K_{\perp}/2, \quad (2)$$

где $\mathbf{L}_{\text{max}} \parallel [110]$ — состояние, соответствующее максимуму энергии (1).

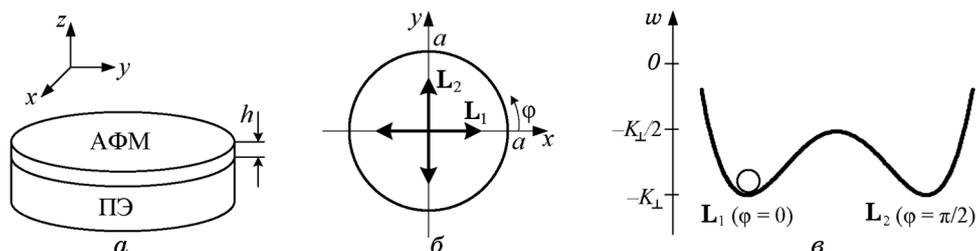


Рис. 1. Синтетический мультиферроик: АФМ-слой толщины h на пьезоэлектрической (ПЭ) подложке (а). Равновесные ориентации АФМ-вектора \mathbf{L} (толстые стрелки) для круглого образца с радиусом a ; соответствующие углы $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ отсчитываются от оси x против часовой стрелки (б). Схематическое изображение энергетического барьера, связанного с переключением между устойчивыми равновесными состояниями АФМ-вектора (в).

Поворот АФМ-вектора, связанный с выходом из плоскости xu , требует существенно больших энергетических затрат ($\sim K_{\parallel}$) и потому не рассматривается. В этом случае удобно параметризовать АФМ вектор углом φ , отсчитываемым против часовой стрелки от оси x (рис. 1, б); при этом $L_x = \cos\varphi$, $L_y = \sin\varphi$.

Заметим, что хранение закодированной в состоянии АФМ-частицы информации связано с его устойчивостью по отношению к спонтанным переворотам под действием шумов. Очевидно, что при заданной температуре устойчивость повышается при увеличении магнитной анизотропии образца, и как следствие, увеличении энергетического барьера (2).

Необходимо подчеркнуть, что в рассматриваемой модели информация кодируется на двух эквивалентных неколлинеарных (взаимно перпендикулярных) состояниях, в отличие, например, от работы [6], в которой предложено переключение между состояниями АФМ, угол между которыми 180° , как для кодирования информации в ФМ [3, 4]. Экспериментальное наблюдение неколлинеарных состояний АФМ возможно с использованием методов магнитного линейного дихроизма, фотоэмиссионной электронной микроскопии (см., например, [12–14]) и др.

Магнитоупругие эффекты и влияние формы образца. Наиболее простой способ упростить (и, возможно, ускорить) процесс переориентации АФМ-вектора заключается в уменьшении величины потенциального барьера (2) между состояниями \mathbf{L}_1 и \mathbf{L}_2 на время переключения. Это можно сделать, например, прикладывая к системе дополнительно магнитное поле и/или механическое напряжение.

Рассмотрим возможность использования магнитоупругих свойств АФМ для уменьшения энергетического барьера. Пьезоэлектрическая (ПЭ) подложка (рис. 1, а) служит для усиления деформации наночастицы под действием электрического поля: элек-

трическое напряжение V приводит к возникновению механических напряжений, которые можно описать тензором $\hat{\sigma} \sim \hat{\alpha}V$, $\hat{\alpha}$ — ПЭ тензор. При условии совпадения параметров кристаллических решёток АФМ и ПЭ механическое напряжение полностью передаётся в АФМ плёнку, вызывая деформацию образца: $u = \sigma/2\mu$, где μ — модуль сдвига, σ — компонента тензора $\hat{\sigma}$ в направлении приложения внешней силы.

Величина энергии магнитоупругих взаимодействий в АФМ-материалах обычно значительно больше, чем в ФМ: для многих АФМ это обусловлено наличием сильных кристаллических полей и, как следствие, сильной спин-орбитальной связи. Для простейшего случая упругоизотропного материала представим плотность магнитоупругой энергии в виде

$$w_{m-e} = \frac{\lambda_{\text{iso}}}{2\mu} \mathbf{L}^2 \text{Tr} \hat{\sigma} + \frac{\lambda_{\text{anis}}}{\mu} \left[\left(\mathbf{L} \otimes \mathbf{L} - \frac{1}{3} \hat{I} \right) \left(\hat{\sigma} - \frac{1}{3} \hat{I} \text{Tr} \hat{\sigma} \right) \right], \quad (3)$$

где \hat{I} — единичная матрица, константа λ_{iso} отвечает изотропному расширению решётки при магнитном упорядочении, а константа λ_{anis} — сдвиговым деформациям.

В случае наночастиц существенный вклад в анизотропию АФМ также может вносить форма образца. Этот вклад можно учесть с помощью энергии раздеформирования, которая для заданной геометрии образца и в предположении изотропности упругих свойств кристалла имеет следующий вид [11]:

$$w_{\text{destr}} = \frac{1}{2} K_{\parallel}^{\text{elas}} (L_y^2 - L_x^2) - \frac{1}{2} K_{\perp}^{\text{elas}} \left[\langle L_x^2 - L_y^2 \rangle^2 - 4 \langle L_x L_y \rangle^2 \right]. \quad (4)$$

Здесь $K_{\parallel}^{\text{elas}}, K_{\perp}^{\text{elas}}$ — зависящие от формы образца магнитоупругие коэффициенты. Скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по объёму АФМ-образца. Анализ выражения (4) показывает, что, в отличие от ФМ, форма приводит к возникновению анизотропии как 2-го (константа $K_{\parallel}^{\text{elas}}$), так и 4-го порядка. Последнее слагаемое перенормирует собственную анизотропию (константа K_{\perp}), а первое снимает энергетическое вырождение между состояниями L_1 и L_2 . Следовательно, для кодирования информации предпочтительно использовать изотропные образцы круговой формы с $a = b$, для которых $K_{\parallel}^{\text{elas}} = K_{\perp}^{\text{elas}} = 0$. Кроме того, вклад формы в энергию мал по порядку величины по сравнению с вкладом магнитоупругости, поэтому в данной работе эффекты формы мы учитывать не будем.

Управление состоянием с помощью магнитного поля. Наиболее простой (с физической точки зрения) способ переключения состояния АФМ-частицы, по аналогии с ФМ материалами, связан с приложением внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Действительно, хорошо известно [15], что поле, приложенное вдоль равновесного направления \mathbf{L} , при-

водит к скачкообразному повороту вектора АФМ в положение $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ (так называемый спин-флоп переход); см. рис. 2, а. Критическое поле переориентации $H_{cr}^{s-f} \propto \sqrt{K_{\perp}/\chi_{\perp}}$ (где χ_{\perp} — магнитная восприимчивость), и для веществ с высокой температурой Нееля может составлять 1 Тл, т.е. достаточно велико. Кроме того, следует ожидать, что процесс переключения будет достаточно медленным, поскольку, фактически, представляет собой фазовый переход.

Другой, более быстрый способ переключения, связан с особенностями динамики АФМ в переменном магнитном поле. В частности, для рассматриваемой системы вращение АФМ-вектора в плоскости xy при наличии внешнего, зависящего от времени магнитного поля $\mathbf{H}(t) \parallel z$ следующим определяется уравнением [16, 17]:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\gamma_{AFM} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{AFMR}^2}{4} \sin 4\varphi = g \frac{dH}{dt}, \quad (5)$$

где φ — угол между АФМ-вектором и осью x ($L_z = 0$), $\omega_{AFMR} \equiv g\sqrt{K_{\perp}/\chi_{\perp}}$ — частота АФМР, g — гиромагнитное отношение, γ_{AFM} — коэффициент затухания.

Уравнение (5) эквивалентно уравнению движения частицы единичной массы в потенциале $U(\varphi) = -(\omega_{AFMR}^2/16) \cos 4\varphi$ при наличии вязкого трения с коэффициентом $2\gamma_{AFM}$ и внешней силы gdH/dt . Пусть в начальный момент частица находится в равновесном состоянии с $\varphi = 0$ ($\mathbf{L} = \mathbf{L}_1$); рис. 2, б. Резкое (θ -образное) включение поля от нуля до амплитудного значения \mathbf{H}_{amp} (с последующим плавным вы-

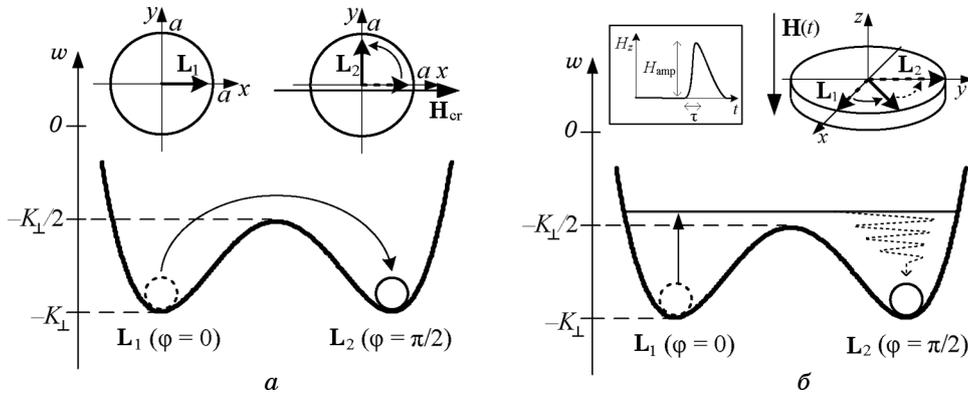


Рис. 2. Переключение между равновесными ориентациями АФМ-вектора \mathbf{L} с помощью магнитного поля: спин-флоп переход в магнитном поле \mathbf{H}_{cr} (а); импульс переменного магнитного поля с амплитудой \mathbf{H}_{amp} длительностью τ (вставка) приводит к преодолению потенциального барьера и последующей релаксации в новое состояние [16–17] (б).

ключением) эквивалентно δ -образному импульсу силы, сообщаемому «частице» в начальный момент времени ненулевой импульс $\dot{\phi} = gH_{\text{amp}}$, что должно привести к инерционному движению АФМ-вектора по направлению к состоянию $\phi = \pi/2$ ($\mathbf{L} = \mathbf{L}_2$) и, таким образом, к переключению состояния. Время переориентации в этом случае определяется коэффициентом затухания γ_{AFM} и по порядку величины пропорционально периоду собственных колебаний АФМ-вектора, $1/\omega_{\text{AFM}} \sim 10^{-12}$ с. Такая переориентация может быть достигнута переключением с помощью ультракоротких импульсов магнитного поля (сгенерированного, например, лазерным импульсом; см. обзор [18]).

Критическая величина поля H_{cr} , при которой происходит переключение, определяется величиной потенциального барьера между состояниями \mathbf{L}_1 и \mathbf{L}_2 :

$$H_{\text{cr}} \geq \sqrt{\frac{\Delta w}{2\chi_{\perp}}} \propto \sqrt{\frac{K_{\perp}}{\chi_{\perp}}}, \quad (6)$$

по порядку величины совпадая с критическим полем спин-флопа $H_{\text{cr}}^{\text{s-f}}$.

Таким образом, эффективность процесса переключения состояния АФМ-частицы зависит от величины магнитной анизотропии: чем анизотропия меньше, тем меньше значение критического поля, тем легче осуществить переключение.

Как и в случае ферромагнитных материалов, при создании носителей информации возникает проблема оптимизации — малая анизотропия благоприятствует процессам перезаписи, а большая — процессам хранения информации. Для ферромагнетиков один из возможных путей решения этой проблемы, предложенный, например, в работах [2, 5], заключается в управлении магнитной анизотропией с помощью электрических полей и создаваемых ими механических напряжений. Аналогичный подход в применении к АФМ-частицам будет рассмотрен в следующем разделе.

3. ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ СОСТОЯНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОМБИНАЦИИ МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ

Как уже упоминалось, критическое поле переключения между состояниями \mathbf{L}_1 и \mathbf{L}_2 можно уменьшить, прикладывая к системе внешние управляющие поля. Из формулы (6) видно, что величина критического магнитного поля, необходимого для переключения, зависит от магнитной анизотропии, которая, в свою очередь, определяется не только внутренней магнитной структурой материала, но и формой образца [11, 19], а также может изменяться под действием магнитного поля и механического напряжения.

Рассмотрим сначала, как повлияет на энергетический барьер

между равновесными состояниями приложение к ПЭ/АФМ мультиферроику электрического поля \mathbf{E} , линии напряжённости которого параллельны плоскости образца, под углом ψ_σ к оси x (рис. 3, а). В плоскости xu образца при этом возникнет однородная деформация сдвига: $u_{xx} = -u_{yy} = \frac{\sigma}{2\mu} \cos \psi_\sigma$, $u_{xy} = u_{yx} = \frac{\sigma}{2\mu} \sin \psi_\sigma$. Потенциальная энергия образца (1) с учётом магнитоупругих взаимодействий (3) примет вид:

$$w = -\frac{K_\perp}{4} (3 + \cos 4\varphi) - \frac{\lambda_{\text{anis}}}{\mu} \sigma \cos 2(\varphi - \psi_\sigma). \quad (7)$$

При этом изменится величина потенциального барьера между равновесными состояниями АФМ-вектора, которые отличаются от указанных на рис. 1, б и описываются решениями уравнения

$$K_\perp \sin 4\varphi + \frac{2\lambda_{\text{anis}}}{\mu} \sigma \sin 2(\varphi - \psi_\sigma) = 0. \quad (8)$$

Например, для угла $\psi_\sigma = \pi/4$ равновесной ориентации \mathbf{L}_1 соответствует угол $\varphi_1 = \frac{1}{2} \arcsin \frac{\lambda_{\text{anis}} \sigma}{\mu K_\perp}$, \mathbf{L}_2 — $\varphi_2 = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arcsin \frac{\lambda_{\text{anis}} \sigma}{\mu K_\perp}$, \mathbf{L}_{max} — $\varphi_{\text{max}} = \pi/4$, а высота энергетического барьера даёт выражением

$$\Delta w_\sigma \equiv w(\mathbf{L}_{\text{max}}) - w(\mathbf{L}_1) = \frac{1}{2K_\perp} \left(K_\perp - \frac{\lambda_{\text{anis}} \sigma}{\mu} \right)^2. \quad (9)$$

Таким образом, электрическое поле, приложенное под углом $\psi_\sigma = \pi/4$ к оси x , для $\sigma > 0$ (сжатие образца) приводит к уменьшению потенциального барьера за счёт уменьшения анизотропии 4-го порядка (см. рис. 3, б). В этом случае состояния остаются вырожденными. Очевидно, что $\Delta w_\sigma \rightarrow 0$ при $\sigma \rightarrow \mu K_\perp / \lambda_{\text{anis}}$.

Теперь рассмотрим, к чему приведёт внесение АФМ-наночастицы в постоянное магнитное поле $H_0 < H_{\text{cr}}^{\text{s-f}}$, линии напряжённости которого параллельны плоскости образца, но не сонаправлены с осями x, y .

Постоянное магнитное поле вносит в плотность потенциальной энергии дополнительное слагаемое

$$w_{\text{mag}} = -\frac{\chi_\perp}{2} [\mathbf{L} \times \mathbf{H}_0]^2. \quad (10)$$

При этом равновесные ориентации АФМ вектора являются решениями уравнения

$$2K_\perp \sin 4\varphi + \chi_\perp H_0^2 \sin 2(\varphi - \psi_H) = 0, \quad (11)$$

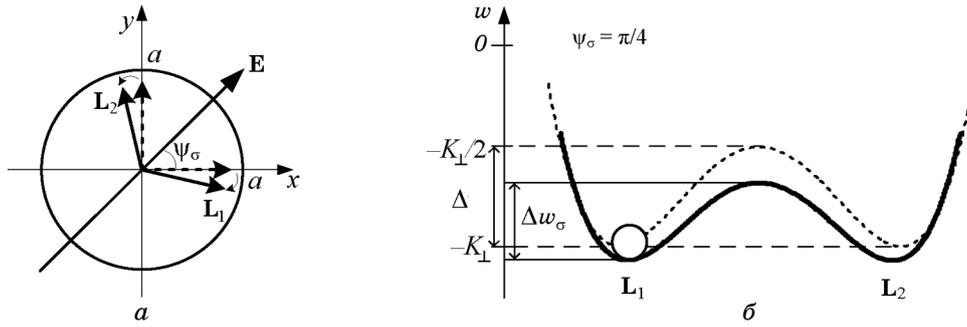


Рис. 3. Приложение электрического поля \mathbf{E} в плоскости образца (a) вследствие магнитоупругих взаимодействий приводит к повороту равновесных ориентаций АФМ-вектора (толстые стрелки \mathbf{L}_1 и \mathbf{L}_2) и, таким образом, к уменьшению энергетического барьера между ними (b): $\Delta w_\sigma < \Delta w$; см. уравнение (9). Пунктирные линии соответствуют отсутствию поля.

где ψ_H — угол между направлением магнитного поля и осью x .

Выражение (11) аналогично уравнению (8) и получается из него заменой $2\lambda_{\text{anis}}\sigma/\mu$ на $\chi_\perp H_0^2/2$. Различие заключается в том, что механическое напряжение может принимать как положительные, так и отрицательные значения, в то время как вклад магнитного поля всегда положителен.

В общем случае, при одновременном приложении электрического и магнитного полей к образцу под произвольными углами ψ_σ и ψ_H , снимается вырождение состояний \mathbf{L}_1 и \mathbf{L}_2 . Этот факт можно использовать для переключения магнитного состояния системы, например, следующим образом.

Допустим, что АФМ-вектор вначале ориентирован вдоль оси x , т.е. соответствует состоянию \mathbf{L}_1 ($\varphi = 0$). Приложим электрическое поле \mathbf{E} к образцу вдоль оси x ($\psi_\sigma = 0$); рис. 4, a . Электрическое поле снимает вырождение: состояние с $\varphi = 0$ становится энергетически менее выгодным, чем $\varphi = \pi/2$ (штрихпунктирная линия на рис. 4, b); потенциальный барьер для \mathbf{L}_1 понижается (при $\sigma < 0$), и для переключения необходимо меньше энергии

$$\Delta w_\sigma \equiv w(\varphi_{\text{max}}) - w(\varphi_1) = \frac{1}{2K_\perp} \left(K_\perp + \frac{\lambda_{\text{anis}}\sigma}{\mu} \right)^2. \quad (12)$$

Рассмотрим способ переключения, схематически представленный на рис. 2, b , поскольку время переключения для этого способа меньше, чем для адиабатического переключения при спин-флоп-переходе (рис. 2, a). Передадим системе, находящейся в состоянии \mathbf{L}_1 , энергию меньшую, чем необходимо для преодоления потенциального барьера Δw_σ (рис. 4, b), а затем включим магнитное поле \mathbf{H}_0

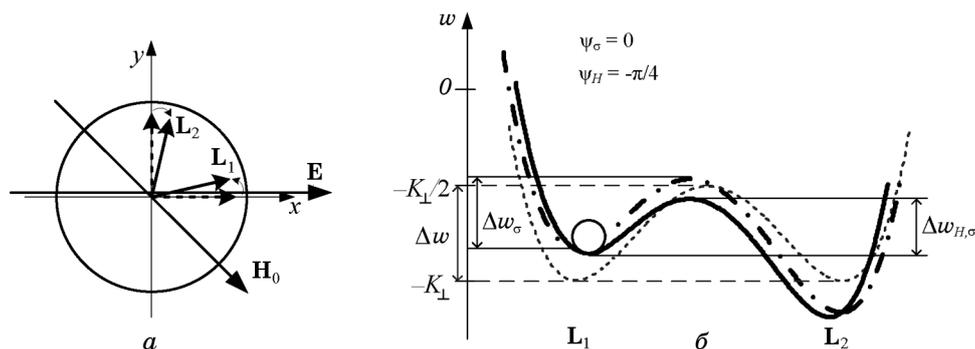


Рис. 4. Одновременное приложение к образцу электрического E и магнитного H_0 полей (а). Уменьшение энергетического барьера: приложение электрического поля вдоль x делает ориентацию L_1 менее выгодной (штрихпунктирная линия), магнитное поле под углом $\psi_H = -\pi/4$ к x понижает потенциальный барьер. $\Delta w_{H,\sigma}$ определяется из уравнений (8) и (11). Пунктирные линии соответствуют отсутствию полей (б).

под углом $\psi_H = -\pi/4$.

Внешнее магнитное поле понизит потенциальный барьер, и система может перейти в энергетически более выгодное состояние L_2 . После этого поле H_0 можно выключить, тем самым повышая потенциальный барьер, и, следовательно, устойчивость ориентации L_2 .

Таким образом, как схематически показано на рис. 3, б и рис. 4, б, магнитное и электрическое поля, приложенные в плоскости образца, могут понижать потенциальный барьер, уменьшая энергию состояния, соответствующего максимуму; кроме того, в зависимости от направления приложения полей, их влияние на магнитную анизотропию приводит к перераспределению энергии между минимумами. Прикладывая к образцу одновременно магнитное и электрическое поле, можно добиться значительного уменьшения потенциального барьера между равновесными состояниями, одно из которых становится энергетически значительно более выгодным. После этого переключение между состояниями любым возможным способом (например, указанными на рис. 2, а, б) упрощается. Выключение электрического и магнитного полей возвращает исходную высоту энергетического барьера и способствует повышению устойчивости конечного состояния, т.е. хранению информации.

4. ВЫВОДЫ

В работе теоретически проанализирована возможность управления магнитным состоянием АФМ/ПЭ синтетического мультиферроика.

Наряду с некоторыми известными методами переориентации АФМ-вектора (рис. 2) мы предлагаем дополнительно контролировать магнитную анизотропию с помощью электрического и/или магнитного поля (рис. 3), уменьшая энергетический барьер между равновесными ориентациями АФМ-вектора при переключении состояния, и увеличивая — для устойчивости необходимой ориентации. Особенностью подхода является учёт формы образца как управляющего параметра, что обусловлено малыми размерами частицы и её пьезоэлектрическими свойствами (деформация при внесении в электрическое поле).

В рамках феноменологической модели показано, что с помощью магнитного и электрического поля можно добиться снижения энергетических затрат на переключение состояния (запись информации на частицу) и уменьшения времени переключения. Это позволяет предлагать АФМ/ПЭ наночастицы в качестве потенциальных элементов для современных информационных технологий.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Rushforth, E. De Ranieri, J. Zemen, J. Wunderlich, K. W. Edmonds, C. S. King, E. Ahmad, R. P. Campion, C. T. Foxon, B. L. Gallagher, K. Výborný, J. Kučera, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. B*, **78**: 085314 (2008).
2. J. Atulasimha and S. Bandyopadhyay, *Appl. Phys. Lett.*, **97**: 173105 (2010).
3. J. Wunderlich, A. C. Irvine, J. Zemen, V. Holý, A. W. Rushforth, E. de Ranieri, U. Rana, K. Výborný, J. Sinova, C. T. Foxon, R. P. Campion, D. A. Williams, B. L. Gallagher, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. B*, **76**: 054424 (2007).
4. J. Wenisch, C. Gould, L. Ebel, J. Storz, K. Pappert, M. J. Schmidt, C. Kumpf, G. Schmidt, K. Brunner, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.*, **99**: 077201 (2007).
5. K. Roy, S. Bandyopadhyay and J. Atulasimha, *Appl. Phys. Lett.*, **99**: 063108 (2011).
6. S. Loth, S. Baumann, C. P. Lutz, D. M. Eigler, A. J. Heinrich, *Science*, **335**: 196 (2012).
7. H. V. Gomonay and V. M. Loktev, *Phys. Rev. B*, **81**: 144427 (2010).
8. S. Urazhdin and N. Anthony, *Phys. Rev. Lett.*, **99**: 046602 (2007).
9. B. G. Park, J. Wunderlich, X. Martí, V. Holý, Y. Kurosaki, M. Yamada, H. Yamamoto, A. Nishide, J. Hayakawa, H. Takahashi, A. B. Shick, and T. Jungwirth, *Nature Mater.*, **10**: 347 (2011).
10. J. A. Nasser, *J. Phys. France*, **41**, No. 7: 627 (1980).
11. H. V. Gomonay and V. M. Loktev, *Phys. Rev. B*, **75**: 174439 (2007).
12. E. Folven, T. Tybell, A. Scholl, A. Young, S. T. Retterer, Y. Takamura, and J. K. Grepstad, *Nano Lett.*, **10**: 4578 (2010).
13. E. Folven, A. Scholl, A. Young, S. T. Retterer, J. E. Boschker, T. Tybell, Y. Takamura, and J. K. Grepstad, *Phys. Rev. B*, **84**: 220410 (2011).
14. E. Folven, A. Scholl, A. Young, S. T. Retterer, J. E. Boschker, T. Tybell, Y. Takamura, and J. K. Grepstad, *Nano Lett.*, **12**: 2386 (2012).

15. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меншин, И. Ф. Мирсаев, В. В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков* (Москва: Физматлит: 2001).
16. A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Nature Phys.*, **5**: 727 (2009).
17. A. Yu. Galkin and B. A. Ivanov, *JETP Lett.*, **88**, No. 4: 249 (2008).
18. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.*, **82**, No. 3: 2731 (2010).
19. H. V. Gomonay, S. V. Kondovych, and V. M. Loktev, *Low Temp. Phys.*, **38**, No. 7: 801 (2012).