

PACS: 85.70.Kh

Л.С. Метлов^{1,2}, В.Д. Пойманов²

СПОНТАННЫЕ И НАВЕДЕННЫЕ МАГНИТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СВЕРХТОНКИХ ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

²Донецкий национальный университет

Статья поступила в редакцию 23 августа 2017 года

Методом компьютерного эксперимента исследованы спонтанные переходы между 6 различными потенциальными ямами в сверхтонких пленках железиттриевого граната, и приведена оценка предельного размера образца (домена), для которого такие переходы возможны. Предложено аналитическое выражение энергии, учитывающей неоднородный обмен, с помощью которого установлен солитоноподобный характер границы между различными доменами.

Ключевые слова: тепловые флуктуации, железиттриевые гранаты, неоднородный обмен, доменные границы, переключения

Сверхтонкие пленки железиттриевого граната представляют интерес как с фундаментальной, так и практической точки зрения. При комнатных температурах материал обладает кубической симметрией, что предопределяет ряд особенностей, связанных с взаимной ориентацией осей симметрии относительно плоскости пленки. Если одна из четырех главных диагоналей куба $\langle 1,1,1 \rangle$ перпендикулярна плоскости пленки (ось Z), то соответствующее ей поле анизотропии полностью подавляется размагничивающим полем. В то же время остальные три главные диагонали ориентированы под углом приблизительно 70.5° к оси Z и между собой так, что одна половина каждой из этих осей располагается выше полуплоскости пленки, а вторая – ниже [1–3]. Размагничивающее поле не подавляет полностью поле анизотропии, связанное с этими осями, в результате чего магнитный момент имеет небольшую, но не равную нулю z -компоненту. В целом энергия пленки имеет 6 минимумов, которым соответствуют 6 устойчивых состояний.

В сферической системе координат полная энергия магнитной системы имеет вид [1]:

$$U = 4\pi M^2 \frac{\cos^2 \theta}{2} - |K| \left(\frac{\sin^4 \theta}{4} + \frac{\cos^4 \theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi \right) -$$

$$- HM (\cos \theta \cos \theta_H + \sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H)), \quad (1)$$

где M , H – модули соответственно магнитного момента и напряженности магнитного поля; K – постоянная анизотропии; θ , φ , θ_H , φ_H – сферические координаты соответственно магнитного момента и магнитного поля.

Рельеф энергии (1) на плоскости переменных φ и θ имеет 6 минимумов, которым соответствуют 6 устойчивых состояний. В отсутствие магнитного поля все 6 минимумов эквивалентны по энергии (6-кратное вырождение), в трех из них z -компонента магнитного момента направлена в положительном направлении оси Z , а в трех остальных – в отрицательном направлении (рис. 1,*а*). При наличии магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки, глубины трех потенциальных ям, для которых направление z -компоненты магнитного момента совпадает с направлением магнитного поля, увеличиваются. Глубины остальных трех потенциальных ям уменьшаются и в конечном итоге исчезают, превращаясь в точки перевала (рис. 1,*б*).

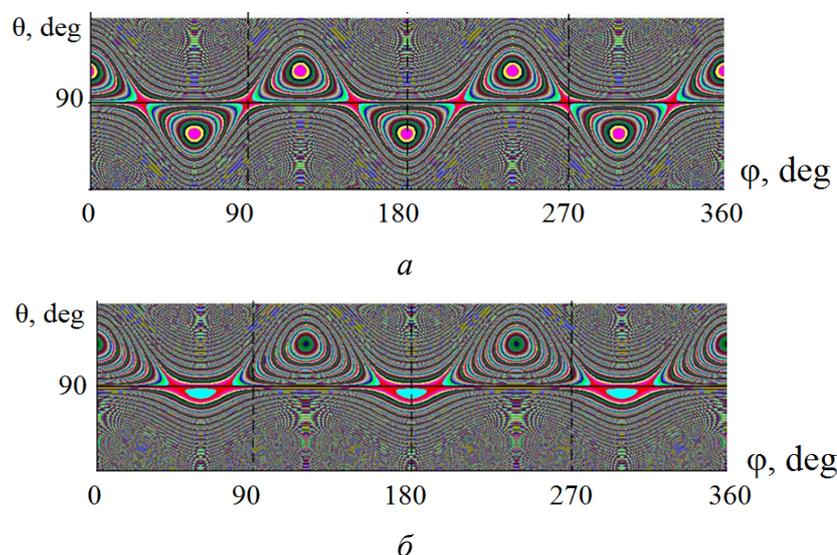


Рис. 1. Рельеф свободной энергии в отсутствие (*а*) и при наличии (*б*) магнитного поля

Локальный максимум свободной энергии на линии, соединяющей ее минимумы, совпадает с точкой перевала. Высота потенциального барьера, разделяющего потенциальные ямы (она же – глубина потенциальной ямы), определяется конкуренцией энергии (поля) анизотропии и размагничивающего поля и пропорциональна $|K|/4\pi M^2$. При малых константе анизотропии и размере системы (или домена) эта величина может оказаться сопоставимой с энергией тепловых флуктуаций.

В этом случае тепловой флуктуации может оказаться достаточно, чтобы перебросить систему из одной потенциальной ямы в другую. Система будет

спонтанно переходить из одной потенциальной ямы в другую, совершая переходы наподобие броуновского движения. Для моделирования процесса запишем уравнение типа Ланжевена, представляющее собой сумму регулярной части уравнения Смита–Сула, на базе энергии (1) и случайной функции f , моделирующей тепловые флуктуации:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad (2)$$

где γ – гиромагнитное отношение.

Пример эволюции системы согласно этим уравнениям приведен на рис. 2, из которого видно, что система относительно долгое время проводит в той или иной потенциальной яме и перескоки осуществляются исключительно в одну из соседних ям. Однако время «жизни» в какой-то из ям может оказаться достаточно коротким, и система тут же либо вернется назад, либо проскочит в яму следующего номера.

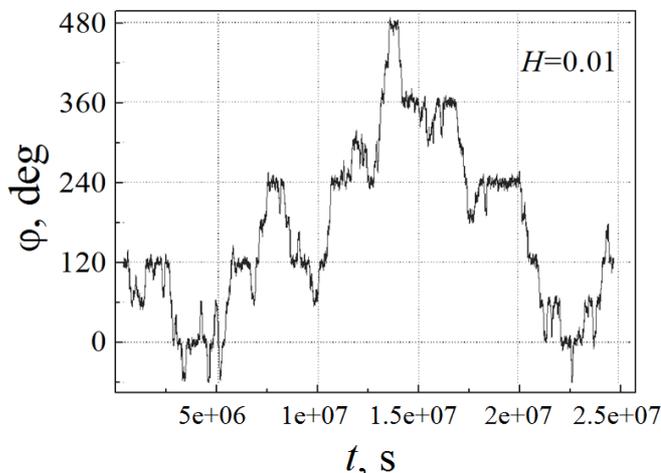


Рис. 2. Спонтанные переходы между потенциальными ямами свободной энергии

Исследования спонтанных переходов важны для определения устойчивости состояний доменов как единиц информации. Они позволят ответить на вопрос, каким должен быть размер домена, чтобы тепловые флуктуации не могли спонтанно изменить его состояние. Поскольку толщина пленки мала, размагничивающее поле внешних границ пленки в проекции на ее плоскость пренебрежимо мало, вследствие чего вся пленка может быть намагничена как один домен независимо от ее общей площади. В результате наличие и размеры доменов в такой пленке будут определяться начальными (генетическими) условиями либо внешними воздействиями через магнитные поля.

В связи со сказанным возникает вопрос о возможности переключения состояний системы. Наиболее простой способ – задать импульс планарного магнитного поля, который в зависимости от направления, величины и длительности переведет систему в область притяжения другого минимума

(рис. 3). Начальную ориентацию магнитного момента в пленке задавали углами $\theta = 88.9^\circ$ и $\varphi = 120^\circ$, направление магнитного импульса – соответственно углами $\theta_H = 90^\circ$ и $\varphi_H = 0^\circ$. Длительность магнитного импульса составляла 100 временных шагов (условных единиц времени).

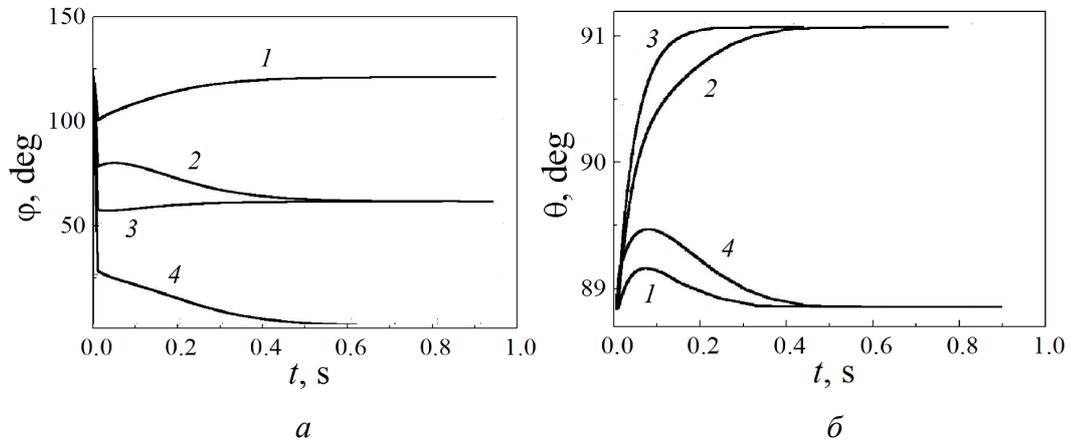


Рис. 3. Переходы между потенциальными ямами свободной энергии, вынужденные импульсным планарным магнитным полем (1 – 0.004, 2 – 0.008, 3 – 0.012, 4 – 0.02) для углов φ (а) и θ (б)

Отметим также, что существует более оптимальный способ перевода системы в соседние потенциальные ямы, при котором задается импульс магнитного поля нормально плоскости пленки, превращающий данный минимум в седловую точку (см. рис. 2). Параллельно с этим необходимо задать небольшое планарное магнитное поле, которое в зависимости от направления переведет систему в область притяжения соседнего минимума.

Отметим важный вопрос, связанный с шириной доменной «стенки» (фактически – линии). По аналогии с классикой доменных границ (см., например, [4]) для решения данного вопроса в выражении (1) следует учесть также неоднородный обмен. В отсутствие внешнего магнитного поля это будет энергия

$$U = A \left(\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 \sin^2 \theta + \left(\frac{d\theta}{dx} \cos \theta \sin \varphi + \frac{d\varphi}{dx} \sin \theta \cos \varphi \right)^2 \right) + 4\pi M^2 \frac{\cos^2 \theta}{2} - |K| \left(\frac{\sin^4 \theta}{4} + \frac{\cos^4 \theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi \right). \quad (3)$$

В системе с шестиминимумным потенциалом через доменную границу могут соседствовать 15 вариантов различных фаз. При этом физически различных видов доменных границ будет всего два, когда z -компоненты магнитного момента соседних доменов имеют одинаковые направления и

когда эти компоненты направлены в противоположные стороны. Полагая, что в первом случае $d\theta/dt = 0$ и угол θ равен равновесному значению в обоих соседствующих доменах, получим уравнение для переменной φ :

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = B \sin 3\varphi, \quad (4)$$

где коэффициент B зависит от констант разложения энергии (3) и от равновесного значения θ .

Разлагая синус в правой части (4) и ограничиваясь первыми членами разложения, уравнение (4) можно свести к уравнению Дюффинга, а его решение – к функциям Якоби [5]. Полученное уравнение будет обладать солитоноподобным решением. Это позволяет утверждать, что доменная граница будет локализована в достаточно узкой области.

Оценим объем домена, при котором величина потенциального барьера для пленки железиттриевого граната соизмерима с энергией тепловых флуктуаций. Для этого необходимо, чтобы магнитная энергия домена (который из-за сильного влияния однородного обмена можно рассматривать как суперпарамагнитную однодоменную наночастицу с однородными колебаниями намагниченности) удовлетворяла условию

$$MNV \sim 2kT. \quad (5)$$

Для железиттриевого граната примем следующее значение магнитного момента: $M = \frac{1250}{4\pi} \text{ Gs} = 10^{-2} \text{ Т}$. Для константы кубической анизотропии $K = 85 \text{ Ое}$ поле перехода составляет $H = 20 \text{ Ое} = 1600 \text{ А/м}$.

Колебания намагниченности при постоянном значении модуля имеют две степени свободы, поэтому $2kT = 2 \cdot 6 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \approx 4 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}$.

Отсюда из условия (5) легко получаем оценку для объема наночастицы:

$$V = \frac{2kT}{MH} = 2.5 \cdot 10^{-21} \text{ м}^3, \text{ что соответствует объему сферической наночастицы}$$

с размером порядка 100 nm. Это как раз толщина субмикронных пленок, на которых проводился эксперимент. Для полосовых доменов один из масштабов намного больше, в соответствующее число раз возрастет и температура. Поэтому для них тепловые флуктуации являются относительно малым шумом (тепловая энергия мала и недостаточна для ориентационного перехода). Отметим, что рассмотренную величину потенциального барьера между состояниями можно уменьшить также внешним полем.

Заключение

Таким образом, оценка тепловых флуктуаций показывает, что если размер образца (домена) составляет $\sim 100 \text{ nm}$, то тепловые флуктуации становятся сопоставимыми с высотой потенциального барьера, разделяющего ми-

нимумы энергии. В этом случае возможны спонтанные переходы между различными минимумами энергии, что может наложить ограничения на применение элементов пленки железоиттриевого граната в качестве переключателей в электронных устройствах. В то же время для элементов большего размера переход (переключение) системы между различными потенциальными ямами можно осуществить планарным магнитным полем или комбинацией планарного и нормального магнитных полей.

Показано, что магнитные домены могут иметь произвольный размер в плоскости пленки, а доменные границы обладают солитоноподобной структурой, т.е. локализованы в достаточно ограниченной области пространства.

1. В.Ф. Шкарь, Е.И. Николаев, В.Н. Саятин, В.Д. Пойманов, ФТТ **46**, 1043 (2004).
2. В.Ф. Шкарь, В.Д. Пойманов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, Тезисы докладов Международной конференции «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах», Челябинск (2015), с. 84.
3. В.Ф. Шкарь, В.Д. Пойманов, Л.С. Метлов, Мат. XI Международного семинара «Магнитные фазовые переходы», Махачкала (2015), с. 261–264.
4. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, УФН **121**, 593 (1977).
5. А.М. Косевич, А.С. Ковалев, Введение в нелинейную физическую механику, Наукова думка, Киев (1989).

L.S. Metlov, V.D. Poymanov

SPONTANEOUS AND INDUCED MAGNETIC PHASE TRANSITIONS IN SUPER-THIN IRON-YTTRIUM GARNET FILMS

Spontaneous transitions between 6 different potential wells in super-thin iron-yttrium garnet films are investigated by a method of computer experiment. Evaluation of the limit size of a sample (domain), where these transitions are possible, is presented. An analytic expression is proposed for the energy with taking in account heterogeneous exchange. As a result, soliton-like nature of the inter-domain boundary is established.

Keywords: thermal fluctuations, iron-yttrium garnet, heterogeneous exchange, domain boundaries, switching

Fig. 1. Free energy in the absence of the magnetic field (*a*) and in the presence (*b*)

Fig. 2. Spontaneous transitions between the potential wells of the free energy

Fig. 3. Transitions between the potential wells of the free energy induced by pulse planar magnetic field (1 – 0.004, 2 – 0.008, 3 – 0.012, 4 – 0.02) at the angles φ (*a*) and θ (*b*)