

НОВЫЙ СПОНТАННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ТИПА "ПОРЯДОК-БЕСПОРЯДОК" В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ ПРОФИЛЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, Ч.М.Пак

Институт радиотехники и электроники РАН

141120 Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 22 июня 1994 г.

Обнаружен новый спонтанный фазовый переход в пленках магнитных гранатов с малой константой одноосной анизотропии. Показано, что наблюдаемый фазовый переход сопровождается разрушением порядка в исходной регулярной полосовой доменной структуре и изменением характера температурной зависимости ее пространственного периода.

В классе магнитных фазовых переходов (ФП) выделяют так называемые спонтанные превращения, которые индуцируются изменением только температуры магнетика T . К ним относятся переходы типа "порядок-беспорядок" в точке Кюри, структурные магнитные фазовые превращения, ориентационные (спин-переориентационные) переходы и др. [1]. Довольно часто спонтанные ФП происходят в средах, обладающих доменной структурой (ДС), которая может оказывать существенное влияние на кинетику ФП и наблюдаемые при этом особенности различных термодинамических величин. В данной работе сообщается об экспериментальном обнаружении спонтанного ФП, связанного с замораживанием поверхностной мягкой моды в магнитоодноосных пленках с регулярной полосовой ДС.

Известно [2], что в магнитоодноосных пленках со слабой перпендикулярной анизотропией (фактор качества $q_u = K_u/2\pi M^2 < 1$, где K_u - константа одноосной анизотропии, M - намагниченность) в определенном интервале изменения толщины $t_{cr1} < t < t_{cr2}$ наблюдается ДС со специфическим распределением магнитного момента, характеризующимся периодической деформацией профиля доменных границ (ДГ) у поверхностей магнетика. Эксперименты, выполненные на пластинах магнетоплюмбита, показали [3], что такая ДС при уменьшении толщины образца t переходит в обычную полосовую, причем амплитуда деформаций профиля ДГ плавно стремится к нулю, что свидетельствует о существовании ФП 2-го рода по толщине.

В [4,5] было показано, что при спонтанных и ориентационных ФП 2-го рода происходит аморфизация регулярных ДС, обусловленная обращением в нуль одного (или нескольких) эффективных модулей жесткости магнитной подсистемы. Соответствующие мягкие моды в спектре элементарных возбуждений магнетика при этом являются объемными. Для рассмотренного в [3] ФП между неоднородно намагниченными состояниями с обычной и "модулированной" полосовой ДС мягкая мода, ответственная за такую трансформацию, должна быть поверхностной и в связи с этим не может приводить к полной аморфизации ДС. Тем не менее, обращение в нуль одного из эффективных модулей жесткости должно оказывать существенное влияние на поведение магнитной подсистемы. Для экспериментального исследования критического поведения

магнетика, однако, желательно реализовать описанный ФП не путем изменения толщины пленки, а за счет изменения одного из внешних параметров (например, температуры T).

Подобный ФП был обнаружен при исследовании температурных зависимостей периода ДС d и периода модуляции профиля ДГ Λ в пленках ферритов-гранатов состава $\text{Lu}_{2,1}\text{Bi}_{0,9}\text{Fe}_{5-x}\text{Mg}_x\text{O}_{12}$ ($x = 0 \div 0,17$) толщиной $5 \div 20$ мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии с использованием растворителя Bi_2O_3 на подложках из $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с (111)-ориентацией. Режим роста пленок был аналогичен использованному авторами работы [6]. Температура Кюри T_C пленок указанного состава была равна ≈ 560 К, намагниченность $4\pi M \approx 1800$ Гс, эффективные поля кубической и наведенной одноосной анизотропии не превышали 100 Э.

Зависимости $d(T)$ и $\Lambda(T)$ определялись по дифракционной картине от лазера с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм. При ортогональном положении плоскостей пропускания поляризатора и анализатора для регулярной полосовой ДС с периодическим искажением профиля ДГ в отсутствие поля подмагничивания при нормальном падении света на образец наблюдалась серия дифракционных максимумов, угловые положения которых определяются соотношениями

$$\vartheta_{n,m} = \arcsin \frac{\lambda}{d\Lambda} \sqrt{(2n+1)^2 \Lambda^2 + m^2 d^2}, \quad (1)$$

$$\varphi_{n,m} = \arctg \frac{md}{(2n+1)\Lambda}, \quad (2)$$

где n и m – целые числа, а углы $\vartheta_{n,m}$ и $\varphi_{n,m}$ отсчитываются соответственно от нормали к поверхности пленки и от направления, перпендикулярного плоскостям ДГ (при $m = 0$ формулы (1) и (2) переходят в известные соотношения для структуры с плоскими немодулированными, ДГ). Типичный вид ДС и дифракционной картины от нее при комнатной температуре для одной из исследованных пленок (далее – пленка N 1) толщиной 10 мкм и содержанием ионов Mg^{2+} $x = 0,025$ представлены на рис.1а и б, соответственно; на рис.1с показана фотография фрагмента исходной ДС, полученная при большом увеличении с малой глубиной резкости для визуализации синусоидальных искажений профиля ДГ. Полиграфическая обработка фотоотпечатков была выполнена на персональном компьютере с использованием стандартных программ фоторетуши.

Температурные зависимости геометрических параметров равновесной ДС¹⁾ в пленке N 1, полученные методом дифракции при плавном повышении температуры, показаны на рис.2 светлыми символами. Видно, что при $T = T_{cr} \approx 460$ К на кривых $d(T)$ наблюдается максимум; эта же температура примерно соответствует верхней границе существования модуляции профиля ДГ. При проходе через T_{cr} исчезают максимумы-сателлиты на дифракционной картине, а основные рефлексы размываются и трансформируются в кольцо (см. рис.1е), что свидетельствует о разрушении дальнего ориентационного порядка в ДС,

¹⁾Близкие к равновесным ДС при любом значении температуры формировались методом "магнитной тряски", для реализации которой использовалась катушка, создающая параллельное развинутой плоскости пленки переменное магнитное поле с частотой ~ 10 кГц и амплитудой ~ 100 Э. В отсутствие магнитной тряски наблюдались сходные с описанными далее явления, но не столь ярко выраженные (более пологий максимум на зависимости $d(T)$, слабая аморфизация и т.д.).

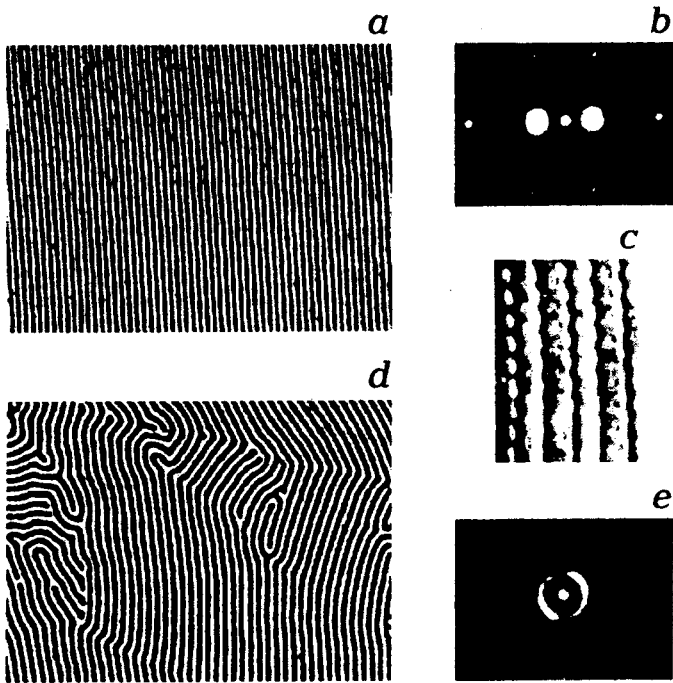


Рис.1. Типичный вид доменных структур в пленке N 1 при комнатной температуре соответствующие им дифракционные картины (b, e)

типичном для ФП 2-го рода [4,5]. Однако прямые визуальные наблюдения показывают, что ближний ориентационный порядок сохраняется, а аморфизация осуществляется путем разбиения регулярной ДС на множество хаотически расположенных блоков, внутри каждого из которых ДС остается упорядоченной, за исключением окрестности точек, принадлежащих трем (и более) блокам, где ДС имеет тенденцию к трансформации в лабиринт (рис.1d). Иными словами, энергия флуктуаций, связанных с поверхностной мягкой модой, оказывается недостаточной для образования магнитных дислокаций и дисклинаций в количестве, необходимом для полной аморфизации изначально упорядоченной ДС. При образовании блоков магнитная часть U свободной энергии F возрастает из-за появления межблочных границ, однако увеличение энтропии S за счет разрушения порядка не только компенсирует этот эффект, но и понижает полную свободную энергию системы $F = U - TS$.

Причиной существования наблюдаемого ФП является температурная зависимость первой критической толщины магнитной пленки, описываемая выражением [2]

$$t_{cr1}(T) = 0,9\pi^3 K_u(T)^{-3/2} A(T)^{1/2} M(T)^2, \quad (3)$$

где A – константа неоднородного обменного взаимодействия. Поскольку в эпитаксиальных пленках магнитных гранатов вдали от точки Кюри константа наведенной одноосной анизотропии K_u быстро убывает при увеличении температуры, а спонтанная намагниченность M (в отсутствие точки компенсации) и обменная константа A от температуры практически не зависят (см., например, [7]), значение t_{cr1} увеличивается с ростом температуры и становится равным геометрической толщине пленки при $T = T_{cr}$. Эта гипотеза подтверждается следующими фактами.

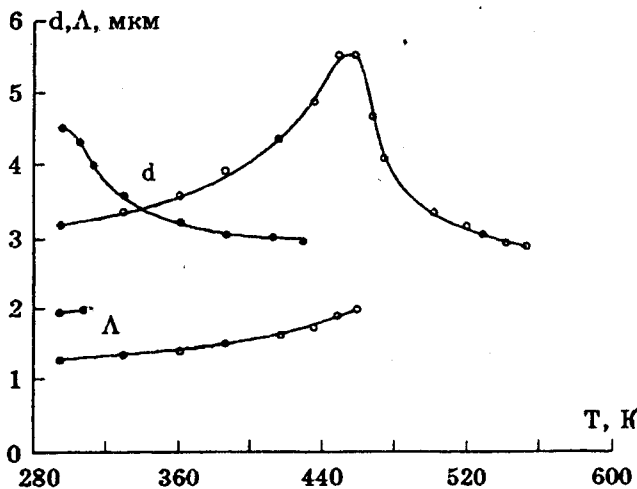


Рис.2. Температурные зависимости геометрических параметров доменных структур в пленке N 1 (светлые символы) и в пленке N 2 (темные символы)

1. С ростом содержания ионов Mg^{2+} , которые приводят к увеличению константы одноосной анизотропии K_u , температура перехода T_{cr} повышается и стремится к точке Кюри. Это иллюстрируют приведенные на рис.2 кривые $d(T)$ и $\Delta(T)$ для пленки N 2 (экспериментальные данные изображены темными символами) с той же толщиной, что и у пленки N 1, но с меньшим содержанием ионов Mg^{2+} ($x = 0,01$).
2. В пленках того же номинального (по шихте) состава, но полученных из растворителя $PbO - Bi_2O_3$, из-за вхождения ионов Pb^{2+} возникла сильная наведенная "перпендикулярная" одноосная анизотропия (эффективное поле ~ 1 кЭ); при этом искажения профиля ДГ сохранялись практически во всем температурном интервале существования магнитоупорядоченной фазы и связанный с их исчезновением ФП происходил непосредственно вблизи точки Кюри ²⁾.
3. При уменьшении толщины пленок одного и того же состава температура перехода монотонно убывала.

Наблюдаемое в экспериментах увеличение периода искажений профиля ДГ Δ с ростом температуры согласуется с предсказаниями теории и хорошо коррелирует с известными зависимостями $\Delta(d)$, см., например, [1]. Неожиданным, однако, является изменение знака производной функции $d(T)$ после исчезновения модуляции профиля ДГ, что может быть обусловлено модификацией типа замыкания магнитного потока при ФП: для $T < T_{cr}$ замыкание потока носит двумерный характер, для $T > T_{cr}$ – одномерный.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 93-02-2018 и Научно-технического фонда Республики Корея в рамках корейско-российской программы совместных исследований (Korea Science & Engineering Foundation, Korea - Russia Joint Research Program).

²⁾ В пленках с очень сильной наведенной анизотропией описанный ФП может вообще не происходить, так как в окрестности T_C резко зависят от температуры не только константа одноосной анизотропии, но и намагниченность, и обменная константа, в связи с чем критическая толщина пленки вообще не достигается (см. формулу (3)).

-
1. К.П.Белов, А.К.Звездин, А.М.Кадомцева, Р.З.Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М.: Наука, 1979.
 2. J.Kasner, IEEE Trans. on Magnetics, MAG-6, 442 (1970).
 3. Я.Кацер, ЖЭТФ 46, 1787 (1964).
 4. И.Е.Дикштейн, Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, В.В.Тарасенко, ФТТ 25, 3591 (1983).
 5. И.Е.Дикштейн, Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, В.В.Тарасенко, ЖЭТФ 86, 1473 (1984).
 6. H.Tamada, M.Kaneko, and T.Okamoto, J. Appl. Phys. 64, 554 (1988).
 7. И.Е.Дикштейн, Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, В.В.Тарасенко, Микроэлектроника 13, 337 (1984).