

## НОВЫЕ ТИПЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ САМООРГАНИЗАЦИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА

Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова

Институт радиотехники и электроники АН СССР  
141120, Фрязино, Московская обл.

Поступила в редакцию 14 октября 1991 г.

Обнаружены новые типы динамической самоорганизации магнитного момента в тонких пленках ферритов-гранатов под действием монополярных импульсов магнитного поля. Определена симметрия возникающих при этом динамических и статических конфигураций и изучены структурные фазовые переходы между ними.

Известно, что под действием гармонического или монополярного импульсного магнитного поля в тонких магнитных пленках с сильной "перпендикулярной" анизотропией ( $\beta_u > 4\pi$ , где  $\beta_u$  - константа одноосной анизотропии), доменная структура (ДС) которых в обычных условиях является лабиринтной, при некоторых условиях может происходить самоорганизация распределения вектора намагниченности  $\vec{M}$ , проявляющаяся в возникновении определенного порядка в ориентации или (и) форме доменных границ. Типичными примерами возникающих в процессах самоорганизации конфигураций являются полосовая ДС, гексагональная решетка цилиндрических магнитных доменов круговой формы, система концентрических кольцевых или спиральных доменов (см., например, <sup>1-6</sup>

В настоящей работе сообщается об обнаружении новых типов самоорганизации ДС, фотографии которых, напоминающие иллюстрации к учебнику по теории пространственных групп, представлены на рис.1. Эксперименты проводились на тонкой (8,2 мкм) пленке феррита-граната состава  $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$  на подложке из  $Gd_3Ga_5O_{12}$  с (111)-ориентацией, имеющей следующие параметры: период лабиринтной ДС - 38,6 мкм, поле коллапса цилиндрических магнитных доменов  $H_c$  - 18,6 Э, намагниченность  $M$  - 5,4 Гс, фактор качества материала ( $\beta_u/4\pi$ )  $\simeq 100$ . Пленка помещалась в поле подмагничивания  $\vec{H} = H\vec{e}_z$ , ориентированное параллельно нормали  $\vec{n}$  к поверхности: импульсное (или гармоническое) переменное магнитное поле того же направления с амплитудой  $\vec{H}$  создавалось плоской катушкой с внутренним диаметром 1 мм.

При воздействии на пленку импульсного или гармонического магнитного поля и определенных значениях параметров последнего происходила самоорганизация распределения вектора  $\vec{M}$  с образованием ДС типа спиралей, концентрических колец или гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов. Однако, наряду с известными конфигурациями, при монополярном импульсном воздействии в узком интервале изменения амплитуды  $\vec{H}$ , длительности импульса  $\tau_n$ , длительностей фронта  $\tau_\phi$  и среза  $\tau_c$ , а также поля подмагничивания  $H$  формировались динамические структуры, изображенные на рис.1а и 1б (время экспозиции при фотографировании (60 мс) значительно превышало период повторения импульсов  $T_n = 1$  мс, т.е. регистрировалась усредненная за 60 импульсов картина). Максимальная устойчивость таких образований наблюдается при  $\tau_n \simeq 4$  мкс и  $\tau_\phi \simeq \tau_c \simeq \tau_n/2$ ; слабое ( $H \leq 5$  Э) поле подмагничивания незначительно расширяет область устойчивости конфигурации рис.1а. Если выключить импульсное поле, то ДС "замораживаются" и приоб-

ретают вид, показанный на рис.1в и 1г: после подачи дополнительно одного импульса последние переходят в конфигурации рис.1д и 1е соответственно. Видно, что однократное "ударное" воздействие приводит к изменению ориентации всех гантелевидных доменов <sup>1)</sup> точно на  $\pi/2$ : динамические доменные конфигурации рис.1а и 1б представляют собой простую суперпозицию статических структур рис.1в и 1д или рис.1г и 1е соответственно. Факт

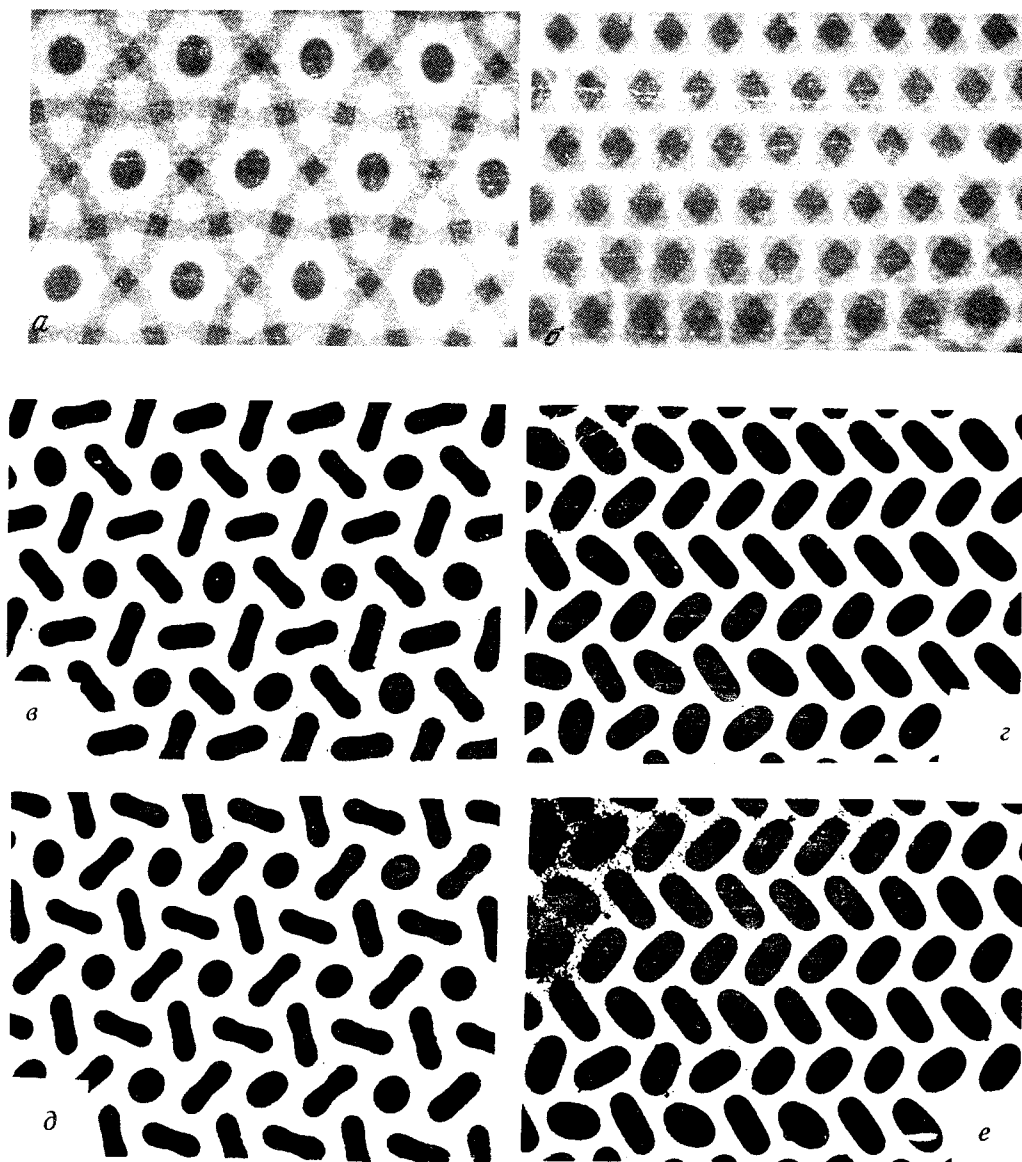


Рис. 1. Динамические (а и б) и статические (в - е) доменные структуры, симметрия которых описывается пространственными группами  $P31m(a)$ ,  $P3(v, d)$ ,  $C2mm(b)$  и  $P2ab(z, e)$ .  $H = 4,6$  Э,  $H = 77$  Э (а) и 53 Э б: структуры (д, е) получены соответственно из структур (в, г) однократным импульсным воздействием

<sup>1)</sup> Вращение гантелевидных доменов (без изменения формы) в импульсном поле подмагничивания наблюдали авторы работ <sup>7,8</sup>: в наших же экспериментах, по-видимому, происходит более сложный процесс, так как характер распределения оптической плотности на фотографиях рис. 1а, б не соответствует гипотезе о вращении.

существования гантелевидных доменов свидетельствует об определенной роли вертикальных блоховских линий в наблюдаемых явлениях (см., например, <sup>1</sup>).

Симметрия динамических ДС, показанных на рис.1а и 1б описывается пространственными группами  $P31m$  и  $C2mm$  соответственно (симметричные фазы), а статических конфигураций рис.1а,д и 1з,е - группами  $P3$  и  $P2ab$  (дисимметричные фазы; см., <sup>9</sup>). Симметрию гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов характеризует двумерная пространственная группа  $P6mm$  (о двумерных пространственных группах см. в <sup>10,11</sup>). Расположение доменов и значения углов, характеризующих их взаимную ориентацию, показаны на рис.2: одна из возможных статических конфигураций заштрихована, другая показана пунктиром. Видно, что в динамических структурах восстанавливаются некоторые из утраченных элементов симметрии. Наличие в решетках рис.1а,в и д круглых цилиндрических магнитных доменов согласуется с симметрией локального окружения последних (ось 6-го порядка).

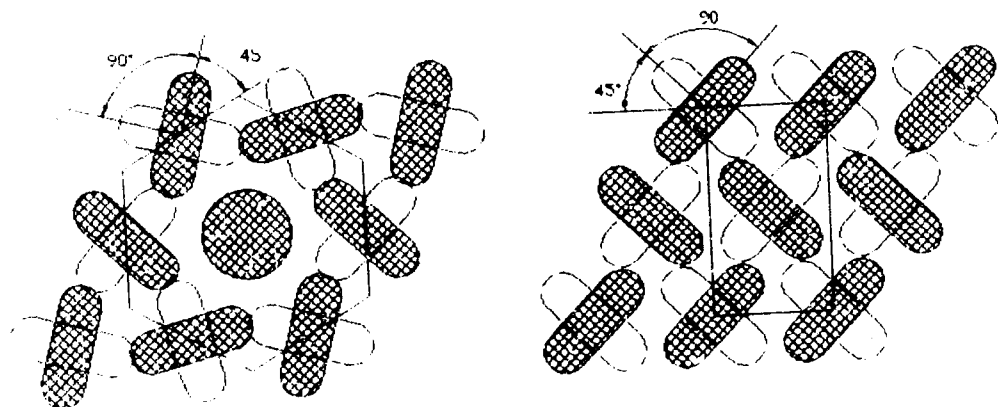


Рис. 2. Схематическое изображение наблюдаемых доменных структур

Между ДС рис.1а и б могут происходить структурные фазовые переходы (ФП), индуцируемые либо изменением амплитуды импульсного магнитного поля  $\dot{H}$  (при постоянном поле подмагничивания  $H$ ), либо изменением напряженности поля подмагничивания при постоянном значении  $\dot{H}$  (или того и другого), причем эти переходы являются обратимыми и происходят практически без гистерезиса. Статические же конфигурации (рис.1в - е) при изменении поля подмагничивания  $H$  переходят (в зависимости от направления изменения напряженности поля) либо в гексагональную решетку цилиндрических магнитных доменов, либо в сотовую ДС, и эти переходы необратимы.

Обратимые ФП из гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов (пространственная группа симметрии  $P6mm$ ) в фазы с пространственной симметрией  $P2ab$  или  $P3$  можно реализовать в режиме ручного запуска генератора импульсов, создающего поле  $\dot{H}$  (при соответствующем выборе амплитуды), что дает возможность определить время, за которое происходит ФП. Наблюдения показывают, что полная трансформация типа ДС, происходящая путем появления зародыша новой фазы (гантелевидных доменов) и последующего разрастания этой области (за счет движения межфазной границы), осуществляется после подачи 50 - 100 импульсов, то есть время ФП лежит в пределах 0,2 - 0,4 мс.

Параметры двумерных решеток Браве, представляемые в виде  $(\vec{a}, \vec{b}, \gamma)$ , где  $\vec{a}$  и  $\vec{b}$  - векторы основных трансляций, а  $\gamma$  - угол между ними, для конфигураций с группами симметрии  $C2mm$ ,  $P2ab$ ,  $P31m$  и  $P3$  равны соответ-

ственно для первой пары  $(d, d\sqrt{3}, \pi/2)$ , а для второй -  $(2d, 2d, \pi/3)$ , где  $d$  - расстояние между центрами ближайших доменов (для обычной гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов имеет место соотношение  $(\vec{a}, \vec{b}, \gamma) = (d, d, \pi/3)$ ). Конфигурации с группами симметрии  $P31m$ ,  $P3$  и  $P2ab$  характеризуются двумя взаимопроникающими решетками Браве, смещенными друг относительно друга вдоль большей диагонали элементарной ячейки на расстояние  $2d\sqrt{3}/3$  и  $d$  соответственно.

Происходящие процессы (например, при  $H = \text{const}$  и плавном снижении амплитуды импульсов  $\dot{H}$  из области, соответствующей устойчивости обычной гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов) для динамических структур представляют собой цепочку структурных ФП в системе двумерных кристаллов типа: гексагональный кристалл класса  $6mm$  ( $a = b = d$ )  $\rightarrow$  ромбический кристалл класса  $2mm$  ( $a = d, b = d\sqrt{3}$ )  $\rightarrow$  тригональный кристалл класса  $3m$  ( $a = b = 2d$ ), а для "замороженных" структур - цепочку типа: гексагональный кристалл класса  $6mm$   $\rightarrow$  ромбический кристалл класса  $2mm$  ( $a = d, b = d\sqrt{3}$ )  $\rightarrow$  тригональный кристалл класса  $3$  ( $a = b = 2d$ ).

Описанные процессы являются сугубо нелинейными, поскольку они наблюдаются в интервале значений  $\dot{H}$ , значительно превосходящих поле коллапса. После воздействия каждого импульса происходит когерентное изменение ориентации всех гантелевидных доменов на угол, точно равный  $\pi/2$ , что, по видимому и является основной причиной существования чрезвычайно высокой чувствительности процессов самоорганизации к амплитуде и длительности импульсов, а также к однородности и качеству пленок. Аналогичные явления были обнаружены и в других пленках (отличного состава) с большим значением  $\beta_u$ .

- 
1. Малоземов А., Слонзуски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
  2. Власко-Власов В.К., Хапиков А.Ф., ФТТ, 1990, 32, 2034.
  3. О'Делл Т., Магнитные домены высокой подвижности, М.: Мир, 1978.
  4. Кандаурова Г.С., ДАН СССР, 1989, 308, 1364.
  5. Кандаурова Г.С., Свидерский А.Э., ЖЭТФ, 1990, 97, 1218.
  6. Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Чижик Е.С. ЖЭТФ, 1991, 100, 1606.
  7. Slonczewski J.C., Malozemoff A.P., Voegeli O., AIP Conf. Proc., 1973, 10, 458.
  8. West F.G., Bullock D.C., AIP Conf. Proc., 1973, 10, 483.
  9. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М.: Наука, 1984.
  10. Bhagavantam S., Venkatarayudu T., Theory of groups and its application to physical problems, Andhra University Press, 1962.
  11. Jaswon M.A., Rose M.A., Crystal symmetry: Theory of colour crystallography, Chichester, Ellis Horwood Ltd., 1983.