

Поступило в Редакцию  
23 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

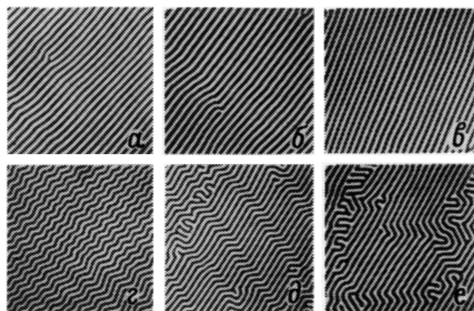
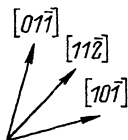
### ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ИТТРИЙ-ЖЕЛЕЗИСТОГО ГРАНАТА

В. Г. В е с е л а г о, И. В. В л а д и м и р о в,  
Р. А. Д о р о ш е н к о, М. С. С е т ч е н к о в,  
М. Д. Н а д е ж д и н

Фотоиндуцированные изменения ДС наблюдались на пластинах иттрий-железистых гранатов [1, 2]. В данной работе описаны поляризационнозависимые фотоиндуцированные эффекты, обнаруженные в монокристаллических пленках  $Y_3Fe_5O_{12}$ . Исследования проведены на эпитаксиальных пленках толщиной  $\sim 7$  мкм, выращенных на подложках (111)  $Ga_2O_3$ . Фотоиндуцированные изменения ДС изучались при 80 К по эффекту Фарадея. Воздействие света осуществлялось от лампы КГМ 12-100. Ориентация кристаллографических осей в исследованных пленках определялась на дифрактометре Дрон-3.

Проведенные исследования показали, что воздействие линейно-поляризованного света с вектором поляризации  $\vec{E}$ , параллельным направлению доменных границ (ДГ), ориентированных вдоль  $[11\bar{2}]$ ,  $[1\bar{2}1]$ ,  $[\bar{2}11]$ , не вызывает изменений ДС. При отклонении от этих направлений поляризации  $\vec{E}$  в плоскости (111) и одновременном воздействии переменного магнитного поля  $H = H_m \sin \omega t$  частотой 50 Гц небольшой амплитуды соответствующая ДС поворачивается в противоположное от вращения  $\vec{E}$  направление. Поле  $H$  прикладывалось вдоль исходной ДС, а амплитуда поля бралась достаточной для преодоления поля коэрцитивности  $H_c$ . Наблюдаемое отклонение составляло  $\pm(5-20)^\circ$  для ДС, ориентированных вдоль различных осей  $\langle 112 \rangle$  в исследованных образцах, и максимум отклонений достигался при соответствующих отклонениях  $\vec{E}$  на  $\pm(30-60)^\circ$ . Дальнейшее вращение поляризации приводило к возвращению ДС в исходное состояние. Характерные доменные структуры и фотоиндуцированные изменения ДС представлены на рисунке. Воздействие поляризованного света с  $\vec{E}$ , перпендикулярным направлению ДГ исходной полосовой ДС, вызывает образование зигзагообразной ДС (см. рисунок г, д). Отметим, что воздействие света с  $\vec{E}$ , перпендикулярным ДГ вдоль  $[01\bar{1}]$ , приводит к наличию в

100 мкм



Фотоиндуцированные изменения доменной структуры в пленке  $Y_3Fe_5O_{12}$ . а, в – исходные ДС; б – ДС при воздействии поляризованного света с  $\vec{E} \parallel [011]$ ; г, д, е – ДС при воздействии поляризованного света с  $\vec{E}$ , перпендикулярным направлению ДГ соответственно исходных структур а, б, в.

образце доменных фаз с ДГ, ориентированными вдоль  $[\bar{1}10]$  и  $[10\bar{1}]$  (см. рисунок). Фаза исходной ДС занимает больший объем. При локальном воздействии света с  $\vec{E}$ , перпендикулярным направлению ДГ исходной полосовой ДС, фотоиндуцированная зигзагообразная структура возникает только на освещенном участке.

Таким образом, в фотомагнитных пленках  $Y_3Fe_5O_{12}$  под воздействием линейно-поляризованного света реверсивно осуществляется переход от однородной полосовой ДС к неоднородному зигзагообразному состоянию ДС и плавный поворот однородной полосовой ДС в достаточно широких пределах. В пластинах фотомагнитных иттрий-железистых гранатов подобных фотоиндуцированных изменений ДС не наблюдалось.

Для объяснения обнаруженных фотоиндуцированных изменений ДС необходимо признать, что в эпитаксиальных пленках (в отличие от монокристаллических пластин  $Y_3Fe_5O_{12}$  [1, 2]) под воздействием поляризованного света возникает наведенная анизотропия с осью легкого намагничивания (о. л. н.) в плоскости пленки перпендикулярно вектору поляризации  $\vec{E}$ . В общем случае наведенная анизотропия в плоскости пленки (111) не является одноосной и необходимо учитывать соответствующие наклонные о. л. н. В направлении  $\langle 110 \rangle$  возникает наведенная ромбическая анизотропия. Наведение о. л. н. в направлении  $\langle 112 \rangle$  в плоскости пленки можно рассматривать как суммарный результат вкладов ближайших в плоскости осей  $\langle 110 \rangle$ . Отсутствие изменений ДС (см. рисунок, а) при воздействии света с  $\vec{E} \parallel [11\bar{2}]$  объясняется возникновением наклонной о. л. н. вдоль  $[110]$  наведенной ромбической анизотропии, которая приводит к стабилизации намагниченности в доменах, направленной вблизи этой наклонной оси. Плавное вращение ДС свидетельствует о небольшой кубической анизотропии в плоскости вра-

шения намагнитичности доменов относительно величины фотоиндуцированной анизотропии. При изменении направления поляризации от  $\vec{E} \perp [110]$  к  $\vec{E} \perp [01\bar{1}]$  возникает и усиливается наведенная анизотропия вдоль  $[01\bar{1}]$ . Результатом является плавное вращение соответствующей наклонной о. л. н. в противоположном направлении от вращения поляризации.

При определенных значениях эффективных констант магнитной анизотропии  $K_1, K_2, K_3$  возможен переход от о. л. н.  $\langle 110 \rangle$  к угловой фазе в плоскости  $\{100\}$  [3]. Однако такой спин-переориентационный переход в одно из двух вырожденных угловых направлений не всегда может быть энергетически выгоден, возможна реализация неоднородного зигзагообразного состояния намагнитичности  $\vec{M}$ . Предположим, что величина возникающих в пленке упругих напряжений зависит от направления  $\vec{M}$ , а вид этой зависимости аналогичен предложенному в работе [4]. Тогда компоненты тензора упругих напряжений, зависящие от направления намагнитичности, в системе координат, связанной с ребрами куба, запишутся в виде

$$\sigma_{11} = \frac{1}{2} \sigma_1 + \alpha_1^2 \left( \frac{1}{2} \sigma_1 + \sigma_2 \right) + \frac{1}{2} \Delta_1 (1 - \alpha_3^2),$$

$$\sigma_{22} = \frac{1}{2} \sigma_1 + \alpha_2^2 \left( \frac{1}{2} \sigma_1 + \sigma_2 \right) + \frac{1}{2} \Delta_1 (1 - \alpha_3^2),$$

$$\sigma_{33} = \frac{1}{2} \sigma_1 + \alpha_3^2 \left( \frac{1}{2} \sigma_1 + \sigma_2 + \Delta_2 \right),$$

$$\sigma_{12} = (\sigma_1 + \Delta_1) \alpha_1 \alpha_2, \quad \sigma_{13} = \sigma_{23} = \sigma_1 \alpha_1 \alpha_3,$$

где  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  - величины упругих напряжений вдоль осей соответственно с типа  $[110]$ ,  $[1\bar{1}0]$  и  $[100]$ ;  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  - направляющие косинусы  $M$ .  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  соответственно упругие напряжения вдоль  $[110]$ ,  $[1\bar{1}0]$  и  $[001]$ , обусловленные воздействием поляризованного света с  $\vec{E} \perp [11\bar{2}]$ . Учет такого тензора в магнитоупругой энергии кубического кристалла приводит к изменению констант кубической анизотропии и , а также к появлению наведенной анизотропии. Угол , измеряемый от оси 010 и определяющий направление намагнитичности в плоскости (100), является функцией

$$\chi = -2(K_1 + K_1^* + K_{11})/K_3,$$
 где  $K_{11} = -\Delta_1 (4b_2 + \frac{\Delta_1}{C_{44}})$  - константа наведенной анизотропии  $E_{11} = K_{11} \alpha_1^2 \alpha_2^2$  и  $K_1^* = -\Delta_1 [\frac{2}{3} (\frac{10}{3} b_3 + 2b_4) - 2b_4]$  - константа кубической анизотропии, обусловленные поляризованным светом,  $b_2, b_3, b_4$  - магнитоупругие и  $C_{11}, C_{12}, C_{44}$  - упругие константы. Различие тензоров магнитоупругих напряжений для однородного распределения намагнитичности с углом ориентации  $\psi$  и для зигзагообразного распределения  $\vec{M}$  с углами ориентации

в зигзагах  $\psi$  и  $\frac{\pi}{2} - \psi$  приведет к различным значениям магнитоупругой энергии для этих случаев. Без учета энергий доменных границ, энергии размагничивания условие реализации зигзагообраз-

ного распределения намагниченности в интервале значений  $z < 1$  запишется в виде

$$\left(\frac{1}{2} \sigma_1 + \sigma_2\right) \left[-2b_1 - 2b_4 - \left(\frac{1}{2} \sigma_1 + \sigma_2\right) / (c_{11} - c_{12})\right] > 0.$$

При изменении знака неравенства происходит переход от зигзагообразного распределения намагниченности к угловой фазе с однородной  $M$ . При  $z=1$  реализуется однородное состояние намагниченности вдоль направления  $[110]$ .

### Л и т е р а т у р а

- [1] Коваленко В.Ф., Нагаев Э.Л. - УФН, 1986, т. 148, в. 4, с. 561-602.
- [2] Веселаго В.Г., Владимиров И.В., Дорошенко Р.А., Сетченков М.С. - Препринт ИОФАН СССР № 56, М., 1987, 61 с.
- [3] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М.: Наука, 1979, 317 с.
- [4] Веселаго В.Г., Воробьева Н.В., Дорошенко Р.А. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, в. 8, с. 402-404.

Отдел физики и математики  
с вычислительным центром  
Башкирского филиала  
АН СССР, Уфа

Поступило в Редакцию  
15 сентября 1987 г.  
В окончательной редакции  
17 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

РОС - ГЕНЕРАЦИЯ В *InGaAsP/InP* ( $\lambda=1.5-1.6$  мкм)  
ЛАЗЕРАХ С СОСТАВНЫМ АКТИВНЫМ СЛОЕМ

А.И. Гурьев, С.А. Никишин, Д.В. Куксенков,  
В.И. Кучинский, Е.Л. Портной,  
В.Б. Смирницкий

Настоящая работа продолжает исследования лазеров с распределенной обратной связью (РОС) в системе *InGaAsP/InP*, начатые в работах [1, 2]. В работах [1, 2] сообщалось о получении устойчивого одночастотного режима непрерывной генерации при комнатной температуре с пороговым током 30-60 мА. В работе [2] продемонстрирована возможность получения одночастотной РОС-генерации с расстройкой длины волны  $\Delta\lambda = \pm 200-300$  Å относительно максимума полосы усиления. Таким образом, спектральный интервал  $\Delta$  перестройки длины волны одночастотной генерации путем изме-