

## ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ ИТТРИЙ-ЖЕЛЕЗИСТОГО ГРАНАТА

Р. А. Дорошенко, И. В. Владимиров, М. С. Сетченков

Исследование фотоиндуцированных эффектов на доменной структуре (ДС) проводилось только на пластинах иттрий-железистых гранатов (ИЖГ) [1, 2]. В эпитаксиальных пленках ИЖГ при воздействии света наблюдались изменения магнитной проницаемости, анизотропии и других характеристик [1]. В настоящей работе приведены результаты исследований ДС при воздействии поляризованного света в эпитаксиальных пленках  $Y_3Fe_5O_{12}$ , выращенных на подложках (111)  $Ga_3Gd_5O_{12}$ . Наблюдение ДС проводилось по эффекту Фарадея при 80 К. Для освещения использовалась лампа КГМ 12-100. Кристаллографические направления в пленках определялись рентгеновским методом.

Доменная структура исследованных образцов состояла из макродоменов, параллельные границы которых ориентированы по направлениям  $[01\bar{1}]$ ,  $[1\bar{1}0]$ ,  $[\bar{1}01]$ . Контраст между макродоменами появлялся при наклоне образцов вокруг оси, перпендикулярной направлению доменных границ (ДГ), свидетельствуя о направлении результирующей составляющей намагниченности в плоскости пленок вдоль ДГ макродоменов в противоположных направлениях. Микродоменная структура являлась мало-контрастной на эффекте Фарадея из-за малости угла между намагниченностями в соседних микродоменах, причем контраст между микродоменами при наклонах пленки практически не менялся. Отметим, что на краях пленок имелась ДС с шириной доменов 5—10 мкм с ДГ вдоль  $[1\bar{2}1]$ ,  $[\bar{2}11]$ ,  $[11\bar{2}]$  и достаточно хорошим фарадеевским контрастом.

Обнаружено, что воздействие поляризованного света вызывает изменение ДС. Например, при воздействии поляризованного света с вектором электрической поляризации  $E$ , перпендикулярным направлению  $[\bar{1}10]$ , наблюдается формирование вдоль этого направления макродоменов (см. рисунок, а). Аналогично эффект проявляется вдоль направлений  $[01\bar{1}]$  и  $[\bar{1}01]$  (см. рисунок, б, в). При воздействии поляризованного света с  $E$ , перпендикулярным направлению  $\langle 112 \rangle$ , в плоскости пленки возрастает площадь, занимаемая контрастной доменной фазой (см. рисунок, г), и может наблюдаться несколько макродоменных фаз.

Таким образом, в отличие от фотомагнитных пластин ИЖГ в исследованных пленочных образцах (111) фотоиндуцированно переориентируемыми направлениями ДС являются  $[01\bar{1}]$ ,  $[1\bar{1}0]$ ,  $[\bar{1}01]$ , а фотоиндуцированные оси легчайшего намагничивания возникают перпендикулярно вектору  $E$  воздействующего света. Отметим, что в пластинах (111) ИЖГ ДС ориентируется вдоль  $E$  и по направлениям  $\langle 112 \rangle$  в плоскости пластины [2].

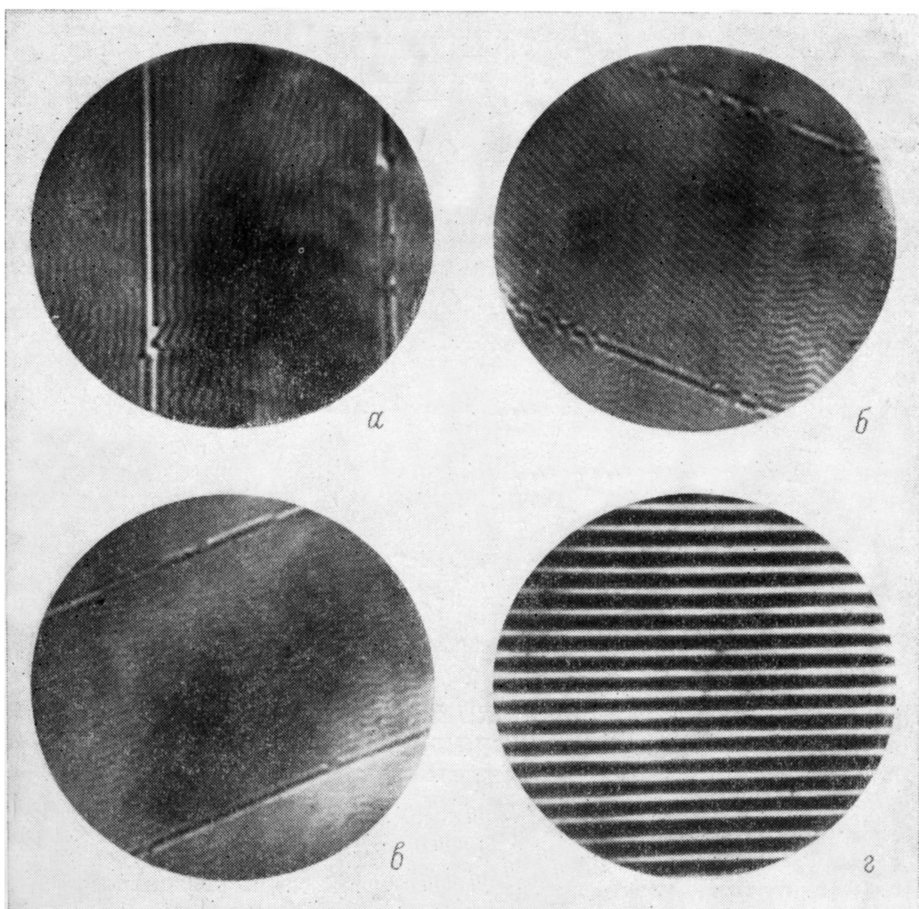
Наблюдаемая ДС и фотоиндуцированные ее изменения в исследованных пленках могут быть объяснены при учете упругих напряжений, зависящих от направления вектора намагниченности  $M$  [3], и возникновении наведенной анизотропии упругой природы при воздействии поляризованного света. В системе координат, связанной с ребрами куба, тензор упругих напряжений, зависящих от  $M$ , запишется в виде

$$\sigma_{ij} = \begin{cases} 1/2\sigma_1 + \alpha_i^2(1/2\sigma_1 + \sigma_2), & i = j, \\ \alpha_i\alpha_j, & i \neq j, \end{cases} \quad (1)$$

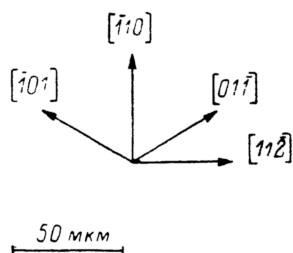
где  $\sigma_1$  — величина внутренних упругих напряжений вдоль направления  $\langle 110 \rangle$ ,  $\sigma_2$  — вдоль  $\langle 100 \rangle$ ,  $\alpha_i$  — направляющие косинусы вектора  $M$ . Рас-

смотрим случай, когда вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  в пленке (111) лежит в плоскости (110). Направление  $\mathbf{M}$  определяется углом  $\psi$ , измеряемым от направления  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Угол  $\psi$  является функцией эффективных констант магнитной анизотропии, кубических  $K_1$  и  $K_2$ , перпендикулярной  $K_1$

$$\sin^2\psi = 1 + \frac{2K_1}{K_2} + \frac{2}{3} \frac{K_1}{3K_1 + K_2}, \quad K_1 \ll |K_1|, |K_2|. \quad (2)$$



Фотоиндуцированные доменные структуры в пленке (111)  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  после воздействия поляризованного света с  $\mathbf{E} \perp [\bar{1}\bar{1}0]$  а,  $[\bar{1}0\bar{1}]$  б,  $[0\bar{1}\bar{1}]$  в,  $[1\bar{1}\bar{2}]$  г.



Очевидно, что тензоры упругих напряжений  $\sigma_{ij}$  различны для однородного распределения намагниченности с углом  $\psi$  и неоднородного распределения с углами  $\pm\psi$  в соседних микродоменах. Не учитывая энергию ДГ, из сравнения энергий однородного и неоднородного распределений намагниченности в макродомене получим условие реализации неоднородного распределения

$$\frac{2}{3} M_s^2 \left( \pi - \frac{d}{\pi^4 h} \right) - \sigma_1 (\sigma_1 + 4b_2) \cos^2 \psi > 0, \quad (3)$$

где  $b_2$  — магнитоупругая константа,  $d$  — ширина микродомена,  $h$  — толщина пленки. Изменение знака неравенства приведет к переходу от неоднородного распределения намагниченности с углами  $\pm \psi$  к однородному распределению намагниченности в макродомене. Если выполняется условие

$$1 + \frac{2K_1}{K_2} + \frac{2}{3} \frac{K_1}{3K_1 + K_2} = 0 \quad (4)$$

с сохранением знака неравенства (3), то наблюдается переход к однородному распределению намагниченности в макродомене вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ .

Роль поляризованного света в исследованных пленках сводится к наведению легчайшей оси ориентации макродоменной структуры. Учет фото-наведенной поляризованным светом анизотропии несколько изменит угол  $\psi$  и условие реализации неоднородного и однородных случаев (3), (4).

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Коваленко В. Ф., Нагаев Э. Л. УФН, 1986, т. 148, № 4, с. 561—603.  
 [2] Веселаго В. Г., Владимиров И. В., Дорошенко Р. А., Сетченков М. С. Препринт ИОФАН СССР, № 56. М., 1987, 61 с.  
 [3] Веселаго В. Г., Воробьева Н. В., Дорошенко Р. А. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 8, с. 402—404.

Отдел физики и математики БФ АН СССР  
Уфа

Поступило в Редакцию  
7 декабря 1987 г.

УДК 538.1.339.213

Физика твердого тела, том 30, в. 9, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 9, 1988

### МЁССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ $(Y, Eu)Ba_2Cu_3O_x$

А. М. Хасанов, С. С. Царевский, А. Б. Либерман

В связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости в соединениях типа  $YBa_2Cu_3O_7$  [1] интересным представляется проведение мёссбауэровских исследований, которые могут дать важную информацию об особенностях структуры кристалла вблизи мёссбауэровского изотопа.

Нами синтезированы соединения  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  по технологии, описанной в [2], с критической температурой вблизи 92 К. Для мёссбауэровских исследований проведено частичное замещение меди на ионы железа и олова, а также ионов иттрия на ионы европия.

Рентгеноструктурные исследования в диапазоне температур 80—300 К показали, что все соединения с частичным замещением однофазны и обладают ромбической структурой с параметрами элементарной ячейки  $a=3.814 \text{ \AA}$ ,  $b=3.878 \text{ \AA}$ ,  $c=11.634 \text{ \AA}$ , аналогичной описанной в работе [2]. В исследованном температурном интервале не наблюдается изменения симметрии кристалла при понижении температур.

Мёссбауэровские исследования соединений  $EuBa_2Cu_3O_{7-x}$ ,  $YBa_2Cu_{2.97}Fe_{0.03}O_{7-x}$ ,  $YBa_2Cu_{2.95}Sn_{0.05}O_{7-x}$  проводились в интервале температуры 80—300 К на ядрах изотопов  $^{57}Fe$ ,  $^{119}Sn$ ,  $^{151}Eu$ . Типичный мёссбауэровский спектр изотопа  $^{57}Fe$  представлен на рисунке, а. Сложная структура спектра, состоящего как минимум из шести компонент, затруд-