

УДК 538 245

© 1991

## О ДИНАМИКЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОМ ГРАНАТЕ С ИОНАМИ $Fe^{2+}$

В. В. Ионов

Осуществлена попытка дальнейшего углубления представлений о механизме и динамике фотоиндуцированной перестройки доменной структуры в железиттриевом гранате с ионами  $Fe^{2+}$ . Показано, что переориентация доменной структуры под действием эффективного поля анизотропии носит гистерезисный характер. Отмечены сходство и различие этого процесса с переманчиванием под действием внешнего поля. Получены экспериментальные данные, позволившие определить зависимости от времени эффективного поля и суммарного относительного объема перестроенных доменов в различных локальных участках образца. Рассмотрены петли гистерезиса изменения этого объема от эффективного поля в исследованных участках. Сделана оценка физических параметров динамики и энергетика процесса.

Исследования зависимых от поляризации фотоиндуцированных магнитных эффектов (ПФМЭ) привели к созданию теоретической модели, правильно описывающей основные закономерности, связанные с зависимостями его от плотности, направления или поляризации излучения и от температуры образца [1]. Однако механизм фотоиндуцированной перестройки доменной структуры (ФПДС) еще выяснен недостаточно. В работе [2] рассмотрена теория динамики этого процесса в монокристалле  $Y_3Fe_5O_{12}$  с ионами  $Fe^{2+}$ . Считалось, что изменение направления спинов происходит скачком при достижении пороговой величины разбаланса заселенностей ионов  $Fe^{2+}$  в узлах разного типа. В [3, 4] существенно проясняется динамика ПФМЭ. Сопоставляя экспериментальные результаты изменения поля ферромагнитного резонанса (ФМР) и магнитооптического сигнала (МОС), авторы показали их взаимосвязь и наличие порога, при котором начинается перестройка доменной структуры, продолжающаяся только при последующем облучении образца. Однако объяснения этих результатов представляются недостаточными.

В настоящей работе предпринята попытка рассмотреть ФПДС под действием эффективного поля магнитной анизотропии  $H_a$  (аналогично переманчиванию внешним магнитным полем) как гистерезисный процесс, оценить некоторые его динамические и энергетические характеристики. Эффективное поле связано с энергией магнитной кристаллографической анизотропии и определяется через константу анизотропии  $K_1$  и намагниченность насыщения  $M$  для одноосного кристалла соотношением  $H_a = -2K_1/M$  (см. (4.23), (4.24) в [5]). Состояние насыщения при ФПДС, если  $H_a$  достаточно велико и действует вдоль ОЛН1, представляет собой доменную структуру с намагниченностью доменов, направленной вдоль ОЛН1. В процессе уменьшения до нуля, изменения действия с оси ОЛН1 к ОЛН2 и последующего увеличения  $H_a$  зарождается доменная структура с направлением намагниченности вдоль ОЛН2, относительный объем  $F$  которой растет до заполнения всего объема, т. е. до состояния насыщения с ориентацией вдоль ОЛН2. Можно предположить, что зарождение доменной структуры новой ориентации вероятнее будет происходить в об-

ластях магнитной неоднородности, т. е. в области доменных стенок исходной структуры.

Известно, что любая перестройка доменной структуры, связанная с движением доменных стенок, носит гистерезисный характер, отражающий магнитные и структурные свойства образца. Попытаемся построить петлю гистерезиса ФПДС по зависимости  $f(H_a)$ . Из уравнений (1) работы боты [6] и принятых в [6] допущениях можно получить

$$n_{12} = n_1 \frac{1 + W_{21} \exp(-\varepsilon/kT)/W_0 J}{1 + 2W_{21} \exp(-\varepsilon/kT)/W_0 J} \exp\{- (W_{21} \exp(-\varepsilon/kT) + W_0 J/2) t\}, \quad (1)$$

где  $n_1, n_{12}$  — плотность электронов на 1-м энергетическом уровне всего и в узлах с ориентацией тригональной оси вдоль ОЛН2 соответственно;  $W_{21}$  — вероятность перехода со 2-го на 1-й уровни;  $W_0$  — вероятность

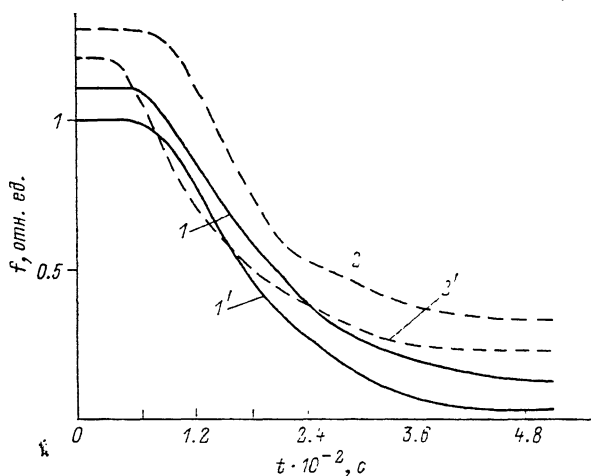


Рис. 1. Зависимость относительной величины поляризационного сигнала записи (1, 1') и стирания (2, 2') двух облучаемых участков образца от времени. Кривые 1, 2' и 2 смещены вверх на 0.1, 0.2 и 0.3 соответственно.

фотовозбуждения электронов;  $\varepsilon$  — энергия термоактивации электронов [6];  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура;  $t$  — время;  $J$  — удельная мощность излучения. При достаточно низких температурах  $T \ll \varepsilon/k$ , например 78 К, для ЖИГ: Si [6] можно записать

$$n_{12} = n_1 \exp(-W_0 J t/2) \quad (2)$$

или  $(n_{11} - n_{12})/n_1 = 1 - 2 \exp(-W_0 J t/2)$ . Как и в [3, 4], считаем величину  $H_a$  пропорциональной величине разбаланса распределения ионов  $Fe^{2+}$  в узлах с ориентацией тригональных осей вдоль ОЛН1 и ОЛН2, т. е.

$$H_a = H_m \{1 - 2 \exp(-W_0 J t/2)\}, \quad (3)$$

где  $H_m$  — наибольшее значение  $H_a$ , наблюдаемое при  $n_{12} = n_1$ . При этом отрицательное значение  $H_a$  будет означать направленность его вдоль ОЛН1, а положительное — вдоль ОЛН2. Аналогичные зависимости получены из [2] и подтверждены экспериментально в [4]. Для построения  $f(H_a)$  необходимо получить экспериментальные зависимости  $H_a(t)$  и  $f(t)$ .

Техника проведения эксперимента, используемая установка и образец аналогичны описанным в [6]. Измерялся МОС, связанный с эффектом Коттона—Мутона, в процессе экспонирования образца линейно-поляризованным излучением лазера. Для визуализации изменений ориентации полосовой доменной структуры использовался электронно-оптический преобразователь. Предварительно весь образец облучался до полной ориентации доменов вдоль ОЛН1. Затем излучение фокусировалось до диаметра 2 мм ( $J = 57$  мВт/см<sup>2</sup>) в выбранном локальном участке и исследовалась ди-

намика ФПДС. При векторе поляризации  $E$ , параллельном ОЛН2, происходила переориентация от ОЛН1 к ОЛН2 (запись), после поворота  $E$  в направлении ОЛН1 — обратная переориентация (стирание).

На рис. 1 представлены зависимости относительного изменения МОС от времени облучения  $f(t)$ . По аналогичным  $f(t)$ , полученным при многократной переориентации с постепенным увеличением времени облучения, было установлено наименьшее время полной (с точностью 5 %) переориентации, равное 10 мин. Для этого использовалась зависимость порога ФПДС от исходного разбаланса количества ионов  $Fe^{2+}$  в узлах разного типа [2, 3]. Эта величина подтверждалась исследованиями методом ФМР. Кривые записи 1, 2 и стирания 1', 2' на рис. 1 получены при длительности облучения больше 10 мин. Следуя [3, 4], считаем  $f(t)$  изменением суммарного относительного объема переориентированных областей облучаемого участка. В этом случае постоянную времени, входящую в (2) и (3), можно оценить величиной  $W_0 J/2 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , тогда  $W_0 = 0.18 \text{ см}^2/\text{Вт} \cdot \text{с}$ . Методом ФМР было найдено значение  $H_m = 20 \text{ Э}$ . Приведенные данные определяют зависимость  $H_a(t)$ .

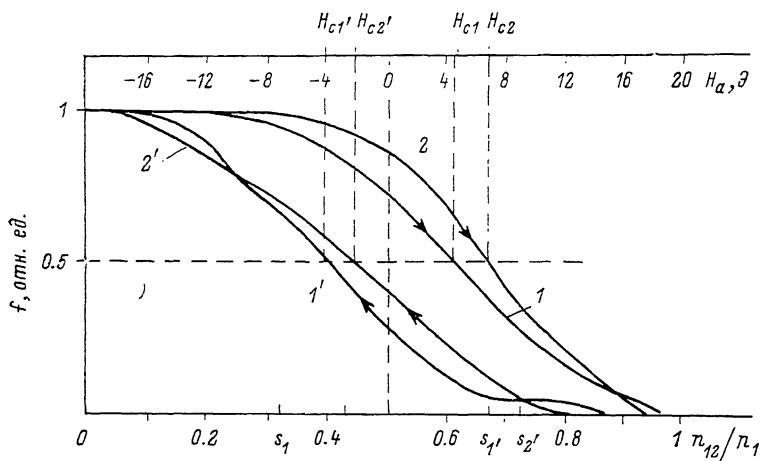


Рис. 2. Петли гистерезиса зависимости  $f(H_a)$ , построенные по соответствующим кривым рис. 1.

Полученная информация позволила построить зависимости  $f(H_a)$  (рис. 2). Значения  $H_a$  слева от  $H_a=0$  соответствуют одноосной анизотропии, направленной вдоль ОЛН1, а справа — вдоль ОЛН2. Кривые 1, 1' отражают процессы записи и стирания 1-го участка, а 2, 2' — то же для 2-го участка. Здесь же по оси абсцисс отложены соответствующие значения  $s = n_{12}/n_1$ , найденные по формуле (2). На этом рисунке отмечены значения эффективной коэрцитивной силы  $H_{c1}=4.6$ ,  $H_{c2}=6.8$ ,  $H_{c1'}=4$ ,  $H_{c2'}=2 \text{ Э}$  и условного порога записи по уровню 0.95  $s_1=0.32$ ,  $s_2=0.43$  и считывания  $s_{1'}=0.32$ ,  $s_{2'}=0.27$ . Величина  $H_c$  при записи больше, чем при стирании. Видимо, это связано с затратой энергии на образование и релаксацией доменных границ по периферии участков, т. е. границ между областями с ориентациями по ОЛН1 и ОЛН2. Сравнение петель гистерезиса показывает, что участок 2 более «труден» для записи при равной с участком 1 ширине петли. Это можно объяснить большей энергией его периферийной границы. С учетом величины намагниченности насыщения  $4\pi M = 1800 \text{ Гс}$  [7] получим  $K_1 = MH = 3 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^3$ . Площадь, ограниченная петлей гистерезиса, определяет энергию, затраченную на перестройку доменной структуры  $g$  и образование периферийной доменной границы  $q$ . Площадь, связанная с асимметрией петли из-за ее смещения относительно оси  $H_a=0$ , позволяет оценить  $q$  отдельно. В результате проведенных оценок были получены значения  $g_1=5.5$ ,  $q_1=0.5$ ,  $g_2=5$  и  $q_2=2 \text{ эрг}$  для 1-го и 2-го участков соответственно. Отсюда удельную энергию ФПДС можно

оценить величиной  $550 \text{ эрг/см}^3$ . Тот факт, что  $g_1 > g_2$  и  $q_2 > q_1$ , можно объяснить наличием макродефектов во 2-м участке.

На рис. 3 они видны как темные неизменные участки в меняющемся пятне облучаемой области. Приведенные на этом рисунке фотографии показывают последовательное изменение доменной структуры в процессе

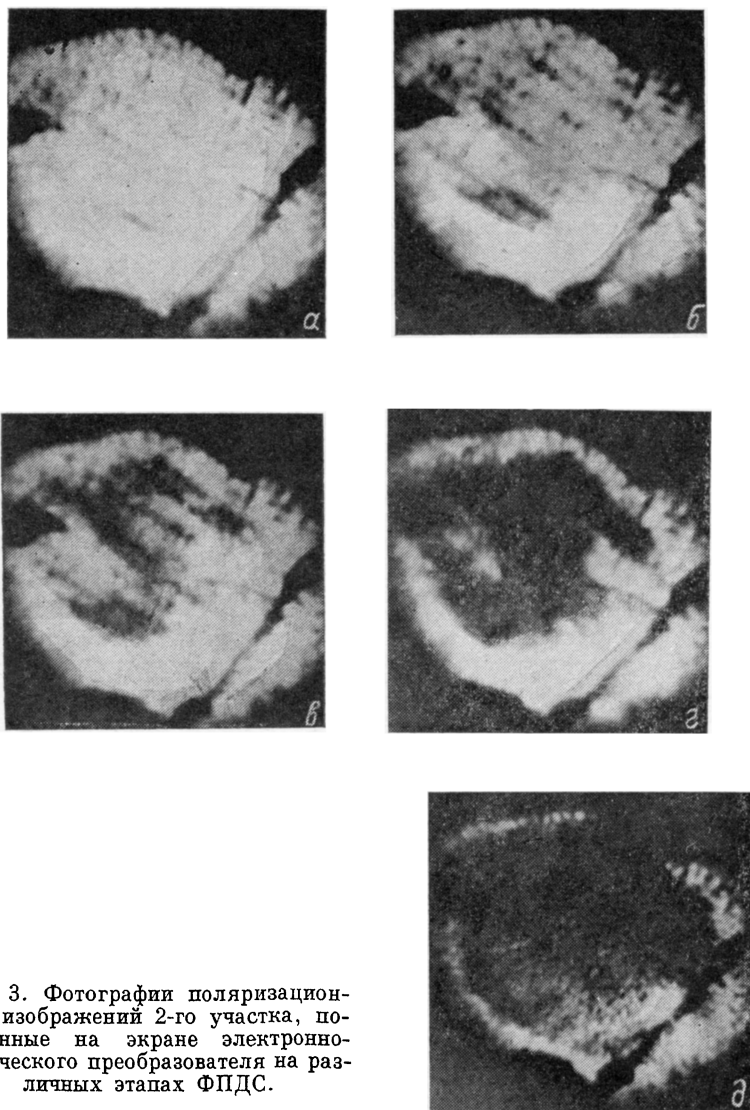


Рис. 3. Фотографии поляризационных изображений 2-го участка, полученные на экране электронно-оптического преобразователя на различных этапах ФПДС.

облучения 2-го участка. На них светлые области соответствуют доменам с намагниченностью вдоль ОЛН1, а темные (исключая дефекты) — ОЛН2. Наблюдаемые на рис. 3, б, в темные полосы направлены вдоль ОЛН1, что подтверждает преимущественное зарождение переориентированных доменов на доменных стенках исходных. Из рис. 3, г, д можно заключить, что эта тенденция сохраняется в течение всего процесса.

Автор выражает свою благодарность В. П. Сохацкому за помощь в проведении эксперимента.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Коваленко В. Ф., Нагаев Э. Л. // УФН. 1986. Т. 148. № 4. С. 561—602.
- [2] Коваленко В. Ф., Куц П. С., Ляхимец С. Н. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 8. С. 2428—2433.

- [3] Жуковский А. В., Куц П. С. // УФЖ. 1987. Т. 32. № 5. С. 764—768.  
[4] Жуковский А. В., Куц П. С. // УФЖ. 1985. Т. 30. № 11. С. 1733—1737.  
[5] Крупичка С. Физика ферритов. Т. 2. М.: Мир, 1976. 504 с.  
[6] Ионов В. В., Сохацкий В. П. // УФЖ. 1989. Т. 34. № 10. С. 1536—1540.  
[7] Takeuchi T., Ohta N., Sugita Y. // IEEE Trans. Magnetics. 1984. V. 20. N 5.  
P. 1108—1110.

Институт проблем  
регистрации информации АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
25 апреля 1990 г.  
В окончательной редакции  
16 сентября 1990 г.

---