

## О МЕХАНИЗМЕ 90° ИМПУЛЬСНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

© *О.С.Колотов, А.П.Красножон, В.А.Погожев*

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова,  
119899 Москва, Россия  
(Поступила в Редакцию 25 июля 1995 г.)

Впервые исследованы годографы вектора намагниченности, соответствующие 90° импульсному намагничиванию монокристаллов бората железа. Их анализ показал, что основная стадия переходного процесса связана с квазиоднородным вращением намагниченности, а излом кривой импульсного намагничивания вызван не изменением природы механизма намагничивания, а обусловлен уменьшением энергии, затрачиваемой на возбуждение ударных магнитоупругих колебаний.

Как известно [1-3], скорость переходных процессов в магнетике определяется характером пространственно-временного поведения намагниченности и интенсивностью потерь энергии в его спиновой системе. Оба фактора оказывают определяющее влияние на структуру и параметры основной импульсной характеристики магнетика — кривой импульсного перемагничивания (или в общем случае кривой импульсного намагничивания), представляющей зависимость обратной величины длительности  $\tau$  переходного процесса от амплитуды  $H_s$  импульса магнитного поля. Наибольшие успехи достигнуты в изучении влияния первого фактора. Установлено, что структура кривой импульсного перемагничивания исследованных к настоящему времени магнетиков (тонких Fe-Ni-пленок [3-5], пленок ферритов-гранатов [6], магнитомягких аморфных пленок [7]) связана с резкими качественными и количественными изменениями механизмов перемагничивания вблизи критических значений напряженности перемагничивающего поля. Что касается влияния второго фактора, то лишь недавно [8,9] при экспериментальном исследовании 180° импульсного перемагничивания монокристаллов бората железа ( $\text{FeBO}_2$ ) выявлена корреляция между структурой кривой  $\tau^{-1}(H_s)$  и потерями энергии в спиновой системе: найдено, что излому указанной кривой, наблюдаемому при  $H_s = H_{br}$  ( $\sim 3-5$  Ое), соответствует заметное уменьшение интенсивности ударных магнитоупругих колебаний, возникающих при переходном процессе. Однако вопрос о возможном изменении природы механизма перемагничивания вблизи поля  $H_{br}$  не изучался. Его исследование прямым методом в боратах железа (анализом неравновесных динамических доменов) затруднено большой скоростью перемагничивания, возможной

повторяемость доменной структуры, а также ее изменением по толщине кристалла.

В данной ситуации большой интерес представляет исследование  $90^\circ$  импульсного намагничивания. Действительно, как будет показано далее, для идентификации механизмов  $90^\circ$  импульсного намагничивания боратов железа можно ограничиться применением простейшего (индукционного) метода исследования. При этом переходном процессе наблюдается излом кривой  $\tau^{-1}(H_s)$  [10]. Кроме того, его детальное изучение необходимо для повышения эффективности работы скоростных модуляторов мессбауэровского  $\gamma$ -излучения, собранных на монокристаллах  $\text{FeVO}_3$  [11]. В данной работе впервые исследуется связь кривой импульсного намагничивания с интенсивностью магнитоупругих колебаний и с механизмами намагничивания.

## 1. Методика эксперимента

Исследуемые монокристаллы  $\text{FeVO}_3$  имели форму неправильных многоугольников с поперечными размерами  $\sim 3-6$  мм. В отсутствие внешних полей магнитный момент монокристаллов близок к нулю. Для технического насыщения в любом направлении в плоскости образца (перпендикулярной оси  $c$ ) необходимо постоянное магнитное поле, минимальная напряженность которого  $H_{\text{sat}}$  для разных образцов лежит в пределах  $1.5-2.5$  Ое. Полученные результаты иллюстрируются на примере образца со следующими параметрами: толщина —  $110$   $\mu\text{m}$ , поле насыщения  $H_{\text{sat}} = 2.1$  Ое, период магнитоупругих колебаний  $\sim 56$  нс.

Исследования выполнены на индукционной установке, подобной используемым при изучении переходных процессов в Fe-Ni-пленках [12]. Образец помещался в намагничивающее устройство в виде короткозамкнутого отрезка полосковой линии. Амплитуда намагничивающих импульсов достигала  $12$  Ое, а длительность их фронта была  $\sim 1$  нс.

Для идентификации механизмов намагничивания анализировались годографы среднего вектора намагниченности  $M$ . Как и в случае Fe-Ni-пленок [12-16], при построении годографов мы ограничивались измерением двух составляющих вектора  $M$ , лежащих в плоскости образца, поскольку и в таких образцах при переходных процессах в полях  $H_s < 10-15$  Ое вектор  $M$  практически не выходит из их плоскости. Однако в отличие от пленок это обусловлено в основном не влиянием размагничивающего поля [2,3], а большим значением эффективного поля плоскостной анизотропии [17].

Анализировались составляющие  $M_x$  и  $M_y$ , соответственно параллельные и перпендикулярные импульсному полю  $H_s$ . Их регистрация осуществлялась с помощью продольного и поперечного съемных витков [3,12]. Сигнал, наводимый в одном из них, поступал на стробоскопический преобразователь. Преобразованный сигнал обрабатывался устройством автоматического вычитания помех и через низкочастотный  $RC$ -фильтр записывался на самописце. После графического интегрирования записанных сигналов находились относительные мгновенные значения составляющих  $m_x(t) = M_x(t)/M_s$  и  $m_y(t) = M_y(t)/M_s$ , где  $M_s$  — намагниченность насыщения.

Исходное состояние образца задавалось с помощью установочного магнитного поля  $H_0$ , перпендикулярного полю  $H_s$ . Напряженность установочного поля выбиралась на  $10-20\%$  больше значения поля  $H_{\text{sat}}$ .

Поскольку анизотропия в плоскости монокристаллов  $\text{FeVO}_3$  практически отсутствует [17], можно считать, что после окончания переходного процесса вектор намагниченности будет располагаться под углом

$$\theta_l = \arccos \left( H_0 / \sqrt{H_s^2 + H_0^2} \right) \quad (1)$$

к направлению поля  $\mathbf{H}_0$ .

В установке использовались вспомогательные импульсы магнитного поля длительностью  $\sim 100 \mu\text{s}$ , которые подавались за  $60 \mu\text{s}$  до начала изучаемого процесса и следовали с частотой, вдвое меньшей частоты следования намагничивающих импульсов [12]. Их назначение — насыщать исследуемый образец (в направлении поля  $\mathbf{H}_s$ ) до прихода каждого второго намагничивающего импульса и таким образом обеспечить условия для выделения помехи. Чтобы точность этой операции не зависела от установочного поля, последнее было сделано импульсным, причем импульсы этого поля  $\mathbf{H}_0$  (длительностью  $\sim 100 \mu\text{s}$ ) поступали на исследуемый образец также с частотой, вдвое меньшей частоты следования намагничивающих импульсов, но в тот период, когда отсутствовали насыщающие импульсы. В остальном методика построения годографов ничем не отличалась от методики построения годографов в Fe-Ni-пленках [12-16].

Как и в случае  $180^\circ$  импульсного перемагничивания, нас интересовала корреляция между длительностью основной стадии и интенсивностью магнитоупругих колебаний. Длительность основной стадии полагалась равной интервалу времени между моментами  $t_i$  и  $t_f$ , для которых напряжение продольного сигнала равно 0.1 его амплитуды. Этой стадии соответствует наиболее быстрая часть сигнала. Вслед за ней наблюдаются затухающие колебания ЭДС сигнала. Как показано в [18], период колебаний (12-60 пс для образцов указанной толщины) при прочих равных условиях пропорционален толщине образца и несколько уменьшается с ростом напряженности суммарного поля ( $\mathbf{H}_s + \mathbf{H}_0$ ), подчиняясь закономерностям, ранее установленным Сиви [19] при исследовании магнитоакустического резонанса. Таким образом, затухающие колебания ЭДС сигнала действительно отражают ударные магнитоупругие колебания. Подобный вид имеет и поперечный сигнал.

За меру интенсивности магнитоупругих колебаний принимались амплитуды колебаний ЭДС продольного ( $A_x$ ) и поперечного ( $A_y$ ) сигналов (измеренные в районе их первого полупериода непосредственно после окончания основной стадии переходного процесса).

## 2. Результаты и их обсуждение

Нами установлено, что на основной стадии  $90^\circ$  импульсного намагничивания достаточно однородных монокристаллов бората железа во всем обсуждаемом интервале полей годограф вектора намагниченности близок к дуге окружности. На рис. 1 приведен пример кривой импульсного намагничивания, полученной в поле  $H_0 = 3 \text{ Oe}$ . Виден излом кривой в поле  $H_{br} = 3.2 \text{ Oe}$ , сопровождаемый резким возрастанием скорости намагничивания. На рис. 2, 3 приведены годографы,

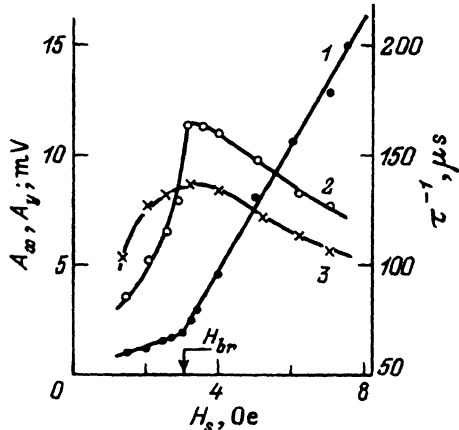


Рис. 1. Кривая импульсного намагничивания (1) и зависимости амплитуды колебаний продольного  $A_x$  (2) и поперечного  $A_y$  (3) сигналов от напряженности намагничивающего поля  $H_s$ .

полученные в полях, соответственно меньшем ( $H_s = 2$  Oe) и большем ( $H_s = 8$  Oe) поля излома  $H_{br}$ . Для каждой экспериментальной точки, показывающей положение конца нормированного вектора намагниченности  $m = M/M_s$ , указан момент времени относительно начала импульса поля  $H_s$ , для которого она получена. Отмечен момент времени  $t_f$ , соответствующий условному концу основной стадии намагничивания. Показано предельное положение вектора намагниченности  $m_1$ , которое должно достигаться после затухания магнитоупругих колебаний и которое определяется соотношением (1). Видно, что к моменту времени  $t_f$  достигается положение вектора  $m$ , близкое к предельному. Таким образом, используемое нами определение длительности основной стадии вполне приемлемо. Наиболее существенно, что экспериментальные точки на рис. 2, 3 практически укладываются на дугу окружности с радиусом, равным единице. Отсюда следует, что как в полях  $H_s < H_{br}$ , так и в полях  $H_s > H_{br}$  намагничивание монокри-

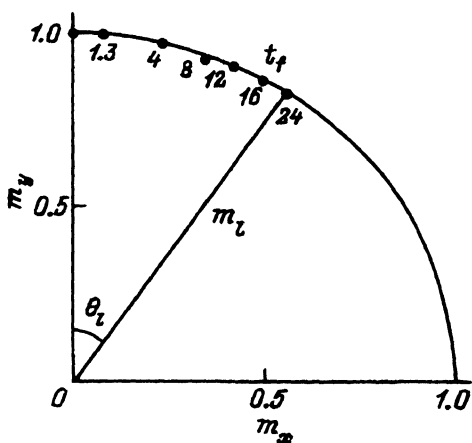


Рис. 2. Голограф вектора намагниченности, полученный при  $H_s = 2$  Oe. Вблизи каждой экспериментальной точки указаны моменты времени в наносекундах. Показаны конец основной стадии ( $t_f$ ) и предельное положение вектора  $m_1$ .

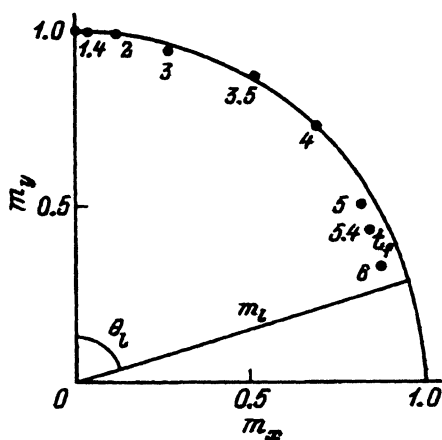


Рис. 3. Голограф вектора намагниченности, полученный при  $H_s = 8$  Oe. Обозначения те же, что на рис. 2.

$D, \mu\text{m}$	$\tau_m^*, \text{ns}$	$\tau_s^*, \text{ns}$	$T^*, \text{ns}$
24	$13 \pm 1$	$13 \pm 1$	$13 \pm 1$
45	$10 \pm 1$	$15 \pm 1$	$22 \pm 1$
48	$14 \pm 1$	$15 \pm 1$	$23 \pm 1$
80	$15 \pm 1$	$15 \pm 1$	$40 \pm 2$
90	$15 \pm 1$	$15 \pm 1$	$48 \pm 2$
110	$15 \pm 1$	$16 \pm 1$	$56 \pm 2$

сталлов бората железа осуществляется квазиоднородным вращением намагниченности. Таким образом, излом кривой импульсного намагничивания не связан с каким-либо принципиальным изменением природы механизма намагничивания. В свою очередь это означает, что в режиме  $90^\circ$  импульсного намагничивания можно однозначно исследовать вопрос о влиянии интенсивности магнитоупругих колебаний на форму кривой  $\tau^{-1}(H_s)$ .

Результаты подобных исследований представлены на рис. 1, где наряду с кривой  $\tau^{-1}(H_s)$  показаны зависимости  $A_x(H_s)$  и  $A_y(H_s)$ . Видно, что подобно случаю  $180^\circ$  перемагничивания [8,9] интенсивность магнитоупругих колебаний сначала растет с увеличением поля  $H_s$ , а затем, достигнув максимума, начинает заметно уменьшаться. Максимумы кривых  $A_x(H_s)$  и  $A_y(H_s)$  совпадают с изломом кривой  $\tau^{-1}(H_s)$ . Из совокупности полученных результатов однозначно следует, что излом кривой импульсного намагничивания монокристаллов бората железа в основном обусловлен уменьшением энергии спиновой системы, затрачиваемой на возбуждение магнитоупругих колебаний.

В таблице указаны времена  $90^\circ$  намагничивания  $\tau_m^*$ ,  $180^\circ$  перемагничивания  $\tau_s^*$  и период магнитоупругих колебаний  $T^*$ , измеренные в точках излома кривых импульсного намагничивания и перемагничивания в образцах разной толщины  $D$ . Из таблицы следует, что длительность основной стадии переходного процесса, при которой начинается уменьшение интенсивности магнитоупругих колебаний, практически не зависит от частоты магнитоупругих колебаний, т.е. от резонансных свойств отдельного монокристалла. Слабо зависит она и от характера переходного процесса. В [8] было высказано предположение, что при временах перемагничивания  $\tau_s \sim 13-16$  ns имеет место заметное отставание фоновой системы кристалла от магной. Это предположение подтвердилось затем опытами, в которых при неизменной амплитуде перемагничивающего импульса изменялась длительность его фронта и таким образом варьировалось время перемагничивания  $\tau_s$  [9]. По-видимому, тот же эффект отставания фоновой системы от магной имеет место и в рассматриваемом здесь случае  $90^\circ$  импульсного намагничивания монокристаллов бората железа.

Авторы благодарят С.Кадечкову, М.Котровову и Й.Новака за предоставленные образцы, Г.В.Смирнова и Ю.В.Швыдько за ценную дискуссию, а Н.Н.Усманова за помощь в проведении измерений.

Авторы выражают благодарность Международному научному фонду (грант NCT 000) за материальную поддержку данной работы.

### Список литературы

- [1] Kikuchi R. *J. Appl. Phys.* **27**, 11, 1352 (1956).
- [2] Smith D.O. *J. Appl. Phys.* **29**, 3, 264 (1958).
- [3] Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В. *УФН* **113**, 3, 569 (1974).
- [4] Kryder M.H., Humphrey F.V. *J. Appl. Phys.* **41**, 3, 1130 (1970).
- [5] Кашинцев А.С., Колотов О.С., Погожев В.А. *ФММ* **64**, 5, 891 (1987).
- [6] Колотов О.С., Погожев В.А. *Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия*, **32**, 5, 3 (1992).
- [7] Глазер А.А., Кашинцев А.С., Колотов О.С., Погожев В.А., Тагиров Р.И. *ФММ*, **2**, 154 (1992).
- [8] Колотов О.С., Ким Ён Хен., Красножон А.П., Погожев В.А. *Письма в ЖЭТФ* **58**, 1, 52 (1993).
- [9] Колотов О.С., Ким Ён Хен., Красножон А.П., Погожев В.А. *ФТТ* **36**, 1, 231 (1994).
- [10] Kolotov O.S., Pogozev V.A., Telesnin R.V., Smirnov G.V., Shvydko Yu.V., Kotrbova M., Kadeczkova S., Novak J. *Phys. Stat. Sol. (a)* **72**, 2, K197 (1982).
- [11] Смирнов Г.В., Швыдько Ю.В., Колотов О.С., Погожев В.А., Котрбова М., Кадечкова С., Новак Й. *ЖЭТФ* **86**, 4, 1495 (1984).
- [12] Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В. *Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок*. М., (1970).
- [13] Stein K.U. *Z. Angew. Phys.* **18**, 5/6, 529 (1965).
- [14] Sakurai Y., Kusuda T., Konishi S., Sugatani S. *IEEE Trans. Magn. Mag-2*, 3, 570 (1966).
- [15] Horeg J.H. *IEEE Trans. Magn. Mag-3*, 2, 166 (1967).
- [16] Ивашкин В.И., Руденко Г.И., Поливанов К.М., Фрумкин А.Л. В сб.: *Физика магнитных пленок*. Иркутск (1968). С. 345-350.
- [17] Diehl R., Jantz W., Nolang B.I., Wettling W. *Current Topics Mater. Sci.* **11**, 1, 241 (1984).
- [18] Колотов О.С., Погожев В.А., Смирнов Г.В., Швыдько Ю.В. *ФТТ* **29**, 8, 2548 (1987).
- [19] Seavey M.H. *Solid State Commun.* **10**, 2, 219 (1973).