

## О ПОТЕРЯХ ЭНЕРГИИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

*О.С.Колотов, Ким Ен Хен, А.П.Красножон, В.А.Погожев*

*Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова*

*119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28 мая 1993 г.

Впервые исследуется связь интенсивности ударных магнитоупругих колебаний намагниченности с временными характеристиками бората железа. Обнаружено, что при длительности основной стадии перемагничивания  $\leq 13 \div 16$  нс резко уменьшается эффективность передачи энергии из магнетонной системы кристалла в фононную, что приводит к резкому возрастанию скорости перемагничивания и сопровождается изломом кривой импульсного перемагничивания.

Одной из главных задач физики переходных процессов в магнетиках является правильный учет потерь энергии [1,2]. Обычно он осуществляется феноменологически [3–7] с помощью постоянной затухания Ландау–Лифшица [3] или коэффициента затухания Гильберта [4], ибо действительный механизм передачи энергии из спиновой системы кристаллической решетке при импульсном перемагничивании и намагничивании не ясен. В этих условиях большой интерес представляет экспериментальное исследование переходных процессов в магнетиках с ярко выраженным взаимодействием магнетонной и фононной систем. К ним относятся слабые ферромагнетики с анизотропией типа "легкая плоскость", в которых в наиболее заметной и доступной для исследования форме проявляется магнитоупругое взаимодействие [8–10]. Из этого класса магнетиков наиболее подходящим является борат железа ( $\text{FeVO}_3$ ), имеющий достаточно высокую температуру Нееля [9], малые значения поля насыщения ( $H_{s,at} \leq 2\Theta$ ) [11] и эффективного поля анизотропии в базисной плоскости [9] и высокую интенсивность ударных магнитоакустических колебаний [12], возникающих при переходных процессах и характеризующих степень магнитоупругого взаимодействия. До последнего времени эти преимущества не были реализованы. Здесь впервые исследуется зависимость интенсивности ударных магнитоупругих колебаний, возникающих при  $180^\circ$ -ом перемагничивании монокристаллов бората железа, от амплитуды перемагничивающего поля  $H_s$ . Результаты сопоставляются с основной импульсной характеристикой бората железа – кривой импульсного перемагничивания (КИП), представляющей зависимость обратного времени перемагничивания  $\tau^{-1}$  от амплитуды поля  $H_s$ .

Исследовались монокристаллы  $\text{FeVO}_3$  в виде пластин толщиной от 24 до 110 мкм с базисной плоскостью, параллельной их поверхности. Использовался комплекс аппаратуры, позволяющей изучать поведение намагниченности образца индукционным методом [13] и наблюдать неравновесные динамические домены [14]. Исходное состояние насыщения обеспечивалось с помощью постоянного поля  $H_0 (= 1,1 H_{s,at})$ , параллельного базисной плоскости. Импульсное поле  $H_p$  было направлено противоположно полю  $H_0$ . Далее приводятся значения результирующего поля  $H_s = H_p - H_0$ . За меру интенсивности колебаний принимался модуль напряжения  $A_1$  индукционного сигнала в точке минимума,

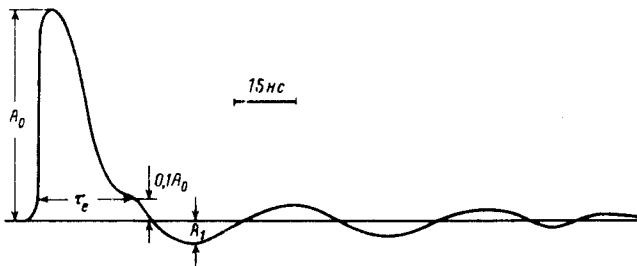


Рис.1. Индукционный сигнал перемагничивания монокристалла  $\text{FeBO}_3$  толщиной 80 мкм.  $H_s = 2,6 \text{ Э}$

соответствующего первому периоду колебаний, наблюдаемых после окончания основной части индукционного сигнала, на которую приходится основное изменение намагниченности (рис.1).

Использовались два наиболее распространенных определения времени перемагничивания [2,13]. Согласно первому, время перемагничивания  $\tau_e$  полагалось равным интервалу между моментами, когда напряжение сигнала равно 0,1 его амплитуды  $A_0$ . Величина  $\tau_e$  характеризует длительность основной стадии перемагничивания, но не учитывает вклада стадии, связанной с магнитоупругими колебаниями. Поэтому дополнительно использовалось определение, основанное на анализе изменения потока индукции  $\Delta\Phi(t)$ . При этом время перемагничивания  $\tau_\Phi$  отсчитывалось от момента  $t_1$ , когда изменение потока  $\Delta\Phi(t_1)$  достигает 0,1 от полного изменения  $\Delta\Phi_m$ , до момента  $t_2$ , когда  $\Delta\Phi(t_2) = 0,9 \Delta\Phi_m$ . Чтобы исключить неоднозначность, связанную с немонотонным изменением намагниченности, для определения момента  $t_2$  строилась асимптота, вокруг которой колеблется величина  $\Delta\Phi$ .

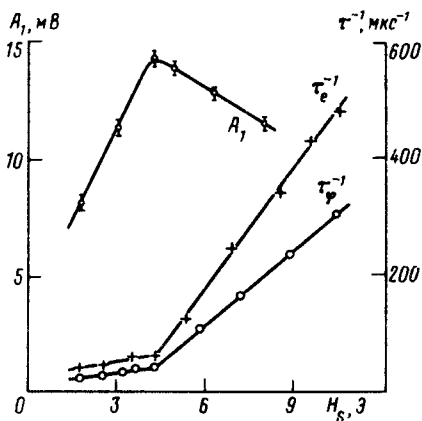


Рис.2. Кривые импульсного перемагничивания, полученные при использовании двух способов определения времени перемагничивания  $\tau_e$  и  $\tau_\Phi$ , и зависимость амплитуды колебаний  $A_1$  от напряженности поля  $H_s$ .

На рис.2 приведена зависимость амплитуды колебаний  $A_1$  от поля  $H_s$  для монокристалла толщиной 80 мкм с  $H_{sat} = 1,8 \text{ Э}$ . Там же даны зависимости  $\tau_e^{-1}(H_s)$  и  $\tau_\Phi^{-1}(H_s)$ . В соответствии с результатами [11], кривая  $\tau_e^{-1}(H_s)$  состоит из двух характерных участков. Переход к другому определению времени

перемагничивания  $\tau_{\Phi}$  не изменяет структуры КИП, а лишь изменяет значения ординат экспериментальных точек. Не изменяются заметно и значения поля  $H_s = H^*$ , при которых наблюдаются изломы обеих КИП. Анализ поведения намагниченности показывает, что в пределах обоих участков КИП перемагничивание осуществляется неоднородным вращением намагниченности.

Найдено (рис.2), что с ростом амплитуды поля  $H$ , величина  $A_1$  сначала увеличивается, а потом начинает уменьшаться, причем поле  $H_s$ , при котором достигается максимальная амплитуда, близко к значению поля излома КИП  $H^*$ . Исследование имеющегося в нашем распоряжении набора из 6 образцов показало, что длительность основной стадии перемагничивания в точке излома  $\tau_e(H^*)$  слабо зависит от толщины монокристалла и определяемого ею периода магнитоупругих колебаний. Так, при изменении толщины в указанных выше пределах период изменялся от  $\sim 13$  до  $\sim 56$  нс, в то время как  $\tau_e(H^*)$  оставалось в пределах  $13 \div 16$  нс.

Начальное возрастание амплитуды колебаний объясняется, очевидно, ростом избытка энергии  $2M_s H_s$ , получаемой магнотонной системой кристалла от внешнего поля. При  $H_s > H^*$  резко уменьшается эффективность передачи энергии из магнотонной системы в фононную и интенсивность колебаний заметно уменьшается, несмотря на дальнейшее увеличение энергии в магнотонной системе. Возможно, что при длительности основной стадии, меньшей  $13 \div 16$  нс, проявляется "отставание" фононной системы от магнотонной или, пользуясь терминологией [8,9], происходит частичное "замораживание" кристаллической решетки. Ранее эффект полного "замораживания" кристаллической решетки наблюдался в полях, изменяющихся по гармоническому закону с частотой  $\sim 10^3 \div 10^4$  МГц, например, в опытах по антиферромагнитному резонансу [8,9].

Таким образом, при длительности основной стадии перемагничивания  $\leq 13 \div 16$  нс резко уменьшаются потери в магнотонной системе на возбуждение акустических колебаний кристаллической решетки. Это приводит к резкому возрастанию скорости перемагничивания, что проявляется, в частности, в изломе кривой импульсного перемагничивания. Отметим, что это первый из известных в магнитодинамике случаев, когда структура кривой импульсного перемагничивания определяется изменением потерь энергии. В других более или менее детально исследованных магнетиках: поликристаллических Fe-Ni пленках [15,16], пленках ферритов-гранатов [17] и аморфных магнитомягких пленках [18] структура обсуждаемой кривой связана с резкими изменениями характера пространственно-временного поведения намагниченности.

Авторы благодарны С.Кадечковой, М.Котрбовой и Й.Новаку за предоставленные образцы, а Ю.В.Швыдько за полезную дискуссию.

- 
1. D.O.Smith, J. Appl. Phys. **29**, 264 (1958).
  2. О.С.Колотов, В.А.Погожев, Р.В.Телеснин, УФН **113**, 569 (1974).
  3. L.D.Landau, E.M.Lifschitz, Phys. Zs. Sowjetunion **8**, 342 (1935).
  4. T.L.Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243A (1955).
  5. А.Малоземов, Дж.Слонзуски, Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
  6. В.Г.Барьяхтар, ЖЭТФ **87**, 1501 (1984).
  7. V.G.Baryakhtar, B.A.Ivanov, and K.A.Safaryan, Sol.Stat. Comm. **72**, 1117 (1989).
  8. Е.Ф.Туров, В.Г.Шавров, УФН **140**, 429 (1983).
  9. R.Diehl, W.Jantz, B.I.Nolang, and W.Wettling, Current Topics Mater. Sci. **11**, 241 (1984).

10. В.И.Ожогин, В.Г.Преображенский, УФН **155**, 593 (1988).
11. O.S.Kolotov, V.A.Pogozhev, R.V.Telesnin, et al., Phys. Stat. Sol. (a) **72**, 197 (1982).
12. О.С.Колотов, В.А.Погожев, Г.В.Смирнов, Ю.В.Швыдько, ФТТ **29**, 2548 (1987).
13. О.С.Колотов, В.А.Погожев, Р.В.Телеснин, Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М.: Изд-во МГУ, 1970.
14. А.Б.Ишков, А.С.Кашинцев, Ким Ён Хен и др., Тез. докл. XII Всесоюз. школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", ч.I, 192 (1990).
15. M.H.Kryder and F.V.Humphrey, J. Appl. Phys. **41**, N 3, 1130 (1970).
16. А.С.Кашинцев, О.С.Колотов, В.А.Погожев, ФММ **64**, 891 (1987).
17. О.С.Колотов, В.А.Погожев, Вестник Московского университета, Сер. Физика, астрономия **32**, 3 (1992).
18. А.А.Глазер, А.С.Кашинцев, О.С.Колотов и др., ФММ N2, 154 (1992).