

ГОДОГРАФЫ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ ПРИ 90-ГРАДУСНОМ ИМПУЛЬСНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ 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 20 июля 1995 г.

Исследованы годографы вектора намагниченности при переходных процессах в монокристаллах бората железа. Их анализ показал, что процесс 90-градусного импульсного намагничивания осуществляется квазиоднородным вращением намагниченности, а излом кривой импульсного намагничивания обусловлен не изменением природы механизма намагничивания, а уменьшением энергии, затрачиваемой на возбуждение ударных магнитоупругих колебаний.

Важнейшей задачей физики переходных процессов в магнетиках является правильный учет потерь энергии [1,2]. Обычно эта задача решается феноменологически [1-8] путем введения постоянной затухания λ Ландау-Лифшица [3,5,6] или коэффициента затухания α Гильберта [4-6], поскольку действительный механизм передачи энергии из спиновой системы кристаллической решетке не ясен. Экспериментальные методы оценки величин λ и α основаны на сравнении результатов расчета импульсных характеристик магнетика с его реальными свойствами. Привлекаются два простейших механизма намагничивания: смещение доменных границ (см., например, [9-11]) и однородное вращение намагниченности [1,12-15]. В первом случае узким местом остается вопрос о соответствии используемой модели доменных границ (как правило, в виде одномерных границ Блоха) их реальной структуре. Возможность использования второго механизма ограничивается малым выбором магнетиков, о которых достоверно известно, что они в относительно небольших полях ($< 10^9$) способны намагничиваться однородным вращением намагниченности. До настоящего времени однородное вращение намагниченности наблюдалось только в пермалловых пленках и то лишь в небольшом числе работ: работах Штайна [14,15] при изучении 180-градусного перемагничивания и сотрудников Московского энергетического института при исследовании 90-градусного импульсного перемагничивания [16]. Другие попытки наблюдать этот механизм не увенчались успехом [17,18]. Следует также отметить, что пленки пермаллоя обладают поликристаллической структурой, что вызывает дополнительные трудности при теоретическом осмыслении результатов исследования величин λ и α .

Таким образом, имеется настоятельная необходимость поиска магнетиков, которые намагничиваются однородным вращением намагниченности. Здесь исследуются годографы вектора намагниченности при переходных процессах в монокристаллах бората железа FeBO_3 . По сравнению с другими материалами этот магнетик обладает рядом преимуществ, существенных с точки зрения возможности исследования потерь энергии. К ним относятся: возможность получения образцов с высокой степенью совершенства кристаллической структуры [19], небольшие значения амплитуд импульсов магнитного поля,

необходимого для возбуждения переходных процессов [20], а также сильное взаимодействие магнитной и фононной систем [21-23]. Последнее проявляется, в частности, в том, что переходные процессы сопровождаются легко наблюдаемыми ударными магнитоупругими колебаниями [24-26]. Их интенсивность, очевидно, характеризует степень магнитоупругого взаимодействия. В данной работе изучен наиболее простой переходной процесс – режим 90-градусного импульсного намагничивания.

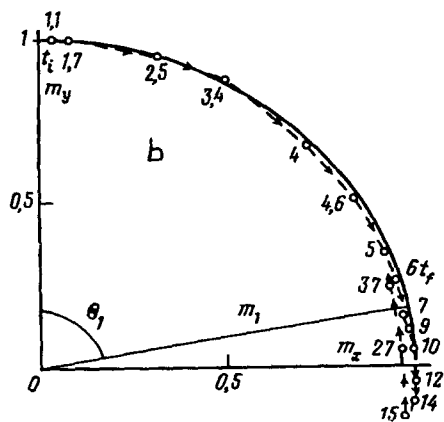
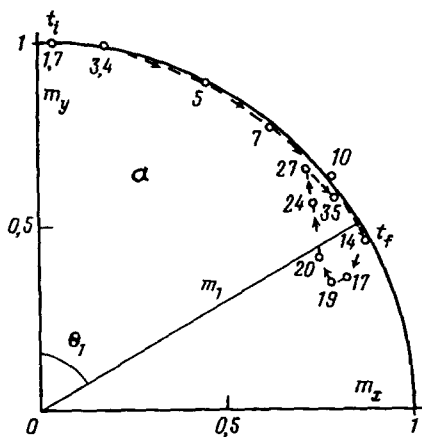
Подобно пермаллоевым пленкам [14-18], при построении годографа вектора намагниченности M монокристаллов $FeVO_3$ можно ограничиться анализом его двух составляющих, лежащих в плоскости образца, поскольку при рассматриваемых здесь переходных процессах M практически не выходит из этой плоскости. В отличие от пермаллоевых пленок, это обусловлено не столько влиянием размагничивающего поля, сколько большим значением эффективного поля плоскостной анизотропии [22].

Исследования выполнены с помощью стандартной индукционной установки, обычно используемой для изучения пермаллоевых пленок [27]. Временное разрешение установки близко к 1нс. Анализировались составляющие M_x (параллельная) и M_y (перпендикулярная) импульсному полю H_s , вызывающему исследуемый переходной процесс. Регистрация этих составляющих осуществлялась с помощью продольного и поперечного съемных витков [27]. Интегрируя считываемые сигналы, находили приведенные значения составляющих $m_x(t) = M_x(t)/M_s$ и $m_y(t) = M_y(t)/M_s$. Здесь M_s – намагниченность насыщения. Исходное состояние насыщения образца создавалось с помощью установочного магнитного поля H_0 , перпендикулярного полю H_s . Поскольку анизотропия в плоскости монокристаллов $FeVO_3$ практически отсутствует [22], угол θ_1 , на который должен повернуться вектор намагниченности после переходного процесса, определяется соотношением

$$\theta_1 = \arccos \frac{H_0}{\sqrt{H_s^2 + H_0^2}}. \quad (1)$$

Полученные результаты иллюстрируются на примере образца со следующими параметрами: толщина – 24 мкм; поле, необходимое для технического насыщения в плоскости монокристалла, – 1.3Э; среднее значение периода ударных магнитоупругих колебаний – 13нс. Как и у других исследованных образцов [20], кривая импульсного намагничивания, представляющая зависимость обратной длительности переходного процесса τ^{-1} от амплитуды поля H_s , состоит из двух участков, разделенных точкой излома в поле $H_{br} (\approx 3,4 \text{ Э})$, после которой скорость намагничивания резко возрастает. Как известно [25-27], для переходных процессов в боратах железа характерно наличие двух стадий: основной и стадии, связанной с затуханием магнитоупругих колебаний. Длительность основной стадии полагалась равной интервалу между моментами времени t_i и t_f , для которых напряжение продольного сигнала равно 0.1 его амплитуды A_m .

На рисунке *a* и *b* приведены годографы, полученные при $H_s = 2,5 \text{ Э} (< H_{br})$ и $H_s = 8 \text{ Э} (> H_{br})$, соответственно. Намагничивание осуществлялось в установочном поле $H_0 = 1,5 \text{ Э}$. Около каждой экспериментальной точки, показывающей мгновенное положение конца нормированного вектора намагниченности $m = M/M_s$, указан соответствующий момент времени (в нс). Отмечены точки, соответствующие моментам времени t_i и t_f . Показано предельное положение



Годограф вектора намагниченности, полученный при амплитуде намагничивающих импульсов $H_s = 2.5\mathcal{E}$ (а) и $H_s = 8\mathcal{E}$ (б)

вектора намагниченности m_i , которое он должен достигать согласно соотношению (1). Видно, что на интервале времени $t_i < t < t_f$ экспериментальные точки, вне зависимости от величины поля H_s , лежат вблизи дуги окружности единичного радиуса. Это означает, что на основной стадии переходного процесса 90-градусное намагничивание монокристаллов бората железа осуществляется однородным вращением намагниченности, причем как при $H_s < H_{br}$, так и при $H_s > H_{br}$. Дополнительные исследования показывают, что при $H_s > H_{br}$, подобно случаю 180-градусного перемагничивания [26,27], наблюдается заметное уменьшение интенсивности магнитоупругих колебаний.

На приводимом рисунке показаны несколько точек, отражающих стадию магнитоупругих колебаний. Видно, что в общем случае на этой стадии происходит не только изменение положения вектора m , но и его модуля.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что изменение намагниченности на основной стадии 90-градусного импульсного намагничивания монокристаллов бората железа осуществляется однородным вращением намагниченности. Достоверно наблюдался случай, когда излом кривой $\tau^{-1}(H_s)$ связан не с изменением природы механизма намагничивания, а обусловлен уменьшением энергии, затрачиваемой на возбуждение магнитоупругих колебаний.

Авторы выражают благодарность Международному научному фонду и правительству России (гранты NCT000 и NCT300) за материальную поддержку данной работы. Авторы благодарят С.Кадечкову, М.Котрбову 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.

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 and E.M.Lifschitz, Phys. Zs. Sowjetunions **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. Т.О'Делл, *Ферромагнетодинамика*, М.: Мир, 1983.
7. В.Г.Барьяктар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
8. V.G.Baryakhtar, B.A.Ivanov, and K.A.Safaryan, *Sol. Stat. Comm.* **72**, 1117 (1989).
9. J.K.Galt, *Phys. Rev.* **85**, 664 (1952).
10. G.P.Vella-Coleiro, *IEEE Trans. Magnet*, **MAG-13**, 1163 (1977).
11. В.В.Рандошкин, В.Б.Сигачев, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 34 (1985).
12. R.L.Conger and F.C.Essig, *Phys. Rev.* **104**, 915 (1956).
13. C.D.Olson and A.V.Pohm, *J. Appl. Phys.* **29**, 274 (1958).
14. K.U.Stein, *Zs. angew. Phys.* **18**, 528 (1965).
15. K.U.Stein, *Zs. angew. Phys.* **20**, 36 (1965).
16. В.И.Ивашкин, Г.И.Руденко, К.М.Поливанов, А.Л.Фрумкин, В сб.: *Физика магнитных пленок*, Иркутск, ИПИ, 1968, стр.345.
17. Y.Sacurai, T.Kusuda, S.Konishi, and S.Sugatani, *IEEE Trans. Magnet. Mag-2*, 570 (1966).
18. J.H.Noper, *IEEE Trans. Magnet. Mag-3*, 166 (1967).
19. M.Kotrobova, S.Kadeckova, J.Novak et al., *J. Cryst. Growth*, **71**, 607 (1985).
20. O.S.Kolotov, V.A.Pogozhev, R.V.Telesnin et al., *Phys. Stat. Sol. (a)* **72**, 197 (1982).
21. У.Ф.Туров, В.Г.Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
22. R.Diehl, W.Jantz, B.I.Nolang, and W.Wettling, *Current Topics Mater. Sci.* **11**, 241 (1984).
23. В.И.Ожогин, В.Г.Преображенский, *УФН* **155**, 593 (1988).
24. О.С.Колотов, В.А.Погожев, Г.В.Смирнов, Ю.В.Швьдько, *ФТТ* **29**, 2548 (1987).
25. О.С.Колотов, Ким Ен Хен, А.П.Красножон, В.А.Погожев, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 52 (1993).
26. О.С.Колотов, Ким Ен Хен, А.П.Красножон, В.А.Погожев, *ФТТ* **36**, 231 (1994).
27. О.С.Колотов, В.А.Погожев, Р.В.Телеснин, *Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок*, М.: Изд-во МГУ, 1970.