

## Нелинейные колебания намагниченности, сопровождающие процесс импульсного 90°-ного намагничивания пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа „легкая плоскость“

© Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, В.А. Погожев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119992 Москва, Россия  
e-mail: PhysPhak@mail.ru

(Поступило в Редакцию 3 июля 2007 г.)

Исследованы нелинейные колебания намагниченности (с частотой основной гармоники  $\approx 0.5$  GHz), возникающие при 90°-ном импульсном намагничивании пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа „легкая плоскость“. Проведенный в работе анализ продольного и поперечного сигналов намагничивания, а также построенного на их основе годографа вектора намагниченности показал, что характерная для данных пленок слабая зависимость интенсивности колебаний от длительности фронта намагничивающего импульса магнитного поля  $t_f$  (при ее изменении в пределах от 0.4 до 6–8 ns) объясняется наличием в плоскости реальных пленок двухосной анизотропии.

PACS: 74.25.Na, 75.30.Gw, 75.60.Jk, 75.70.-I, 75.75.+a, 76.60.Jx

### Введение

Известно [1–8], что при импульсном намагничивании и перемагничивании магнетиков за время  $\sim 10^{-9}$  s указанные переходные процессы могут сопровождаться нелинейными колебаниями намагниченности гиромангнитной природы с частотой основной гармоники  $\sim 0.5$ – $1.5$  GHz. Как показал Кикучи [1], в определенных условиях колебания могут сильно увеличивать время установления нового направления намагниченности и тем самым накладывать существенные ограничения на быстродействие технических устройств на магнитных материалах. Поэтому изучение этих колебаний представляет не только научный, но и практический интерес. Однако к настоящему времени они в основном исследовались в пермалловых пленках (см., например, [1–8]). Исключением являются работы [9,10], где впервые наблюдались нелинейные колебания, сопровождающие процесс 90°-ного импульсного намагничивания пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа „легкая плоскость“. Найдено, что частота колебаний близка к 0.5 GHz. Они возбуждаются при амплитуде намагничивающего поля  $H_m$ , превышающей некоторое пороговое поле  $H_m^*$  ( $\sim 15$ – $19$  Oe), при котором на кривой импульсного намагничивания, представляющей зависимость скорости намагничивания  $\tau_m^{-1}$  от поля  $H_m$ , появляется излом. Колебания затухают довольно медленно — за  $\sim 8$ – $12$  периодов, что объясняется малыми потерями энергии в указанных пленках [11]. Однако их наиболее интересной особенностью является следующее [10]: колебания легко возбуждаются при длительности фронта намагничивающего импульса  $t_f \sim 4$ – $8$  ns, существенно превышающей период колебаний. Линейные свободные колебания в этих пленках (на минимальной частоте  $\sim 0.7$  GHz) не возбуждаются уже при длительности фронта  $t_f \approx 1$  ns. В пермалловых пленках с одноосной

анизотропией нелинейные колебания примерно на тех же частотах не возбуждаются при  $t_f \geq 0.7$ – $0.8$  ns [12].

Для выяснения причины слабой критичности возбуждаемости нелинейных колебаний в пленках ферритов-гранатов к длительности фронта импульса в настоящей работе анализируются сигналы импульсного намагничивания и построенные на их основе годографы вектора намагниченности.

### Методика эксперимента

При построении годографов вектора намагниченности нами использовался опыт, накопленный при исследовании переходных процессов в пермалловых пленках [12–14] и монокристаллах бората железа [15]. Применялась индукционная установка. Для инициирования импульсного намагничивания и исследования поведения намагниченности использовалось намагничивающее устройство в виде отрезка полосковой линии с поперечным и продольным съемными витками [14], регистрирующими изменения составляющих намагниченности  $M_x$  и  $M_y$ , направленных соответственно перпендикулярно и параллельно импульсному намагничивающему полю  $H_m$ . Исходное состояние насыщения исследуемой пленки задавалось установочным магнитным полем  $H_0$ , направленным вдоль одной из осей легкого намагничивания (ОЛН) двухосной анизотропии, лежащих в плоскости пленки [16]. Намагничивающее поле  $H_m$  прикладывалось вдоль другой ОЛН. Длительность фронта импульса намагничивающего поля регулировалась в пределах 0.4–10 ns.

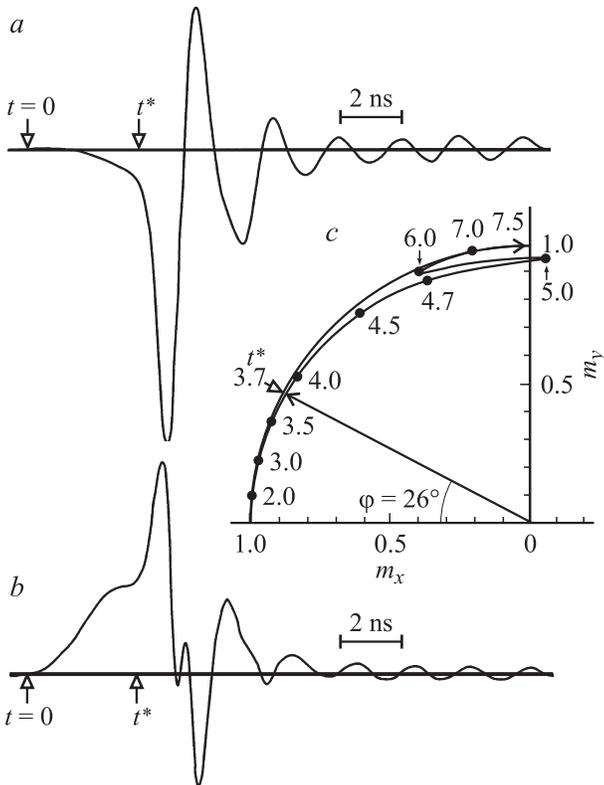
Полученные результаты иллюстрируются на примере пленки со следующими параметрами: состав  $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ , толщина —  $4 \mu m$ , намагниченность насыщения  $M_S = 16$  Gs, поле технического насыщения

вдоль любой из ОЛН  $H_{\text{sat}} = 2.5 \text{ Ое}$ , эффективное поле анизотропии типа „легкая плоскость“  $H_{Kp} = 1.1 \text{ кОе}$ , эффективные поля двухосной и одноосной анизотропий соответственно равны  $H_{K2} = 36$  и  $H_{K1} = 4 \text{ Ое}$ , поле излома кривой импульсного намагничивания  $H_m^* = 15 \text{ Ое}$  и коэффициент затухания Гильберта  $\alpha = 0.006$ .

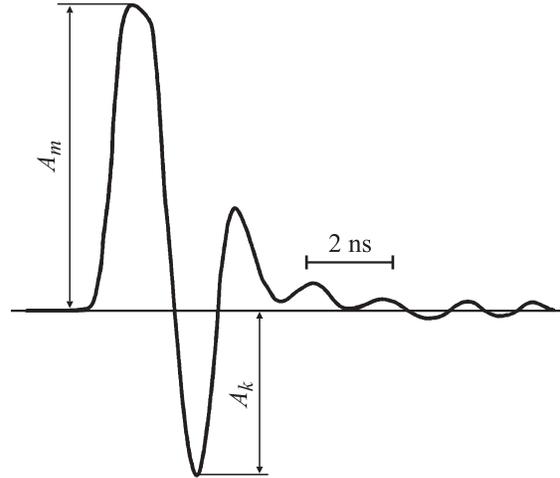
## Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены примеры поперечного (а) и продольного (b) сигналов намагничивания и полученного путем их обработки годографа вектора намагниченности (c). Они соответствуют следующему режиму: напряженность установочного поля  $H_0 = 4 \text{ Ое}$ , амплитуда намагничивающего поля  $H_m = 20 \text{ Ое}$ . Чтобы подчеркнуть интересующие нас особенности колебаний намагниченности, длительность фронта намагничивающего импульса выбрана равной  $5 \text{ нс}$ .

Видно, что годограф вектора намагниченности в пределах ошибки эксперимента ( $\sim 8-10\%$ ) совпадает с дугой окружности. Это однозначно свидетельствует о том, что в полях  $H_m > H_m^*$  намагничивание осуществляется практически однородным вращением намагниченности.



**Рис. 1.** Поперечный (а) и продольный (b) сигналы и соответствующий им годограф вектора намагниченности (c).  $H_m = 20 \text{ Ое}$ ,  $H_0 = 4 \text{ Ое}$ . Указаны моменты времени в наносекундах, для которых получены относительные значения составляющих вектора намагниченности:  $m_x = M_x/M_s$ ,  $m_y = M_y/M_s$ . Ось  $x$  параллельна установочному полю  $H_0$ ,  $y$  — намагничивающему  $H_m$ .



**Рис. 2.** Продольный сигнал намагничивания, полученный при амплитуде намагничивающего поля  $H_m = 20 \text{ Ое}$  и длительности фронта импульса  $t_f \approx 0.4 \text{ нс}$ . Сигнал получен при чувствительности канала регистрации, в 5 раз меньшей, чем при получении сигнала, приведенного на рис. 1, b.

Перейдем теперь к обсуждению колебаний намагниченности. Видно, что на начальной стадии колебания сильно нелинейны (рис. 1, a и b). Однако со временем легко выделяется основная гармоника колебаний с периодом  $\approx 2 \text{ нс}$ . Видно также — несмотря на то что длительность фронта  $t_f$  существенно больше периода колебаний, их интенсивность весьма значительна. С уменьшением  $t_f$  от 5 до  $\approx 0.4 \text{ нс}$  амплитуда сигналов естественно возрастает (до 3–4 раз), а длительность их начальной части, на которую приходится основное изменение намагниченности, уменьшается (до  $\sim 2 \text{ нс}$ ). Однако интенсивность колебаний  $A_k$ , отнесенная к амплитуде сигнала  $A_m$ , изменяется незначительно. В справедливости последнего можно убедиться, обращаясь к рис. 2, на котором приведен продольный сигнал намагничивания, полученный при том же значении амплитуды намагничивающего поля  $H_m^* = 20 \text{ Ое}$ , но при  $t_f = 0.4 \text{ нс}$ .

Из рис. 1, a и b видно, что при значительной длительности фронта напряжение сигнала изменяется сначала очень медленно. Особенно медленно изменяется поперечный сигнал, так что на первый взгляд создается впечатление, что имеет место „отставание“ его от продольного сигнала. Однако это „отставание“ объясняется геометрией эксперимента. Действительно, напряжение поперечного сигнала

$$e_{\perp} = k_{\perp} \frac{dM_x}{dt} = -k_{\perp} M_s \sin \varphi \frac{d\varphi}{dt},$$

а продольного сигнала

$$e_{\parallel} = k_{\parallel} \frac{dM_y}{dt} = -k_{\parallel} M_s \cos \varphi \frac{d\varphi}{dt},$$

где коэффициенты пропорциональности зависят от коэффициентов потокосцепления витков, размеров и формы

пленок и имеют близкие значения. Из приведенных выражений следует, что в начале процесса, когда  $\varphi \leq 10^\circ$ , поперечный сигнал должен быть существенно меньшим продольного.

В некоторый момент времени  $t_k$  ( $\approx 3.7$  ns для рассматриваемого режима) скорость изменения напряжения на выходе обоих витков резко возрастает. Анализ годографа показывает (рис. 1, c), что к моменту времени  $t_k$  угол  $\varphi$  между мгновенным и начальным направлениями намагниченности изменяется от 0 до  $\varphi_k \approx 26^\circ$ . Затем, за время  $\Delta t \leq 1$  ns, вектор намагниченности поворачивается на угол, близкий к  $60^\circ$ . Таким образом, несмотря на то что на пленку накладывается импульс магнитного поля с  $t_f = 5$  ns, основные изменения намагниченности происходят за время, существенно меньшее периода колебаний, что, собственно говоря, и обуславливает возможность их возбуждения (на частотах  $\approx 0.5$  GHz).

Отмеченное резкое ускорение переходного процесса в момент времени  $t = t_k$  объясняется действием двухосной анизотропии, проявляющейся в плоскости реальных пленок ферритов-гранатов [16]. Для качественного рассмотрения этого вопроса мы пока пренебрежем влиянием динамических эффектов, связанных с выходом вектора намагниченности из плоскости пленки, и ограничимся анализом влияния сил анизотропии в этой плоскости и действием внешних полей  $H_0$  и  $H_m$ . В этом случае можно ограничиться анализом одной лишь азимутальной составляющей вращающего момента [10], действующего на намагниченность:

$$T_\varphi = -\frac{\partial W}{\partial \varphi}, \quad (1)$$

где  $W$  — плотность свободной энергии. Плотность энергии одноосной и двухосной анизотропий запишем соответственно в виде  $W_1 = K_1 \sin^2 \varphi$  и  $W_2 = -K_2 \cos 4\varphi$ , где  $K_1$  и  $K_2$  — константы соответствующих анизотропий. С учетом энергии намагниченности во внешних полях  $H_0$  и  $H_m$  получим

$$W = K_1 \sin^2 \varphi - K_2 \cos 4\varphi - M_s H_0 \cos \varphi - M_s H_m \sin \varphi. \quad (2)$$

Вращающий момент удобно представить в виде двух членов:

$$T_\varphi = T_m - T_{an}, \quad (3)$$

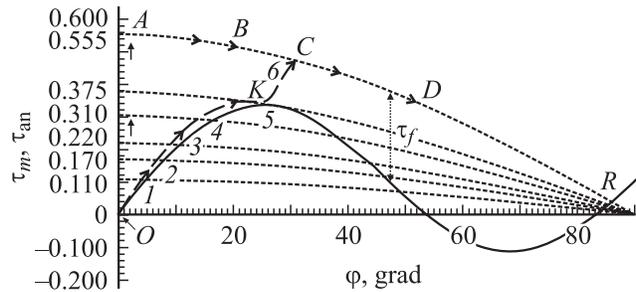
учитывающих соответственно действие намагничивающего поля и сил анизотропии (с учетом влияния установочного поля  $H_0$ ). Удобней воспользоваться нормированными значениями этих составляющих, записываемых соответственно в виде  $\tau_m = (T_m/M_s)H_{K2}$  и  $\tau_{an} = (T_{an}/M_s)H_{K2}$ . Из (1) и (2) получим

$$\tau_m = h_m \cos \varphi \quad (3, a)$$

и

$$\tau_{an} = h_{K1} \sin \varphi \cos \varphi + \cos 2\varphi \sin \varphi \cos \varphi + h_0 \sin \varphi, \quad (3, b)$$

где  $h_{K1}$ ,  $h_m$  и  $h_0$  — нормированные значения эффективного поля одноосной анизотропии, намагничивающего и установочного полей, равные соответственно:  $h_{K1} = H_{K1}/H_{K2}$ ,  $h_m = H_m/H_{K2}$  и  $h_0 = H_0/H_{K2}$ , где  $H_{K1} = 2K_1/M_s$ ,  $H_{K2} = 16K_2/M_s$ .



**Рис. 3.** Зависимости нормированных составляющих моментов сил  $\tau$ , действующих на вектор намагниченности, от угла  $\varphi$ . Штриховые линии — моменты  $\tau_m$ , учитывающие действие намагничивающего поля разной величины  $h_m = H_m/H_{K2}$ ; сплошная кривая — момент  $\tau_{an}$  сил, обусловленный действием одноосной и двухосной анизотропий в плоскости пленки и действием установочного поля.

На рис. 3 сплошной линией представлена зависимость момента  $\tau_{an}$  от угла  $\varphi$ , рассчитанная для исследуемой здесь пленки, согласно выражению (3, b). Здесь же пунктирными линиями представлены зависимости  $\tau_m(\varphi)$ , рассчитанные для разных значений амплитуды намагничивающего поля  $h_m$ : кривые 1–4 построены для полей, меньших порогового поля  $h_m^*$ , 5 — соответствует пороговому полю  $h_m^*$  ( $h_m^* = H_m^*/H_{K2} = 0.375$ ), а кривая 6 получена для значения поля  $h_m$  ( $h_m = H_m/H_{K2} = 0.555$ ), соответствующего результатам, представленным на рис. 1. В полях  $h_m < h_m^*$  возможно только обратимое вращение вектора намагниченности на угол  $\varphi$ , определяемый по точке пересечения сплошной линии с соответствующей пунктирной. В поле  $h_m = h_m^*$  пунктирная линия лишь коснется сплошной линии в одной точке, которая соответствует критическому значению угла  $\varphi_k \approx 26-27^\circ$ .

Перейдем теперь к обсуждаемому здесь режиму со значением поля  $h_m = 0.555$ . Рассмотрим сначала случай, когда длительность фронта импульса  $t_f = 0$ . Тогда „рабочая точка“, характеризующая поведение пленки в координатах  $\tau_m$  и  $\varphi$ , начнет свое движение по траектории  $O-A-B-D$  и далее к предельной точке  $R$ , в которой результирующий момент обращается в нуль. При конечной длительности фронта „рабочая точка“ будет сначала двигаться по кривой  $OK$ , идущей близко (но несколько левее) сплошной линии. Затем, в момент времени  $t = t_k$ , когда напряженность поля принимает значение, равное  $h_m^* = 0.375$ , „рабочая точка“ резко перейдет в некоторую точку  $C$  на пунктирной линии, соответствующей амплитуде намагничивающего поля. При дальнейшем увеличении угла  $\varphi$  вращающий момент резко возрастает, что и приводит к увеличению скорости вращения вектора намагниченности.

Одновременно с этим вектор намагниченности выходит из плоскости пленки. Известно [17,18], что возникающее при этом размагничивающее поле направлено так, что создает дополнительный вращающий момент, ускоряющий вращение намагниченности в направле-

нии действия намагничивающего поля  $H_m$ . Действие рассмотренных факторов и приводит к сильному (на порядок и более) увеличению скорости вращения намагниченности. Для оценки угла  $\psi$  выхода вектора  $\mathbf{M}$  из плоскости пленки можно воспользоваться анализом уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, записанного в сферической системе координат  $\varphi$  и  $\theta$  [19]. Учитывая, что угол  $\psi = \pi/2 - \theta$ , а гироманнитное отношение  $\gamma$  — величина отрицательная, легко найти

$$\psi \approx \frac{\dot{\varphi}}{\gamma(4\pi M_S + H_{Kp})} - \frac{\alpha}{4\pi M_S + H_{Kp}} \frac{\partial W}{\partial \varphi}. \quad (4)$$

Используя экспериментальные значения скорости изменения угла  $\varphi$  и приведенные выше данные исследуемой пленки, легко получить, что угол  $\psi$  не должен превышать  $5-7^\circ$ . Прежде всего, этот результат показывает, что для построения годографа вектора намагниченности пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа „легкая плоскость“ можно ограничиться применением двух съемных витков. В отличие от случая пермалловых пленок основными факторами, удерживающими намагниченность в плоскости пленок ферритов-гранатов, является анизотропия типа „легкая плоскость“. Из полученных оценок следует, что размагничивающее поле, равное  $4\pi M_S \sin \psi$ , может достигать значений  $\approx 17-24$  Ое, сравнимых с внешним полем  $H_m$ . Как известно [17,18], размагничивающее поле не только ускоряет переходные процессы, но и является ответственным за колебания вектора намагниченности.

## Список литературы

- [1] *Kikuchi R.* // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. N 11. P. 1352.
- [2] *Smith D.O.* // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. N 3. P. 264.
- [3] *Hearn B.R.* // J. Electron. Contr. 1964. Vol. 16. N 1. P. 16.
- [4] *Родичев Г.М., Арнольд О.П.* // Изв. вузов. Физика. 1972. № 3. С. 105.
- [5] *Родичев Г.М.* // Изв. вузов. Физика. 1972. № 7. С. 152.
- [6] *Suezawa Y., Humphrey F.B.* // IEEE Trans. Magnet. 1972. Vol. Mag-8. N 2. P. 319.
- [7] *Gerrits Th., van den Berg H.A.M., Hohlfeld J.* et al. // J. of Magn. Magn. Mat. 2002. Vol. 240. N 1–2. P. 283.
- [8] *Schumacher H.W., Chappert C., Sousa R.C.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. N 1. P. 1.
- [9] *Дурасова Ю.А., Ильичева Е.Н., Ильяшенко Е.И.* и др. // Новые магнитные материалы микроэлектроники. Тр. XVIII Междунар. шк.-семинара. М., 2002. С. 427.
- [10] *Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В.* и др. // ФТТ. 2006. Т. 48. Вып. 2. С. 280.
- [11] *Ильичева Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С.* и др. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 6. С. 1037.
- [12] *Ивашкин В.И., Руденко Г.И., Поливанов К.М.* и др. // Изв. вузов. Физика. 1971. № 2. С. 7.
- [13] *Stein K.U.* // Zs. Angew. Phys. 1965. Bd 20. N 1. S. 36.
- [14] *Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В.* Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М.: Изд-во МГУ, 1970. 192 с.
- [15] *Колотов О.С., Красножон А.П., Погожев В.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. Вып. 5. С. 403.

- [16] *Ильичева Е.Н., Дурасова Ю.А., Клушина А.В.* и др. // Зав. лаб.: Диагностика материалов. 2001. Т. 67. № 7. С. 27.
- [17] *Фоглер Г.* // Тонкие магнитные пленки. М.: Мир, 1964. С. 235.
- [18] *Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В.* // УФН. 1974. Т. 113. Вып. 4. С. 569.
- [19] *Боков В.А.* Физика магнетиков. СПб.: Изд-во „Невский Диалект“, 2002. 272 с.