

О свободных колебаниях намагниченности в пленках ферритов-гранатов с квазиплоскостной анизотропией

© Е.Н. Ильичёва, Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, В.В. Смирнов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

E-mail: PhysPhak@mail.ru

(Поступила в Редакцию 2 октября 2002 г.)

Обнаружены свободные колебания намагниченности в пленках ферритов-гранатов с квазиплоскостной анизотропией. Колебания возбуждались перепадом напряженности магнитного поля, параллельного плоскости пленки. Получено аналитическое выражение, связывающее частоту колебаний с параметрами пленки и внешним магнитным полем, которое находится в хорошем соответствии с экспериментом. Показано, что наличие плоскостной анизотропии приводит к увеличению затухания свободных колебаний.

Исследование свободных колебаний намагниченности существенно расширяет возможности для изучения особенностей взаимодействия спинов с кристаллической решеткой при переходных процессах в магнетиках [1–6]. В частности, путем анализа свободных колебаний могут быть найдены такие важные характеристики магнитных материалов, как постоянная затухания Ландау–Лифшица и константы магнитной анизотропии. До настоящего времени свободные колебания в основном исследовались в пермалловых пленках [1–8]. Желательно проведение подобных исследований и в других магнитных материалах, отличающихся магнитной структурой, значением намагниченности, природой анизотропии и т. д.

Здесь сообщается о наблюдении свободных колебаний намагниченности в пленках ферритов-гранатов с квазиплоскостной анизотропией. Такие пленки предназначены для визуализации информации, хранящейся на магнитных носителях [9,10]. При их изготовлении принимаются меры для получения анизотропии типа „легкая плоскость“. В реальных пленках сказывается действие нескомпенсированной кубической анизотропии. Это проявляется в том, что в отсутствие внешних магнитных полей вектор намагниченности не лежит в точности в плоскости пленки. Кроме того, обнаруживается заметная анизотропия и в самой плоскости пленки. Выявляются два направления осей легкого намагничивания (ОЛН), перпендикулярных друг другу [11]. Будем учитывать влияние плоскостной анизотропии, удерживающей намагниченность в плоскости пленки (с константой K_1), и двухосной анизотропии в этой же плоскости (с константой K_2).

Исследования выполнены на индукционной установке [12]. Для регистрации изменения намагниченности использовался продольный съемный виток. Исследуемый образец насыщался вдоль одной из ОЛН с помощью установочного магнитного поля H_0 . Колебания возбуждались наложением импульса магнитного поля H_p , перпендикулярного ОЛН. Длительность фронта импульса была близка к 0.3 ns. Его амплитуда выбиралась в пределах 4–6 Oe.

Полученные результаты иллюстрируются на примере образца со следующими данными: состав $(Y, Lu, Bi)_{3,0}(FeGa)_{5,0}O_{12}$, толщина $4 \mu m$, поле технического насыщения вдоль ОЛН $H_{sat} \leq 3$ Oe, намагниченность насыщения $M_S = 14$ Gs, эффективное поле плоскостной анизотропии $H_{K1} = 1300$ Oe, угол выхода вектора намагниченности из плоскости пленки в отсутствие внешних полей $\beta_0 \approx 5^\circ$. Значения H_{K1} , угла β_0 , а также направления ОЛН определялись с помощью магнитооптической установки [11,13]. Методика измерения эффективного поля двухосной анизотропии в обсуждаемом материале отсутствовала. Необходимость ее разработки является дополнительным стимулом в изучении свободных колебаний.

Опыт показал, что в рассматриваемом материале свободные колебания намагниченности возбуждаются и регистрируются довольно легко, если длительность фронта возбуждающего импульса остается существенно меньше периода колебаний. Пример осциллограммы сигнала, иллюстрирующей колебания намагниченности, приведен на рис. 1. Сигнал получен при напряженности установочного поля $H_0 = 19$ Oe. Видно, что после пика длительностью ≈ 1 ns, отражающего начальный поворот намагниченности, наблюдаются колебания напряжения сигнала, связанные с колебаниями намагниченности вокруг нового положения равновесия. Для указанного значения поля H_0 частота колебаний близка к 960 MHz. Найдено, что, подобно случаю пермалловых пленок [1–3,6,7], квадрат частоты колебаний пропорционален полю H_0 (рис. 2).

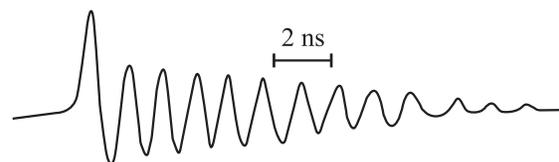


Рис. 1. Сигнал, отражающий свободные колебания намагниченности. $H_0 = 19$ Oe.

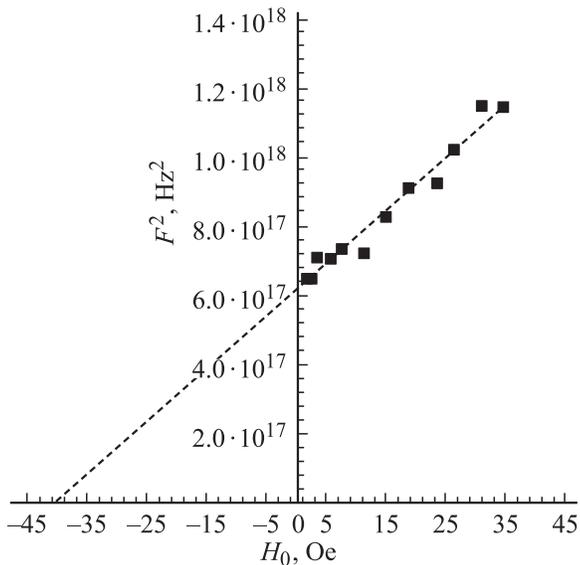


Рис. 2. Зависимость квадрата частоты свободных колебаний от напряженности установочного поля H_0 .

Для анализа полученных результатов обратимся к опыту исследования переходных процессов в пермалловых пленках [1,6,14]. Необходимо учитывать, что рассматриваемый материал отличается от пермалловых пленок существенно меньшим значением намагниченности. Однако из-за наличия плоскостной анизотропии угол ψ выхода вектора намагниченности из плоскости пленки в процессе колебаний мал. Как и в пермалловых пленках, это позволяет свести уравнение Ландау–Лифшица к одномерному уравнению, описывающему изменение угла φ между мгновенным и исходным направлениями проекции вектора \mathbf{M}_S на плоскость пленки. Для малых ψ плотность свободной энергии может быть представлена в виде

$$W = K_1\psi^2 - K_2 \cos 2\varphi + 2\pi M_S^2 \psi^2 - H_p M_S \cos \varphi - H_0 M_S \sin \varphi, \quad (1)$$

где первые два члена учитывают энергию плоскостной и двухосной [15] анизотропии, третий член — энергию размагничивающего поля и, наконец, последние два члена — энергию намагниченности во внешнем поле. Анализ выражения (1) показывает, что эффективное поле плоскостной анизотропии $H_{K1} = 2K_1/M_S$ много больше других эффективных полей, действующих на намагниченность. С учетом этого уравнение движения приобретает простой вид

$$\ddot{\varphi} + a\lambda \dot{\varphi} + a\gamma^2 \partial W / \partial \varphi = 0, \quad (2)$$

где

$$a = \frac{4\pi M_S + H_{K1}}{M_S}, \quad (2a)$$

λ — постоянная затухания Ландау–Лифшица, γ — гироманнитное отношение.

Для малых H_p уравнение (2) сводится к линейному

$$\ddot{\varphi} + a\lambda \dot{\varphi} + a\gamma^2 M_S (H_{K2} + H_0) \cdot \varphi = a\gamma^2 \cdot H_p \cdot M_S, \quad (3)$$

где $H_{K2} = 16K_2/M_S$ [15]. Из (3) следует, что частота свободных колебаний

$$f = 1/2\pi \sqrt{a\gamma^2 M_S (H_{K2} + H_0) - \delta^2}, \quad (4)$$

а их амплитуда убывает по экспоненциальному закону с коэффициентом затухания

$$\delta = a\lambda/2. \quad (4a)$$

Анализ сигналов показывает, что коэффициент затухания $\delta < 10^8$ Hz ($\lambda < 2 \cdot 10^6$ Hz). С учетом этого можно показать, что для характерных значений M_S , H_{K1} и H_{K2} частота колебаний определяется в основном первым членом под корнем выражения (4). Таким образом,

$$f^2 = b(H_{K2} + H_0), \quad (5)$$

где коэффициент пропорциональности $b = \gamma^2/4\pi^2 \times (4\pi M_S + H_{K1})$.

Продолжая прямую, аппроксимирующую экспериментальную зависимость квадрата частоты от поля H_0 , до пересечения с осью абсцисс (рис. 2), находим, что для исследуемого образца $H_{K2} = 40 \pm 4$ Oe. Таким образом, исследование свободных колебаний намагниченности позволило оценить значение эффективного поля двухосной анизотропии в обсуждаемых пленках.

Аппроксимирующая прямая характеризуется значением коэффициента пропорциональности $b = 1.3 \cdot 10^{16}$ Hz² · Oe⁻¹. Используя приведенные выше значения M_S и H_{K1} и учитывая, что $|\gamma| = 1.76 \cdot 10^7$ Hz · Oe⁻¹, получим расчетное значение этого коэффициента $b = 1.15 \cdot 10^{16}$ Hz² · Oe⁻¹, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента.

Из выражений (2), (2a), (3) и (4) следует, что наличие в материале плоскостной анизотропии должно приводить к увеличению затухания и соответственно к уменьшению добротности изучаемой колебательной системы. Для малых δ добротность $Q \approx \pi f / \delta$. Отсюда имеем

$$Q = \gamma/\lambda \sqrt{\frac{M_S(H_{K2} + H_0)}{4\pi + H_{K1}/M_S}}. \quad (6)$$

Видно, что с возрастанием отношения H_{K1}/M_S добротность падает. Этот результат можно объяснить следующим образом. Известно [6], что размагничивающее поле, возникающее при выходе вектора намагниченности из плоскости пленки (на угол ψ), создает дополнительный вращающий момент, существенно увеличивающий скорость изменения намагниченности. Действие же этого фактора уменьшается с увеличением отношения H_{K1}/M_S .

Подставляя в (4а) оцененное выше значение δ , находим, что постоянная затухания Ландау–Лифшица λ не превышает $2 \cdot 10^6$ Hz, что до двух порядков меньше, чем в пермаллое. Таким образом, возможное уменьшение добротности, связанное с увеличением H_{K1}/M_S , в исследуемом материале с избытком компенсируется малым значением постоянной затухания, что и делает возможным уверенное наблюдение свободных колебаний.

Список литературы

- [1] P. Wolf. Z. Physik **160**, 2, 310 (1960).
- [2] P. Wolf. J. Appl. Phys. **32**, 3, 95S (1961).
- [3] B.R. Hearn. J. Electronics and Control **16**, 1, 33 (1964).
- [4] G. Matsumoto, T. Sato, S. Iida. J. Phys. Soc. Jap. **21**, 2, 231 (1966).
- [5] Y. Suezava, F.B. Humphrey. IEEE Trans. Magn. **Mag-8**, 2, 319 (1972).
- [6] О.С. Колотов, В.А. Погожев, Р.В. Телеснин. УФН **113**, 4, 569 (1974).
- [7] W.K. Hiebert, A. Stankiewicz, M.R. Freeman. Phys. Rev. Lett. **79**, 6, 1134 (1997).
- [8] B.C. Choi, G.E. Ballentine, M. Belov, W.K. Hiebert, M.R. Freeman. J. Appl. Phys. **89**, 11, 717 (2001).
- [9] A.V. Antonov, M.U. Gusev, E.I. Il'yashenko, L.S. Lomov. Digests of Internat. Symposium on Magneto-optics (ISMO'91). Kharkov, USSR (1991). P. 70.
- [10] М.Ю. Гусев, Р.М. Гречишкин, Ю.Ф. Козлов, Н.С. Неустров. Изв. вузов. Материалы электронной техники **1**, 27 (2000).
- [11] Е.Н. Ильичёва, Ю.А. Дурасова, О.С. Колотов, В.В. Рандошкин. Труды XVIII Международной школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М. (2002). С. 161.
- [12] О.С. Колотов, В.А. Погожев, Р.В. Телеснин. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. Изд-во МГУ, М. (1970).
- [13] Ю.А. Дурасова, Е.Н. Ильичёва, А.В. Клушина, О.С. Колотов, В.В. Рандошкин. Завод. лаб. **67**, 7, 27 (2001).
- [14] D.O. Smith. J. Appl. Phys. **29**, 3, 264 (1958).
- [15] И.С. Эдельман. Изв. АН СССР. Сер. физ. **30**, 1, 88 (1966).