

Зависимость частот магнитостатических волн от напряженности поля подмагничивания в ферритовых пленках

© В.В. Шагаев

Институт материалов электронной техники,
248650 Калуга, Россия

(Поступила в Редакцию 11 февраля 1998 г.
В окончательной редакции 11 мая 1998 г.)

Получены аналитические выражения для производных от частот магнитостатических волн по напряженности внешнего магнитного поля в анизотропных ферромагнитных пленках. Подробно рассмотрены пленки с кубической анизотропией и поверхностями $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$. Частотно-полевые зависимости использованы при экспериментальном определении температурных коэффициентов поля кубической анизотропии и намагниченности насыщения в пленке железо-иттриевого граната.

При исследовании собственных колебаний намагниченности в монокристаллических ферритовых пленках (ФП) необходимо учитывать анизотропию ферритов [1–6]. Магнитная анизотропия приводит к зависимости параметров колебаний от углов, задающих ориентацию внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей ФП. Как правило, рассматриваются либо угловые зависимости резонансного поля при фиксированной частоте колебания, либо угловые зависимости частоты при фиксированной напряженности поля. Для однородного ферромагнитного резонанса (ФМР) обычно исследуются резонансные поля [7–9], а для волн — частотные дисперсионные зависимости [10,11].

Вместе с тем напряженность внешнего магнитного поля и частота собственного колебания являются связанными между собой параметрами. Эта связь при дифференциально малых изменениях поля и частоты описывается производной от одного параметра по другому. При этом производная может быть рассчитана из экспериментальных частотно-полевых зависимостей, а ее собственная угловая зависимость может быть использована для определения параметров магнитной анизотропии. Такая возможность делает актуальными исследования частотно-полевых зависимостей и их производных. С точки зрения теории особый интерес представляет выяснение вопроса об аналитической форме представления производных для волн. Дело в том, что связь между частотой и полем содержится в дисперсионных уравнениях спиновых волн в неявном виде.

Целью настоящей работы является исследование частотно-полевых зависимостей для магнитостатических волн (МСВ) в анизотропных ферромагнитных пленках. Особое внимание уделено пленкам с кубической и одноосной анизотропией. Экспериментально исследованы частотно-полевые зависимости для поверхностных МСВ в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ).

1. Постановка задачи

Рассмотрим ФП, у которой одна из осей магнитной симметрии (ОС) расположена либо параллельно пленке, либо перпендикулярно ей. Пусть внешнее постоянное

магнитное поле \mathbf{H} намагничивает пленку до насыщения вдоль рассматриваемой ОС. Из решения статической задачи следует, что при достаточно большой величине поля вектор намагниченности \mathbf{M} будет параллелен \mathbf{H} . Везде далее будем полагать, что векторы \mathbf{H} , \mathbf{M} и ОС параллельны друг другу и направлены либо касательно пленке, либо вдоль нормали \mathbf{n} к ней. Пусть в пленке распространяется МСВ с волновым вектором $\mathbf{k} \perp \mathbf{n}$. Зависимости между частотами МСВ и напряженностью подмагничивающего поля могут быть получены из дисперсионных уравнений (ДУ). Далее приводятся ДУ, которые были выведены из уравнений магнитостатики с учетом электродинамических граничных условий на поверхности пленки и линеаризованного уравнения движения намагниченности без учета обмена и потерь. Магнитная анизотропия учитывалась с помощью тензора эффективных размагничивающих факторов анизотропии N_{rs} , где $r, s = x, y, z$ [1]. Оси x, y, z образуют правую ортогональную систему координат, причем будем полагать, что ось z параллельна \mathbf{M} , а ось y параллельна поверхности пленки.

1) Перпендикулярно намагниченная пленка, $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$. Соответственно оси $z \parallel \mathbf{n}$ и $x, y \perp \mathbf{n}$. При выборе направления оси $y \parallel \mathbf{k}$ ДУ имеет вид

$$\operatorname{tg} kd (-\mu_{yy}^F)^{1/2} = -\frac{2(-\mu_{yy}^F)^{1/2}}{1 + \mu_{yy}^F}, \quad (1)$$

где d — толщина ФП, а компонента тензора магнитной проницаемости имеет вид

$$\begin{aligned} \mu_{yy}^F &= 1 + 4\pi M g^2 [H + M(N_{xx} - N_{zz} - 4\pi)] \\ &\times \left\{ g^2 [H + M(N_{xx} - N_{zz} - 4\pi)] \right. \\ &\times [H + M(N_{yy} - N_{zz} - 4\pi)] \\ &\left. - (gMN_{xy})^2 - f^2 \right\}^{-1}, \quad (2) \end{aligned}$$

где f — частота МСВ, $g = 2.8 \text{ MHz/Oe}$ — гиромагнитное отношение. ДУ описывает моды прямых объемных МСВ (ПОМСВ). Их частоты лежат в интерва-

ле $[H + M(N_{xx} - N_{zz} - 4\pi)][H + M(N_{yy} - N_{zz} - 4\pi)] - (MN_{xy})^2 < (f/g)^2 < [H + M(N_{xx} - N_{zz} - 4\pi)] \times [H + M(N_{yy} - N_{zz})] - (MN_{xy})^2$. Нижняя граница интервала соответствует частоте ФМР, а верхняя — частоте коротковолнового края спектра ПОМСВ.

2) Касательное намагничивание, $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$. Соответственно оси \mathbf{z} , $\mathbf{y} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{x} \parallel \mathbf{n}$, причем $\mathbf{z} \parallel \mathbf{k}$. ДУ имеет вид

$$\operatorname{tg} kd (-\mu_{xx}^B)^{-1/2} = \frac{2(-\mu_{xx}^B)^{1/2}}{1 + \mu_{xx}^B}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \mu_{xx}^B &= 1 + 4\pi M g^2 [H + M(N_{yy} - N_{zz})] \\ &\times \left\{ g^2 [H + M(N_{xx} - N_{zz})] [H + M(N_{yy} - N_{zz})] \right. \\ &\left. - (gMN_{xy})^2 - f^2 \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

В этом случае ДУ описывает моды обратных объемных МСВ (ОМСВ). Их частоты лежат в интервале $[H + M(N_{xx} - N_{zz})][H + M(N_{yy} - N_{zz})] - (MN_{xy})^2 < (f/g)^2 < [H + M(N_{xx} - N_{zz} + 4\pi)] \times [H + M(N_{yy} - N_{zz})] - (MN_{xy})^2$. Частоте ФМР соответствует верхняя граница интервала, а частоте коротковолнового края спектра ОМСВ — нижняя граница.

3) Касательное намагничивание, $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$. Соответственно оси \mathbf{z} , $\mathbf{y} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{x} \parallel \mathbf{n}$, причем $\mathbf{y} \parallel \mathbf{k}$. ДУ в этом случае могут быть двух видов. Для объемных МСВ имеем

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \frac{kd[(f_1^2 - f^2)(f^2 - f_2^2)]^{1/2}}{f_0^2 - f^2} \\ = \frac{2[(f_1^2 - f^2)(f^2 - f_2^2)]^{1/2}}{(f^2 - f_2^2) - (f_1^2 - f^2) - (4\pi M g)^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

а для поверхностной МСВ (ПМСВ) (или смешанной при $N_{xy} \neq 0$) ДУ будет иметь вид

$$\begin{aligned} \exp \frac{kd[(f^2 - f_1^2)(f^2 - f_2^2)]^{1/2}}{f^2 - f_0^2} \\ = \frac{(4\pi M)^2 - [(f^2 - f_2^2)^{1/2} - (f^2 - f_1^2)^{1/2}]^2}{8\pi M g (f_3^2 - f^2)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} f_0^2 &= g^2 \left\{ [H^2 + HM(N_{xx} + N_{yy} - 2N_{zz} + 4\pi)] \right. \\ &\left. + M^2 [(N_{xx} - N_{zz} + 4\pi)(N_{yy} - N_{zz}) - N_{xy}^2] \right\}, \\ f_{1,2}^2 &= g^2 \left\{ [H^2 + HM(N_{xx} + N_{yy} - 2N_{zz} + 4\pi)] \right. \\ &\left. + M^2 [(N_{xx} - N_{zz})(N_{yy} - N_{zz}) - N_{xy}^2] \right. \\ &\left. + 2\pi M^2 (N_{xx} + N_{yy} - 2N_{zz}) \right. \\ &\left. \pm 2\pi M^2 [(N_{xx} - N_{yy})^2 + 4N_{xy}^2]^{1/2} \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_3^2 &= g^2 \left\{ [H^2 + HM(N_{xx} + N_{yy} - 2N_{zz} + 4\pi)] \right. \\ &\left. + \frac{M^2}{4} (N_{xx} + N_{yy} - 2N_{zz} + 4\pi)^2 \right\}, \end{aligned}$$

f^0 — частота ФМР, $f_{1,2}$ — коротковолновые границы спектров прямых ($f_0 < f < f_1$) и обратных ($f_2 < f < f_0$) объемных МСВ, f_3 — коротковолновая граница спектра ПМСВ ($f_1 < f < f_3$). На частоте f_1 и при значении волнового вектора $kd = 2(f_1^2 - f_0^2)/[f_2^2 - f_1^2 + (4\pi M g)^2]$ дисперсионные кривые основной моды прямой объемной МСВ и ПМСВ плавно переходят друг в друга.

2. Дифференциальные зависимости

Рассмотрим соотношения, которые могут быть получены из приведенных выше ДУ для производных от частот МСВ по напряженности подмагничивающего поля.

Для ПОМСВ при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$ и ОМСВ при $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ эти соотношения выводятся из выражений (2) и (4), в которых μ_{yy}^F и μ_{xx}^B рассматриваются как постоянные параметры. Как следует из уравнений (1), (3), посредством μ_{yy}^F и μ_{xx}^B задаются параметрические зависимости правых частей уравнений (2) и (4) от kd . Удобно для обеих этих зависимостей использовать только один параметр μ , который входит в уравнение

$$\operatorname{tg} kd (-\mu)^{1/2} = -\frac{2(-\mu)^{1/2}}{1 + \mu}. \quad (7)$$

Тогда $\mu_{yy}^F = \mu$ и $\mu_{xx}^B = 1/\mu$. Подставляя μ в (2) и (4), находим явные зависимости $f(H)$, и из них путем дифференцирования получаем более простые соотношения для производных

$$\frac{1}{g^2} \frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} = M(N_{xx} + N_{yy} - 2N_{zz} - 8\pi) + \frac{4\pi M}{1 - \mu} \quad (8)$$

для ПОМСВ и

$$\frac{1}{g^2} \frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} = M(N_{xx} + N_{yy} - 2N_{zz} + 4\pi) - \frac{4\pi M}{1 - \mu} \quad (9)$$

для ОМСВ.

Отметим, что системы координат при рассмотрении ПОМСВ и ОМСВ отличаются друг от друга. Соответственно в формулах (8) и (9) отличаются компоненты тензора N_{rs} . Члены же $4\pi M/(1 - \mu)$ не зависят от поля анизотропии пленки и выражают параметрическую зависимость производных от kd . При изменении kd от нуля до бесконечно больших значений член $4\pi M/(1 - \mu)$ монотонно возрастает от 0 до $4\pi M$.

Рассмотрим МСВ при $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$. Из ДУ (5) и (6) зависимости $f(H)$ не могут быть получены в явном виде. Однако f и H входят в эти ДУ в виде комбинации $g^2[H^2 + HM(N_{xx} + N_{yy} - 2N_{zz} + 4\pi)] - f^2 \equiv U(f, H)$. Отсюда следует, что при заданном значении kd изменение H и

соответствующее ему изменение f должны подчиняться дифференциальному соотношению $dU(f, H)/dH = 0$. Из него получим

$$\frac{1}{g^2} \frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} = M(N_{xx} + N_{yy} - 2N_{zz} + 4\pi). \quad (10)$$

Это соотношение не зависит от kd и повторяет аналогичную формулу для однородного ФМР, которая получается из явной аналитической зависимости частоты ФМР от поля.

Формулы (8)–(10) могут быть использованы для нахождения магнитных параметров ФП. В самом деле, комбинации параметров из правых частей формул могут быть определены из экспериментальных зависимостей частот МСВ от напряженности внешнего поля, по которым рассчитываются левые части формул.

3. Производные для пленок с кубической и одноосной анизотропией

В качестве примера рассмотрим применение общих формул (8)–(10) к пленкам ЖИГ, которые широко используются в физических исследованиях и технике. Энергия магнитной анизотропии в этих пленках описывается выражением $K_c(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_u \sin^2 \vartheta$, где K_c и K_u — первые константы кубической и нормальной одноосной анизотропии соответственно, $\alpha_{1,2,3}^2$ — квадраты косинусов углов, образуемых вектором \mathbf{M} с осями симметрии четвертого порядка, ϑ — угол между векторами \mathbf{M} и \mathbf{n} . Расчет компонент тензора N_{rs} для случаев, когда вектор \mathbf{M} направлен вдоль оси симметрии $\langle mlp \rangle$ (где $\langle mlp \rangle$ — одна из осей типа $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$), и подстановка в формулы (8)–(10) приводят к следующим соотношениям:

$$\frac{1}{g^2} \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{F, \langle mlp \rangle} = H_{\langle mlp \rangle} - 8\pi M_{\text{эфф}} + \frac{4\pi M}{1 - \mu}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{g^2} \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{B, \langle mlp \rangle} = H_{\langle mlp \rangle} + 4\pi M_{\text{эфф}} - \frac{4\pi M}{1 - \mu}, \quad (12)$$

$$\frac{1}{g^2} \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{S, \langle mlp \rangle} = H_{\langle mlp \rangle} + 4\pi M_{\text{эфф}}. \quad (13)$$

Индексом F обозначены волны при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$, B — при $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$, S — при $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$, а индексом $\langle mlp \rangle$ обозначено кристаллографическое направление, вдоль которого осуществляется намагничивание. При этом $H_{\langle 100 \rangle} = 4H_c$, $H_{\langle 110 \rangle} = -H_c$, $H_{\langle 111 \rangle} = -(8/3)H_c$, $H_c = K_c/M$ — поле кубической анизотропии, $4\pi M_{\text{эфф}} = (4\pi M - H_u)$ — эффективная намагниченность, $H_u = 2K_u/M$ — поле одноосной анизотропии.

Для пленок с ориентациями поверхности $\{100\}$, $\{110\}$, $\{111\}$ приведем соотношения, следующие из формул (11)–(13).

Для пленок $\{100\}$ и $\{110\}$ рассмотрим направления намагничивания вдоль осей типа $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, параллельных пленке

$$\left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{S, \langle 100 \rangle} - \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{S, \langle 110 \rangle} = 5g^2 H_c, \quad (14)$$

$$\left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{S, \langle 100 \rangle} + 4 \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{S, \langle 110 \rangle} = 5g^2 4\pi M_{\text{эфф}}. \quad (15)$$

Для пленки $\{111\}$ рассмотрим направления намагничивания вдоль оси типа $\langle 110 \rangle$, параллельной пленке, и оси типа $\langle 111 \rangle$, направленной вдоль нормали,

$$\left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{S, \langle 110 \rangle} + \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{B, \langle 110 \rangle} + \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{F, \langle 111 \rangle} = -\frac{14}{3} g^2 H_c, \quad (16)$$

$$\frac{11}{3} \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{S, \langle 110 \rangle} - \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{B, \langle 110 \rangle} - \left[\frac{d(f^2 - g^2 H^2)}{dH} \right]_{F, \langle 111 \rangle} = \frac{14}{3} g^2 4\pi M_{\text{эфф}}, \quad (17)$$

Кроме того, производные с индексами B и F соответствуют одинаковым модам и одинаковым значениям kd . Тогда в формулах (11) и (12) параметр μ также принимает одинаковые значения, и при сложении этих формул члены с μ взаимно сокращаются, не внося в итоговые выражения (16), (17) зависимость от kd .

С помощью соотношений (14)–(17) можно определять H_c и $4\pi M_{\text{эфф}}$ из экспериментальных зависимостей $f(H)$, полученных при любом значении k . При этом само значение k не используется в расчетах.

Наиболее простыми измерения H_c и $4\pi M_{\text{эфф}}$ будут в пленках с ориентациями поверхности $\{100\}$ либо $\{110\}$. Как следует из (14), (15), для этих пленок достаточно получить две зависимости $f(H)$ для поверхностной волны при намагничивании вдоль касательных осей типа $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$.

4. Эксперимент

Целью экспериментальных исследований была проверка соотношения (13) для разных k , H_c и $4\pi M_{\text{эфф}}$. Исследования были выполнены на пленке ЖИГ толщиной $9.8 \mu\text{m}$, выращенной на подложке галлий-гадолиниевого граната с ориентацией $\{100\}$. Изменение магнитных параметров осуществлялось путем изменения температуры пленки в интервале от 200 до 360 К. Наблюдение ПМСВ и фиксация k выполнялись по интерференционной методике [12].

Пленка помещалась между полюсами электромагнита в касательное магнитное поле. Ориентация поля относительно кристаллографических осей задавалась поворотом пленки вокруг нормали. Измерения проводились при двух положениях. В одном случае направление поля совпадало с осью типа $\langle 100 \rangle$, в другом — с $\langle 110 \rangle$. Контроль осуществлялся по угловой зависимости интервала частот со спектром спиновых волн. Наименьшие и наибольшие значения частот достигаются при совпадении направления поля соответственно с осями $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$.

Измерялись частоты спиновых волн f при изменении напряженности поля H в интервале от 200 до 700 Ое и волнового вектора k от 93 до 651 cm^{-1} . Величина $(f^2 - g^2 H^2)$ имела линейную зависимость от H . Коэффициенты в этой зависимости для разных значений k и одного и того же направления поля были одинаковыми. По формулам (14), (15) определялись поле кубической анизотропии H_c и эффективная намагниченность $4\pi M_{\text{эф}}$ пленки. Значения H_c менялись от -92 Ое при 200 К до -32 Ое при 360 К, а $4\pi M_{\text{эф}}$ — соответственно от 2147 до 1515 Г. В интервале температур от 220 до 320 К оба магнитных параметра хорошо аппроксимируются линейными температурными зависимостями с коэффициентами $dH_c/dT = 0.44 \pm 0.02 \text{ Ое/К}$ и $d4\pi M_{\text{эф}}/dT = -4.1 \pm 0.1 \text{ Г/К}$. Такие значения согласуются с данными для монокристаллов ЖИГ [13]. Подобным же образом можно исследовать зависимость магнитных параметров от концентрации легирующей примеси [14,15].

В заключение отметим, что при выводе частотно-полевых соотношений предполагалось, что в касательно или перпендикулярно намагниченных пленках направления векторов \mathbf{H} и \mathbf{M} совпадают. С одной стороны, для выполнения этого условия необходимо соответственно касательное или перпендикулярное расположение одной из осей магнитной симметрии, поскольку пленку необходимо намагничивать вдоль такой оси. С другой стороны, напряженность намагничивающего поля должна быть достаточно большой, чтобы параллельность векторов \mathbf{H} и \mathbf{M} не нарушалась влиянием полей магнитной анизотропии. Данные требования, однако, не накладывают ограничений на значения напряженности поля анизотропии и намагниченности насыщения. Полученные формулы, например, можно использовать при исследовании сильно анизотропных пленок.

В случае когда векторы \mathbf{H} и \mathbf{M} не параллельны, анализ показывает, что частотно-полевые соотношения в касательно или перпендикулярно намагниченных пленках будут отличаться от аналогичных соотношений (8)–(10) только заменой H на H_z , где H_z — проекция вектора \mathbf{H} на \mathbf{M} . В больших намагничивающих полях, когда можно пренебречь влиянием полей анизотропии на равновесную ориентацию \mathbf{M} , частотно-полевые соотношения можно использовать, не делая различия между H и H_z .

Автор благодарен А.В. Маряхину за образец пленки.

Список литературы

- [1] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 591 с.
- [2] S.N. Vajpai, I. Rattan, N.C. Srivastava. J. Appl. Phys. **50**, 4, 2887 (1979).
- [3] R.A. Lemons, V.A. Auld. J. Appl. Phys. **52**, 12, 7360 (1981).
- [4] А.В. Луговской, В.И. Щеглов. РЭ **27**, 3, 518 (1982).
- [5] В.В. Данилов, И.В. Зависляк. УФЖ **26**, 8, 1392 (1981).
- [6] А.С. Берегов. Изв. вузов. Радиоэлектроника **27**, 10, 9 (1984).
- [7] R.D. Henry, P.I. Besser, D.M. Heins, I.E. Mee. IEEE Trans. **MAG-9**, 3, 535 (1973).
- [8] А.В. Кобелев, М.В. Перепелкина, А.А. Романюха, А.П. Степанов, В.В. Устинов, В.А. Матвеев, В.Г. Таширов. ЖТФ **60**, 5, 117 (1990).
- [9] А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, А.Г. Бажанов. ЖТФ **67**, 2, 35 (1997).
- [10] О.А. Чивилева, А.Г. Гуревич, Л.М. Эмирян. ФТТ **29**, 1, 110 (1987).
- [11] С.В. Беляков, Б.А. Калиникос, Н.В. Кожусь. Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, **1(415)**, 22 (1989).
- [12] Б.Н. Гусев, О.А. Чивилева, А.Г. Гуревич, Л.М. Эмирян, О.Б. Наронович. Письма в ЖТФ **9**, 3, 159 (1983).
- [13] Ю.М. Яковлев, С.Ш. Генделев. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. Сов. радио, М. (1975). 360 с.
- [14] P. Hansen. J. Appl. Phys. **45**, 8, 3638 (1974).
- [15] P. Hansen, P. Röschman, W. Tolksdorf. J. Appl. Phys. **45**, 6, 2728 (1974).