

О влиянии магнитной кристаллографической анизотропии на температурные характеристики магнитостатических волн в ферромагнитных пленках

© В.В. Шагаев

Научно-исследовательский институт материалов электронной техники,
248650 Калуга, Россия

E-mail: met@postklg.ru

(Поступила в Редакцию 11 февраля 2003 г.
В окончательной редакции 15 мая 2003 г.)

Показано, что температурная зависимость частот собственных колебаний намагниченности в монокристаллической пленке существенным образом связана с температурной зависимостью параметров поля магнитной кристаллографической анизотропии. Рассмотрены условия, при выполнении которых температурный коэффициент частоты ферромагнитного резонанса в пленке с кубической анизотропией имеет разные знаки для ориентаций вектора намагниченности вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$. Экспериментально исследованы характеристики спектра поверхностной магнитостатической волны в пленке железиттриевого граната с ориентацией $\{110\}$. Установлено, что магнитная анизотропия феррита приводит к немоноотной температурной зависимости длинноволновой граничной частоты при намагничивании вдоль оси $\langle 100 \rangle$.

Спектр магнитостатических спиновых волн (МСВ) в анизотропных ферромагнитных пленках (ФП) достаточно хорошо изучен как теоретически, так и экспериментально [1–8]. Однако температурные изменения спектра рассматривались в основном в рамках изотропной модели [9,10]. При этом предполагалось, что смещения частот обусловлены температурной зависимостью намагниченности насыщения материала пленки. Отчасти такая точка зрения основывается на широком использовании в спин-волновой электронике железиттриевого граната (ЖИГ, $Y_3Fe_5O_{12}$), являющегося слабоанизотропным магнетиком. Так, при температуре $T = 295$ К намагниченность насыщения $4\pi M_0$ и эффективное поле кубической анизотропии H_c , а также их температурные коэффициенты, оцениваются следующими значениями [11]: $4\pi M_0 = 1750$ Г, $H_c = -42$ Ое, $d(4\pi M_0)/dT = -4.0$ Г/°С, $dH_c/dT = 0.4$ Ое/°С. Относительная малость параметров H_c и dH_c/dT предполагает возможность их учета в коэффициентах температурной нестабильности характеристик МСВ лишь в виде малых поправок. При этом главным фактором нестабильности выступает производная $d(4\pi M_0)/dT$.

Отдельные аспекты влияния магнитной анизотропии на температурный дрейф частоты ферромагнитного резонанса рассматривались в работах [12,13]. В них анализировался ориентационный метод повышения термостабильности параметров ферритовых СВЧ-устройств. Однако из-за узкой направленности работ их результаты дают ограниченное представление о масштабах и механизмах влияния кристаллографической анизотропии на температурное смещение частот МСВ в пленках. Кроме того, анализ осуществлялся на основе выражений, выведенных только для одного вида анизотропии — кубической.

В настоящей работе рассмотрены особенности температурных зависимостей частот собственных колебаний

намагниченности, обусловленные магнитной анизотропией и присущие ФП с монокристаллической структурой. На примере пленок кубических ферритов детально изучены проявления кристаллографической анизотропии в температурных характеристиках поверхностной МСВ.

Полная теория температурного изменения спектра МСВ в ФП может быть построена на основе уравнений дисперсии и уравнений, определяющих равновесную ориентацию вектора намагниченности. В частности, путем дифференцирования этих уравнений по температуре и необходимых преобразований можно вывести наиболее общие выражения для температурного коэффициента частоты (ТКЧ). Не будем ставить такой задачи, а ограничимся рассмотрением частных случаев, в которых можно достигнуть упрощения указанных уравнений и за счет этого провести физически ясный анализ роли, которую играет магнитная кристаллографическая анизотропия в температурной зависимости частот.

1. Температурный коэффициент частоты однородного ферромагнитного резонанса

Механизм влияния кристаллографической анизотропии на ТКЧ собственных колебаний намагниченности в пленке рассмотрим на примере частоты однородного ферромагнитного резонанса (ФМР). Отметим, что длинноволновая граница спектра МСВ в безобменном приближении отождествляется именно с частотой ФМР. Кроме того, далее (при обсуждении экспериментальных результатов) будет выведено простое соотношение, в котором температурный коэффициент любой из частот спектра поверхностной МСВ выражается через ТКЧ однородного ФМР.

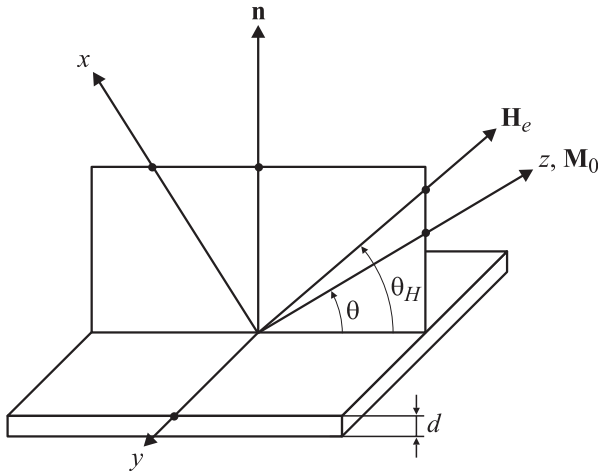


Рис. 1. Модель ферромагнитной пленки.

При построении модели ФП будем использовать систему координат xuz , у которой ось z параллельна вектору равновесной намагниченности \mathbf{M}_0 , а ось y параллельна плоскости пленки (рис. 1). Анизотропные свойства материала ФП учтем с помощью тензора эффективных размагничивающих факторов магнитной кристаллографической анизотропии N_{ij}^c , где $i, j = x, y, z$. Кроме того, учтем одноосную анизотропию, которой, как правило, обладают пленки, изготовленные по эпитаксиальной технологии. Для нормальной одноосной анизотропии отличные от нуля компоненты соответствующего тензора N_{ij}^u имеют вид [14]

$$N_0 N_{xx}^u = -H_u \cos^2 \theta,$$

$$M_0 N_{zz}^u = -H_u \sin^2 \theta,$$

$$M_0 N_{xz}^u = -H_u \sin \theta \cos \theta,$$

где θ — угол наклона \mathbf{M}_0 к пленке, $H_u = 2K_{u1}/M_0$ — поле одноосной анизотропии, K_{u1} — первая константа одноосной анизотропии с плотностью энергии $W_a^u = K_{u1} \cos^2 \theta$.

Вид тензора N_{ij}^c зависит от кристаллической симметрии ферромагнитного материала. Однако количество независимых компонентов тензора можно уменьшить, если ввести ограничения на геометрию намагничивания ФП. Будем полагать, что вектор \mathbf{M}_0 направлен вдоль кристаллографической оси симметрии, и рассмотрим соотношения, следующие из инвариантности плотности энергии магнитной кристаллографической анизотропии W_a^c относительно преобразований симметрии.

Рассмотрим малые отклонения \mathbf{m} вектора намагниченности от направления z ($\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$, где $\mathbf{M}_0 \parallel z$ и $m_z = 0$) и в соответствии с определением тензора N_{ij}^c , имеем

$$W_a^c = \frac{1}{2} \sum_{i,j} N_{ij}^c M_i M_j. \quad (1)$$

Повороту вектора \mathbf{m} вокруг оси симметрии на угол $2\pi/n_s$ (n_s — порядок оси симметрии) соответствует следующее преобразование проекций вектора:

$$M_i \rightarrow \sum_j R_{ij} M_j,$$

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} \cos \frac{2\pi}{n_s} & \mp \sin \frac{2\pi}{n_s} & 0 \\ \pm \sin \frac{2\pi}{n_s} & \cos \frac{2\pi}{n_s} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Выражение для W_a^c при этом преобразуется к виду

$$W_a^c = \frac{1}{2} \sum_{i',j',i,j} N_{i'j'}^c R_{i'i} R_{j'j} M_i M_j. \quad (2)$$

Сравнивая (1) и (2), запишем условие инвариантности

$$N_{ij}^c = \sum_{i',j'} N_{i'j'}^c R_{i'i} R_{j'j}. \quad (3)$$

Отсюда элементарно выводится, что при $n_s \geq 3$ должны выполняться равенства

$$N_{xy}^c = N_{xz}^c = N_{yz}^c = 0, \quad N_{xx}^c = N_{yy}^c. \quad (4)$$

Отметим, что при $n_s = 2$, т.е. при намагничивании вдоль оси симметрии второго порядка условие (3) не накладывает никаких ограничений на компоненты $N_{xy}^c, N_{xx}^c, N_{yy}^c$. Дальнейшее рассмотрение проведем для $n_s \geq 3$, используя равенства (4).

Выражение для частоты однородного ФМР, выведенное стандартным способом [14], имеет вид

$$f_{\text{FMR}}^2 = g^2 \left[H_{ez} + M_0 (N_{xx}^c - N_{zz}^c) + 4\pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta \right] \times \left[H_{ez} + M_0 (N_{yy}^c - N_{zz}^c) + 4\pi M_{\text{eff}} \sin^2 \theta \right] - (g M_0 N_{xy}^c)^2. \quad (5)$$

Здесь g — гиромагнитное отношение, H_{ez} — проекция внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_e на направление равновесной намагниченности \mathbf{M}_0 . Кроме того, с помощью параметра $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M_0 - H_u$ в формуле учтены приведенные выше выражения для компонентов тензора эффективных размагничивающих факторов нормальной одноосной анизотропии, причем при любом значении угла θ .

ТКЧ определим согласно формуле

$$\alpha_{\text{FMR}} = \frac{1}{f_{\text{FMR}}} \frac{df_{\text{FMR}}}{dT}.$$

Вывод выражения для α_{FMR} произведем из формулы (5), равенств (4) и формул для производных $d\theta/dT$ и dH_{ez}/dT , полученных в Приложении. Элементарный

расчет и преобразования дают

$$\alpha_{\text{FMR}} - \frac{1}{g} \frac{dg}{dT} = \frac{1}{2H_{\text{in}} + 4\pi M_{\text{eff}}(1 + \cos 2\theta)} \times \left\{ \left[\frac{H_{\text{in}}(3 \cos 2\theta - 1) + 4\pi M_{\text{eff}}(1 + \cos 2\theta)}{2H_{\text{in}} + 4\pi M_{\text{eff}}(1 + \cos 2\theta)} \right] + \frac{d(4\pi M_{\text{eff}})}{dT} \frac{dM_0(N_{xx}^c - N_{zz}^c)}{dT} + \left[\frac{2H_{\text{in}} + 4\pi M_{\text{eff}}(1 + \cos 2\theta)}{2H_{\text{in}}} \right] \frac{dM_0(N_{yy}^c - N_{zz}^c)}{dT} \right\}, \quad (6)$$

где

$$H_{\text{in}} = H_{\text{ez}} - 4\pi M_{\text{eff}} \sin^2 \theta + M_0 N_t^c, \\ N_t^c = N_{xx}^c - N_{zz}^c = N_{yy}^c - N_{zz}^c.$$

В этих же обозначениях для частоты ФМР имеем

$$f_{\text{FMR}}^2 = g^2 H_{\text{in}} (H_{\text{in}} + 4\pi M_{\text{eff}} \cos^2 \theta).$$

В отличие от равенства компонентов N_{xx}^c и N_{yy}^c , их температурные производные в общем случае будут различными и должны быть учтены по отдельности, что и сделано в (6).

Параметры H_{in} и θ могут быть выражены через напряженность внешнего поля H_e и угол его наклона к пленке θ_H . Уравнения связи имеют вид

$$H_e = \sqrt{(4\pi M_{\text{eff}} \sin \theta \cos \theta)^2 + (H_{\text{in}} + 4\pi M_{\text{eff}} \sin^2 \theta - M_0 N_t^c)^2}, \\ \tan(\theta_H - \theta) = \frac{4\pi M_{\text{eff}} \sin \theta \cos \theta}{H_{\text{in}} + 4\pi M_{\text{eff}} \sin^2 \theta - M_0 N_t^c}.$$

Отметим, что формула (6) может быть использована для анализа температурных характеристик ФМР как в слабо-, так и в сильноанизотропных пленках. При ее выводе не предполагались какие-либо ограничения на значения параметров $M_0 N_{ij}^c$ и их температурных производных.

2. Анализ ТКЧ в пленках с кубической анизотропией

Формулу (6) применим к пленке с кубической магнитной анизотропией. Расчет компонентов N_{ij}^c осуществим на основе выражения для W_a^c , составленного из проекций вектора намагниченности \mathbf{M}_0 [15] и инвариантного к преобразованиям симметрии кубического кристалла

$$W_a^c = -\frac{K_{c1}}{2M_0^4} \sum_p M_{0p}^4. \quad (7)$$

Здесь K_{c1} — первая константа кубической анизотропии (как правило, наибольшая по сравнению с коэффициентами при других возможных инвариантах), а суммирование ведется по проекциям \mathbf{M}_0 на оси $p = [100], [010], [001]$.

Из выражения (7) и при $\mathbf{M}_0 \parallel z$ получаются следующие формулы для компонентов $M_0 N_{ii}^c$ (см. [14]):

$$M_0 N_{xx}^c = -6H_c \sum_p \beta_{xp}^2 \beta_{zp}^2, \\ M_0 N_{yy}^c = -6H_c \sum_p \beta_{yp}^2 \beta_{zp}^2, \\ M_0 N_{zz}^c = -2H_c \sum_p \beta_{zp}^4, \quad (8)$$

где $H_c = K_{c1}/M_0$ — эффективное поле кубической анизотропии, β_{ip} — косинусы углов между координатными осями $i = x, y, z$ и осями кристалла $p = [100], [010], [001]$.

В случаях, когда вектор равновесной намагниченности направлен вдоль осей симметрии кубического кристалла третьего или четвертого порядка (соответственно оси типа $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$), из соотношений (8) имеем

$$M_0 N_t^c \equiv M_0 (N_{xx}^c - N_{zz}^c) = M_0 (N_{yy}^c - N_{zz}^c) = \begin{cases} 2H_c, & \mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle \\ -\frac{4}{3}H_c, & \mathbf{M}_0 \parallel \langle 111 \rangle. \end{cases} \quad (9)$$

При расчете температурных производных $dM_0(N_{xx}^c - N_{zz}^c)/dT$ и $dM_0(N_{yy}^c - N_{zz}^c)/dT$, входящих в (6), выполним преобразование

$$\frac{dM_0(N_{ii}^c - N_{zz}^c)}{dT} = \frac{\partial(M_0 N_t^c)}{\partial H_c} \frac{dH_c}{dT} + \frac{dM_0(N_{ii}^c - N_{zz}^c)}{d\theta} \frac{d\theta}{dT}. \quad (10)$$

Здесь в первом слагаемом частная производная рассчитывается из формулы (9), а производная dH_c/dT является материальным параметром ФП. Во втором слагаемом производная $d\theta/dT$ задана выражением (П.6) Приложения. Производные $dM_0(N_{xx}^c - N_{zz}^c)/d\theta$ и $dM_0(N_{yy}^c - N_{zz}^c)/d\theta$, рассчитанные из соотношений (8), имеют вид

$$\frac{dM_0(N_{ii}^c - N_{zz}^c)}{d\theta} = 0, \quad \mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle, \\ \frac{dM_0(N_{xx}^c - N_{zz}^c)}{d\theta} = -\frac{dM_0(N_{yy}^c - N_{zz}^c)}{d\theta} = 2\sqrt{2}H_c \cos 3\nu, \quad \mathbf{M}_0 \parallel \langle 111 \rangle.$$

При выводе последней формулы параметры β_{ip} были выражены через углы ν и τ , задающие ориентацию системы координат xuz относительно системы, образованной кристаллическими осями $[11\bar{2}], [\bar{1}10], [111]$ (рис. 2). Отметим, что данная формула отражает симметрию оси, вдоль которой направлен вектор \mathbf{M}_0 . В самом деле, правая часть инвариантна относительно преобразования $\nu \rightarrow \nu + 2\pi/3$, которое характеризует ось симметрии третьего порядка. Ввиду этого, угол ν может быть отсчитан от оси u , образованной пересечением плоскости слоя и кристаллографической плоскости (111) , до любого из трех направлений $[10\bar{1}], [\bar{1}10], [0\bar{1}1]$.

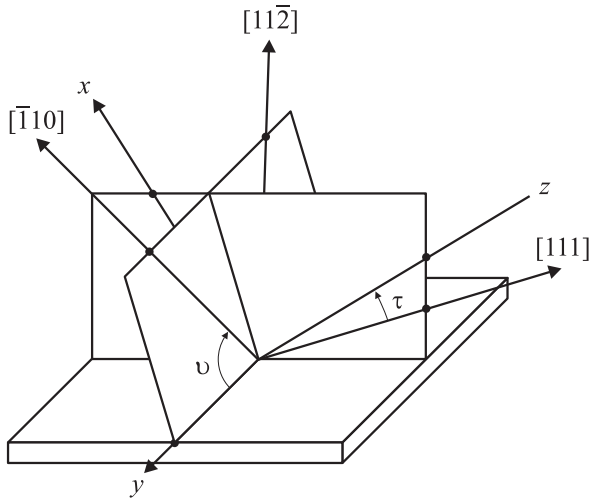


Рис. 2. Ориентация осей системы координат x, y, z относительно осей кристаллической решетки.

Формула (10) после всех подстановок примет вид

$$\frac{dM_0(N_{xx}^c - N_{zz}^c)}{dT} = \frac{dM_0(N_{yy}^c - N_{zz}^c)}{dT} = 2 \frac{dH_c}{dT}, \quad \mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle, \quad (11)$$

$$\frac{dM_0(N_{xx}^c - N_{yy}^c)}{dT} = -\frac{4}{3} \frac{dH_c}{dT} \mp \frac{H_c 2\sqrt{2} \cos 3\nu \sin 2\theta}{2\tilde{H}_{in} + 4\pi M_0(1 + \cos 2\theta)} \frac{d(4\pi M_0)}{dT}, \quad \mathbf{M}_0 \parallel \langle 111 \rangle. \quad (12)$$

Формулы (11), (12) используем для подстановок в общее выражение (6). Введя безразмерные величины и полагая для упрощения конечного выражения $dg/dT = 0$ (в рамках проводимого исследования вклад производной dg/dT в ТКЧ не представляет интереса, так как, согласно (6), не связан с параметрами H_c и $4\pi M_{\text{eff}}$ и их температурными производными), после элементарных преобразований получим

$$\frac{\alpha_{\text{FMR}}}{\alpha_M} = \frac{1}{4\tilde{f}_{\text{FMR}}^2} \left[A + B \frac{H_c}{4\pi M_{\text{eff}}} + C \frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{\text{eff}})/dT} \right], \quad (13)$$

где

$$\alpha_M = \frac{1}{4\pi M_{\text{eff}}} \frac{d(4\pi M_{\text{eff}})}{dT}, \quad \tilde{f}_{\text{FMR}} = \frac{f_{\text{FMR}}}{4\pi M_{\text{eff}} g},$$

$$A = 2\tilde{H}_{in} \left(1 - 3\tilde{H}_{in} \frac{1 - \cos 2\theta}{2\tilde{H}_{in} + 1 + \cos 2\theta} \right),$$

$$B = \frac{R_{\langle nml \rangle} \sin 2\theta}{2\tilde{H}_{in} + 1 + \cos 2\theta}, \quad C = \tilde{N}_{\langle nml \rangle} (4\tilde{H}_{in} + 1 + \cos 2\theta),$$

$$R_{\langle 111 \rangle} = 2\sqrt{2} \cos 3\nu, \quad R_{\langle 100 \rangle} = 0,$$

$$\tilde{N}_{\langle 100 \rangle} = 2, \quad \tilde{N}_{\langle 111 \rangle} = -\frac{4}{3}.$$

Здесь

$$\tilde{H}_{in} = \frac{H_{in}}{4\pi M_{\text{eff}}} = \sqrt{\frac{\cos^4 \theta}{4} + \tilde{f}_{\text{FMR}}^2} - \frac{\cos^2 \theta}{2}. \quad (14)$$

Формула (13) выведена при выполнении условия $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 111 \rangle$, либо $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle$, но без каких-либо ограничений на ориентацию кристаллической решетки относительно плоскости пленки. Коэффициенты A, B, C с помощью подстановки (14) могут быть представлены в виде явных аналитических зависимостей от θ и \tilde{f}_{FMR} . Примеры зависимостей, рассчитанных по формуле (13), приведены на рис. 3. Существенность участия магнитной анизотропии в формировании значений ТКЧ подчеркнута использованием в расчетах малых значений параметров H_c и dH_c/dT по сравнению соответственно с $4\pi M_{\text{eff}}$ и $d(4\pi M_{\text{eff}})/dT$.

Анализируя (13), отметим, что при заданном значении частоты ее температурный коэффициент зависит от ориентации \mathbf{M}_0 как относительно плоскости

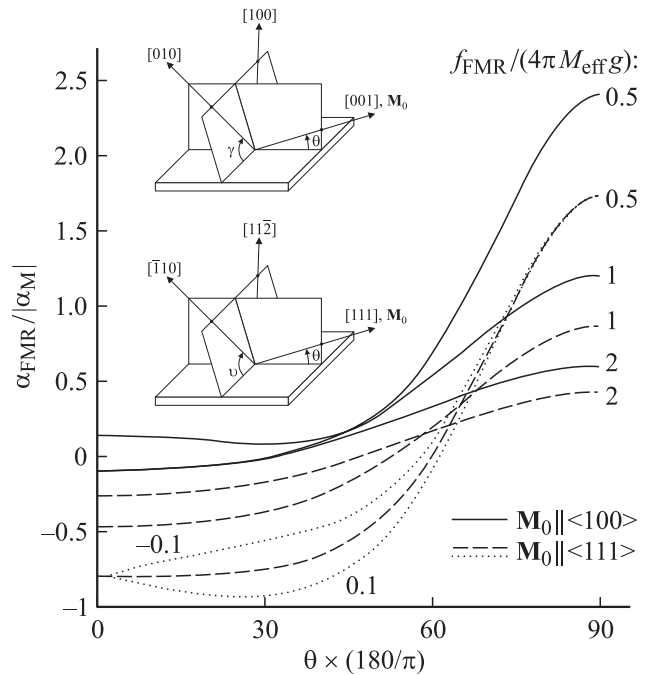


Рис. 3. Зависимости температурного коэффициента частоты ФМР от ориентации намагниченности относительно плоскости слоя и кристаллографических осей. Ориентация кристаллической решетки относительно слоя задана в случае $\mathbf{M}_0 \parallel [001]$ углами θ, γ (верхняя вставка), а в случае $\mathbf{M}_0 \parallel [111]$ — углами θ, ν (нижняя вставка). Для $\mathbf{M}_0 \parallel [001]$ зависимость температурного коэффициента от угловой переменной γ отсутствует. В случае $\mathbf{M}_0 \parallel [111]$ зависимость от угловой переменной ν входит в расчетную формулу через отношение $H_c \cos 3\nu / (4\pi M_{\text{eff}})$. На штриховых кривых оно принимает значение 0, а на пунктирных ± 0.1 . Полагалось

$$\frac{dg}{dT} = 0, \quad \frac{dH_c}{dT} = -0.1 \frac{d(4\pi M_{\text{eff}})}{dT},$$

$$|\alpha_M| = \frac{1}{4\pi M_{\text{eff}}} \left| \frac{d(4\pi M_{\text{eff}})}{dT} \right|.$$

пленки, так и относительно кристаллической решетки. Согласно рис. 3, наибольшие отличия значений ТКЧ для $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 111 \rangle$ и $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle$ возникают при $\theta = 0$. Кроме того, различия ТКЧ для ориентаций $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 111 \rangle$ и $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle$ увеличиваются с уменьшением частоты f_{FMR} . На рис. 3 значения f_{FMR} выражены в единицах $4\pi M_{\text{эфф}}$, а зависимости с $f_{\text{FMR}}/(4\pi M_{\text{эфф}}) = 0.5$ при малых θ характеризуются „кристаллографической инверсией“ знака ТКЧ. Данная особенность связана с тем, что источниками анизотропии ТКЧ являются как параметр H_c , так и его производная dH_c/dT . Последняя же входит в (13) для $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 111 \rangle$ и $\mathbf{M}_0 \parallel \langle 100 \rangle$ с разными знаками. Отметим, что в условиях касательного намагничивания зависимость знака ТКЧ от кристаллографической ориентации \mathbf{M}_0 возникает исключительно из-за температурной зависимости поля магнитной анизотропии. Действительно, как следует из (13), при $dH_c/dT=0$ и $\theta = 0$ знак α_{FMR} всегда совпадает со знаком α_M .

В анизотропной ФП при касательном намагничивании условия инверсии знака ТКЧ, выведенные из выражения (13), выглядят следующим образом:

$$\alpha_{\text{FMR},\langle 100 \rangle} < 0, \quad \alpha_{\text{FMR},\langle 111 \rangle} > 0, \\ \frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{\text{эфф}})/dT} < -\frac{\tilde{H}_{\text{in},\langle 100 \rangle}}{2(1 + 2\tilde{H}_{\text{in},\langle 100 \rangle})}, \quad (15)$$

$$\alpha_{\text{FMR},\langle 100 \rangle} > 0, \quad \alpha_{\text{FMR},\langle 111 \rangle} < 0, \\ \frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{\text{эфф}})/dT} > \frac{3\tilde{H}_{\text{in},\langle 111 \rangle}}{4(1 + 2\tilde{H}_{\text{in},\langle 111 \rangle})}. \quad (16)$$

Нижним индексом в угловых скобках обозначена кристаллографическая ориентация \mathbf{M}_0 . В качестве примера рассмотрим монокристаллическую ФП с ориентацией $\{110\}$, изготовленную из материала с $dH_c/dT > 0$ и $d(4\pi M_{\text{эфф}})/dT < 0$. Если при этом

$$\frac{dH_c}{dT} \geq \frac{1}{4} \left| \frac{d(4\pi M_{\text{эфф}})}{dT} \right|,$$

то при любом $\tilde{H}_{\text{in},\langle 100 \rangle}$ удовлетворяются неравенства (15). В противном случае (как в ЖИГ) из последнего неравенства в (15) после подстановок и простых преобразований следует

$$H_e < H_0,$$

$$H_0 = -2 \left[4\pi M_{\text{эфф}} \frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{\text{эфф}})/dT + 4dH_c/dT} + H_c \right]. \quad (17)$$

Оценка H_c по приведенным выше значениям магнитных параметров ЖИГ дает: $H_0 \approx 667$ Ое.

Таким образом, из развиваемой теории следует существование в анизотропных пленках порогового поля H_0 , ниже которого возникает „кристаллографическая инверсия“ знака ТКЧ.

3. Экспериментальные исследования температурных характеристик поверхностной магнитостатической волны

Для измерений использовались пленки ЖИГ, выращенные на монокристаллических подложках гадолиний-галлиевого граната со срезами вдоль плоскости $\{110\}$. МСВ возбуждались и регистрировались с помощью микрополоскового модуля, на который накладывался исследуемый образец. Дисперсионные зависимости частоты f от волнового числа k строились по интерференционной методике, аналогичной [16]. Пленка намагничивалась касательным магнитным полем, направленным вдоль микрополосковых преобразователей. Данная геометрия позволяет исследовать МСВ с волновым вектором, перпендикулярным внешнему магнитному полю. Ориентация поля относительно кристаллографической решетки задавалась поворотом феррит-гранатовой структуры под прижимным устройством. Измерения проводились в ориентациях $\mathbf{H}_e \parallel \langle 100 \rangle$ и $\mathbf{H}_e \parallel \langle 111 \rangle$. Необходимое положение образца выставлялось на основе исследования угловых зависимостей частот МСВ. В минимумах реализовывалась ориентация $\mathbf{H}_e \parallel \langle 100 \rangle$, а в максимумах — $\mathbf{H}_e \parallel \langle 111 \rangle$.

На рис. 4 приведен пример измеренной температурной зависимости частоты начала спектра МСВ ($k = 0$). Отметим немонотонный характер $f_{\langle 100 \rangle}(T)$. Анализ на основе зависимостей $H_c(T)$ и $4\pi M_{\text{эфф}}(T)$, полученных для пленок ЖИГ по методике работы [17], показывает, что возрастание частоты ($df_{\langle 100 \rangle}/dT > 0$) наблюдается в той части температурного интервала, где выполняется неравенство (17).

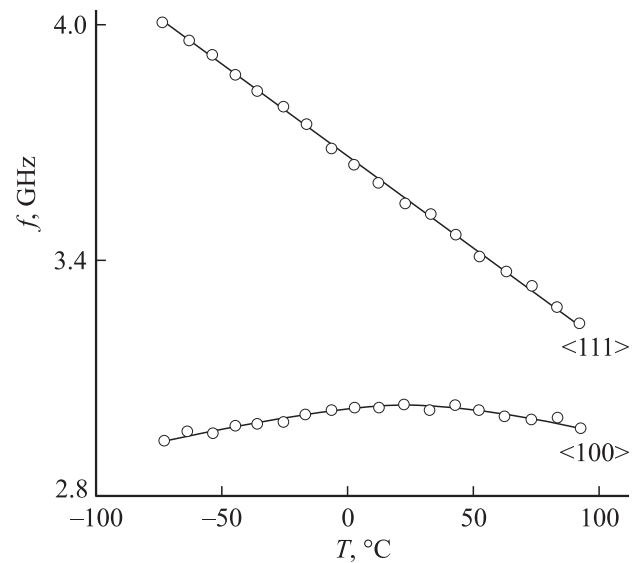


Рис. 4. Экспериментальные зависимости длинноволновых граничных частот спектра поверхностной МСВ от температуры в пленке ЖИГ $\{110\}$ при ориентации намагничивающего поля вдоль касательных осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ и $H_c = 600$ Ое.

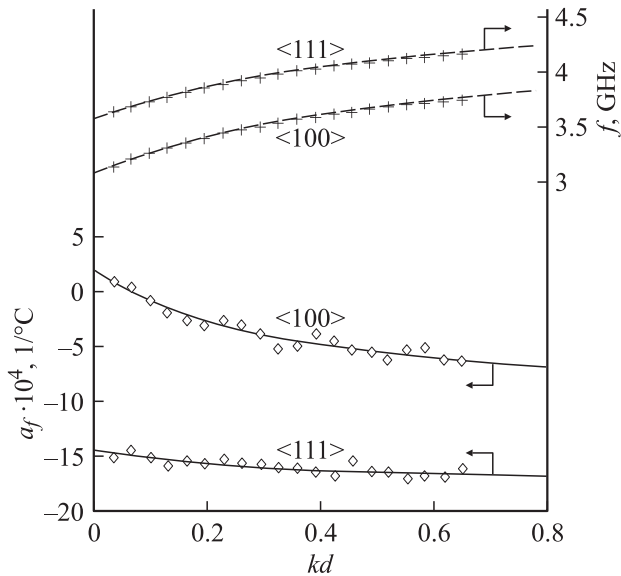


Рис. 5. Экспериментальные (составленные из отдельных символов) и теоретические (сплошные кривые) зависимости $f(kd)$ и $\alpha_f(kd)$ для поверхностной МСВ в касательно намагниченной пленке ЖИГ (при $T = 12^\circ\text{C}$) с ориентацией $\{110\}$ и толщиной $d = 10.5 \mu\text{m}$. Магнитное поле с напряженностью $H_c = 600 \text{ Oe}$ было направлено вдоль осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Параметры пленки: $4\pi M_{\text{eff}} = 1830 \text{ G}$, $H_c = -42 \text{ Oe}$, $d(4\pi M_{\text{eff}})/dT = -4.2 \text{ G}/^\circ\text{C}$, $dH_c/dT = 0.46 \text{ Oe}/^\circ\text{C}$.

Из экспериментальных зависимостей $f^{(1)}(k_n d)$ и $f^{(2)}(k_n d)$ (где d — толщина пленки, а k_n — идентифицированные по методике работы [16] значения волнового числа), измеренных при близких значениях температуры T_1 и T_2 , строились дисперсионные зависимости ТКЧ (рис. 5)

$$\alpha_f(k_n d) = \frac{2}{f^{(1)}(k_n d) + f^{(2)}(k_n d)} \frac{f^{(2)}(k_n d) - f^{(1)}(k_n d)}{T_2 - T_1}.$$

Полученные таким способом ТКЧ сопоставлялись с теоретическими зависимостями $\alpha_f(kd)$, рассчитанными в рамках теории, учитывающей влияние магнитной кристаллографической анизотропии на ТКЧ. Расчет основывался на уравнении дисперсии поверхностной МСВ в ФП с кубической и одноосной анизотропией. Вместо точного закона дисперсии [17], требующего отдельного учета намагниченности насыщения $4\pi M_0$, поля одноосной анизотропии H_u и задающего зависимость $f(kd)$ в неявном виде, использовалось приближенное дисперсионное уравнение

$$f_{\text{appr}}^2(kd) = f_{\text{FMR}}^2 + \frac{(4\pi M_{\text{eff}} g)^2}{4} [1 - \exp(-2kd)]. \quad (18)$$

Элементарный анализ показывает, что уравнение (18) является нулевым приближением в разложении закона дисперсии по степеням отношения $H_u/4\pi M_{\text{eff}} \ll 1$. Причем различия точного и приближенного уравнений

дисперсии оценивается соотношением

$$\max \left\{ \frac{f^2(kd) - f_{\text{appr}}^2(kd)}{(4\pi M_{\text{eff}} g)^2}, 0 < kd < \infty \right\} \approx 0.1 \frac{H_u}{4\pi M_{\text{eff}}}.$$

Кроме того, из приближенного УД следуют точные выражения для граничных частот при $k = 0, \infty$.

Уравнение (18) позволяет получить явное аналитическое выражение для ТКЧ

$$\alpha_f = \frac{f_{\text{FMR}}^2}{f^2} \alpha_{\text{FMR}} + \left(1 - \frac{f_{\text{FMR}}^2}{f^2} \right) \alpha_M.$$

Из данной формулы следует, что влияние кристаллографической анизотропии на ТКЧ убывает от длинноволнового края спектра к коротковолновому.

В соответствии с геометрией эксперимента полагалось

$$f_{\text{FMR}}^2 = g^2 (H_e + \tilde{N}_{\langle nml \rangle} H_c) (H_e + \tilde{N}_{\langle nml \rangle} H_c + 4\pi M_{\text{eff}}),$$

где коэффициенты $\tilde{N}_{\langle nml \rangle}$ приведены в списке обозначений формулы (13) и подставлялось значение $g = 2.8 \text{ MHz/Oe}$, характерное для ЖИГ. При построении расчетных дисперсионных зависимостей на рис. 5 значения магнитных параметров $4\pi M_{\text{eff}}$ и H_c , а также их производных $d(4\pi M_{\text{eff}})/dT$ и dH_c/dT выбирались по наилучшему совпадению теоретических зависимостей с экспериментальными. Полученные значения (приведены в подписи к рис. 5) хорошо согласуются с известными для пленок ЖИГ данными.

Как видно из рис. 5, анизотропия ТКЧ в пленках ЖИГ $\{110\}$ является существенной, несмотря на значительно большие значения параметров $4\pi M_0$, $d(4\pi M_0)/dT$ по сравнению с H_c , dH_c/dT . Причем анализ расчетных зависимостей показывает, что основным источником анизотропии является не сам параметр H_c , а его производная dH_c/dT .

ПРИЛОЖЕНИЕ. Температурные производные от углов, задающих статическую ориентацию вектора намагниченности в монокристаллическом ферромагнитном слое

Расчет основан на уравнении Ландау–Лифшица, которое в статическом случае имеет вид

$$[\mathbf{M}(T), \mathbf{H}_{\text{eff}}(T)] = 0. \quad (\text{П.1})$$

Температурные изменения ориентации намагниченности $\mathbf{M}(T)$ от исходной $\mathbf{M}(T_0)$ будем описывать двухкомпонентным вектором $\mathbf{m}(T)$. При этом $\mathbf{m}(T_0) = 0$, и в системе координат x, y, z с осью $z \parallel \mathbf{M}(T_0)$ полагаем $m_z(T) = 0$. Тогда $\mathbf{M}(T) = M_z(T) \mathbf{e}_z + \mathbf{m}(T)$, где \mathbf{e}_z — единичный вектор, направленный вдоль оси z . \mathbf{H}_{eff} — эффективное магнитное поле, являющееся вариационной производной от энергии магнетика по магнитному моменту. В безобменном магнитоэлектронном приближении и при учете кристаллографической и одноосной анизотропии

посредством тензоров \vec{N}^c, \vec{N}^u стандартный расчет [14] дает

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_e - 4\pi(\mathbf{Mn})\mathbf{n} - (\vec{N}^c + \vec{N}^u)\mathbf{M}. \quad (\text{П.2})$$

Из (П.1) следует

$$H_{\text{eff},x}(T_0) = H_{\text{eff},y}(T_0) = 0. \quad (\text{П.3})$$

Дифференцируя (П.1) по T и учитывая (П.3), имеем

$$\begin{aligned} H_{\text{eff},z}(T_0) \frac{dm_x}{dT} &= M_z(T_0) \frac{dH_{\text{eff},x}}{dT}, \\ H_{\text{eff},z}(T_0) \frac{dm_y}{dT} &= M_z(T_0) \frac{dH_{\text{eff},y}}{dT}. \end{aligned} \quad (\text{П.4})$$

Будем полагать, что вектор $\mathbf{M}(T_0)$ направлен вдоль кристаллографической оси симметрии не ниже третьего порядка. Тогда при выводе выражений для проекций вектора \mathbf{H}_{eff} и их температурных производных из формулы (П.2) используем соотношения (4). Считая внешнее поле постоянным, $d\mathbf{H}_e/dT = 0$, имеет при $T = T_0$

$$\begin{aligned} \frac{dH_{\text{eff},x}}{dT} &= -4\pi \left(n_x \frac{dm_x}{dT} + n_z \frac{dM_0}{dT} \right) n_x \\ &\quad - (N_{xx}^u + N_{xx}^c) \frac{dm_x}{dT} - \frac{d(M_0 N_{zz}^u)}{dT}, \\ \frac{dH_{\text{eff},y}}{dT} &= -N_{yy}^c \frac{dm_y}{dT}, \end{aligned}$$

$$H_{\text{eff},z} = H_{ez} - 4\pi M_0 n_z^2 - M_0 (N_{zz}^u + N_{zz}^c).$$

Здесь n_x, n_z — проекции нормали к пленке, причем $n_y = 0$, и учтено, что для нормальной одноосной анизотропии выполняются равенства $N_{xy}^u = N_{yz}^u = N_{yy}^u = 0$. Кроме того, учтено, что проекция $M_z(T)$ при $\mathbf{m} = 0$ совпадает с намагниченностью насыщения $M_0(T)$. Подстановка этих выражений в (П.4) дает

$$\begin{aligned} &[H_{ez} + 4\pi M_0 (n_x^2 - n_z^2) + M_0 (N_{xx}^u - N_{zz}^u + N_{xx}^c - N_{zz}^c)] \frac{dm_x}{dT} \\ &= -M_0 \left[n_x n_z \frac{d(4\pi M_0)}{dT} + \frac{d(M_0 N_{xz}^u)}{dT} \right], \\ &\frac{dm_y}{dT} = 0. \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

Еще одну подстановку выполним, используя соотношения

$$n_x = \cos \theta, \quad n_z = \sin \theta, \quad \frac{dm_x}{dT} = M_0 \frac{d\theta}{dT},$$

$$M_0 N_{xz}^u = -H_u(T) \sin \theta(T_0) \cos \theta(T_0).$$

После простых преобразований получим окончательно

$$\frac{d\theta}{dT} = - \frac{\sin \theta \cos \theta}{H_{ez} + 4\pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta + M_0 N_t^c} \frac{d(4\pi M_{\text{eff}})}{dT}, \quad (\text{П.6})$$

где, согласно (4), $N_t^c = N_{xx}^c - N_{zz}^c = N_{yy}^c - N_{zz}^c$.

Из (П.3) и (П.5) следует, что $H_{ey} = 0$ и дифференциально малые температурные изменения ориентации вектора намагниченности от исходного направления сводятся к повороту в плоскости, проходящей через нормаль \mathbf{n} и вектор \mathbf{H}_e . Учтем данные особенности при расчете производной dH_{ez}/dT (очевидно, что проекция \mathbf{H}_e на $\mathbf{M}(T)$ также характеризуется температурной зависимостью $H_{ez}(T)$). Из геометрии температурных изменений \mathbf{M} следует

$$\frac{dH_{ez}}{dT} = H_{ex} \frac{d\theta}{dT}.$$

Из (П.3) и (П.2) находим H_{ex} и окончательно имеем

$$\frac{dH_{ez}}{dT} = 4\pi M_{\text{eff}} \sin \theta \cos \theta \frac{d\theta}{dT}. \quad (\text{П.7})$$

Отметим, что при выводе выражений (П.6), (П.7) ограничения на значения параметров поля магнитной кристаллографической анизотропии не вводились.

Список литературы

- [1] B. Schneider. Phys. Stat. Sol. (b) **51**, 1, 325 (1972).
- [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] О.А. Чивилева, А.Г. Гуревич, Л.М. Эмирян. ФТТ **29**, 1, 110 (1987).
- [5] И.В. Зависляк, В.М. Талалаевский, Л.В. Чевнюк. ФТТ **31**, 5, 319 (1989).
- [6] П.Е. Зильберман, В.М. Куликов, В.В. Тихонов, И.В. Шеин. РЭ **35**, 5, 986 (1990).
- [7] А.С. Берегов, Е.В. Кудинов. Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ **6** (400), 8 (1987).
- [8] Г.М. Дудко, Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов, И.В. Шеин. РЭ **35**, 5, 966 (1990).
- [9] Ю.К. Фетисов. ЖТФ **57**, 12, 2393 (1987).
- [10] А.Н. Славин, Ю.К. Фетисов. ЖТФ **58**, 11, 2210 (1988).
- [11] Ю.М. Яковлев, С.Ш. Генделев. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. Сов. радио, М. (1975). 360 с.
- [12] С.В. Беляков, О.А. Городайкина. Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ **7** (391), 28 (1986).
- [13] Л.В. Луцев, И.Л. Березин. Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ **6** (420), 3 (1989).
- [14] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 592 с.
- [15] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 620 с.
- [16] Б.Н. Гусев, О.А. Чивилева, А.Г. Гуревич, Л.М. Эмирян, О.Б. Наронович. Письма в ЖТФ **9**, 3, 159 (1983).
- [17] В.В. Шагаев. ФТТ **40**, 11, 2089 (1998).