

05;09;12

К вопросу об определении поля магнитной кубической анизотропии в (111) ориентированных пленках методом ФМР

© А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, А.Г. Бажанов

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева,
430000 Саранск, Россия

(Поступило в Редакцию 10 мая 1995 г. В окончательной редакции 2 ноября 1995 г.)

С помощью резонансного соотношения и условия равновесной ориентации намагниченности проведен анализ угловых характеристик резонансного поля в пленках, ориентированных в плоскости (111). На основе полученных результатов предложен метод определения поля кубической анизотропии по азимутальной зависимости поля ФМР, исключающий необходимость предварительного нахождения кристаллографических направлений в пленке другими способами.

Разработка методик и способов определения физических параметров магнитных пленок относится к числу важных и актуальных задач. Одна из них связана с определением поля магнитной кубической анизотропии H_{k1} в монокристаллических пленках, ориентированных в кристаллографической плоскости (111).

Целями данной работы являлись исследование влияния кубической анизотропии на угловые характеристики резонансного поля H_R в таких пленках и сопоставление двух методов определения H_{k1} , основанных на регистрации и анализе угловых зависимостей H_R .

В работах [1–4] описан метод определения H_{k1} , основанный на минимизации суммарного квадратичного отклонения теоретической полярной зависимости резонансного поля от экспериментальной $\Sigma\sigma^2$. Критерием наиболее достоверного значения H_{k1} , а также эффективного поля одноосной анизотропии $H_k^{\text{эф}}$ и гиромангнитного отношения γ является минимум $\Sigma\sigma^2$.

В этом методе, вначале приняв H_{k1} равным нулю, по резонансным полям при перпендикулярной H_{\perp} и параллельной H_{\parallel} ориентациях определяют $H_k^{\text{эф}}$ и γ . Затем с помощью резонансного соотношения и условия равновесной ориентации намагниченности [1,2], записанных для плоскости {110}, перпендикулярной плоскости пленки, вычисляют H_R и угол θ_M между нормалью к пленке (ось [111]) и намагниченностью \mathbf{M} для каждого θ_H от 10 до 170° с шагом, например, 10° [1]. Здесь и далее θ_H — угол между нормалью к пленке и постоянным магнитным полем \mathbf{H} . При регистрации экспериментальной зависимости $H_R(\theta_H)$ угол θ_H изменяется также в плоскости {110}. Варьируя значения H_{k1} , вычисляют $\Sigma\sigma^2$. Так как последняя является квадратичной функцией H_{k1} , то легко находится комбинация H_{k1} , $H_k^{\text{эф}}$ и γ , которая дает минимум $\Sigma\sigma^2$. Для устранения неточности в установке начального значения угла θ_H введенные данные сдвигаются по шкале θ_H вперед или назад в соответствии с интерполяционной формулой Лагранжа. Отметим, что эта процедура не устраняет неточности в установке конкретных значений θ_H . В

работе [2] описан также графический способ определения H_{k1} по четырем значениям на полярной зависимости $H_R(\theta_H)$ при $\theta_H = 0, 70, 90, 110^\circ$. В работе [3] проведен учет компонент анизотропии более высокого порядка. Как следует из результатов, изложенных в [3,5,6], вклад в анизотропию резонансного поля, обусловленный второй константой анизотропии, примерно на порядок меньше, чем первой.

К числу факторов, влияющих на удобство и точность определения H_{k1} по полярной зависимости $H_R(\theta_H)$, относится необходимость предварительного определения, например, рентгеновским методом кристаллографической плоскости {110}, перпендикулярной плоскости пленки. Перенос и установка образца после этой процедуры в резонатор радиоспектрометра могут быть причиной погрешности в установке азимутального угла φ_H , соответствующего плоскости {110}.

Следующая причина, также влияющая на точность, связана с погрешностью в измерении H_R . Резонансное поле в большинстве экспериментов определяется по положению точки, соответствующей нулевому значению производной линии поглощения, или по среднему значению полей, соответствующих экстремумам (пикам) производной. В том и другом случаях на положение отмеченных точек заметное влияние может оказывать наложение широкой линии от парамагнитной подложки. Кроме того, во втором случае на измеренные значения H_R влияет асимметрия линии поглощения, обусловленная изменением равновесной ориентации намагниченности, происходящим при регистрации этой линии [7]. Отметим, что действие данных факторов изменяется с изменением угла θ_H . Это может приводить к заметной погрешности при измерении H_R и определении H_{k1} путем минимизации суммарного квадратичного отклонения.

К недостаткам вышеназванной методики относится также то, что она не позволяет определять H_{k1} в отдельных слоях многослойных пленок, например в ионно-имплантированном слое ионно-имплантированной пленки. Это связано с наложением

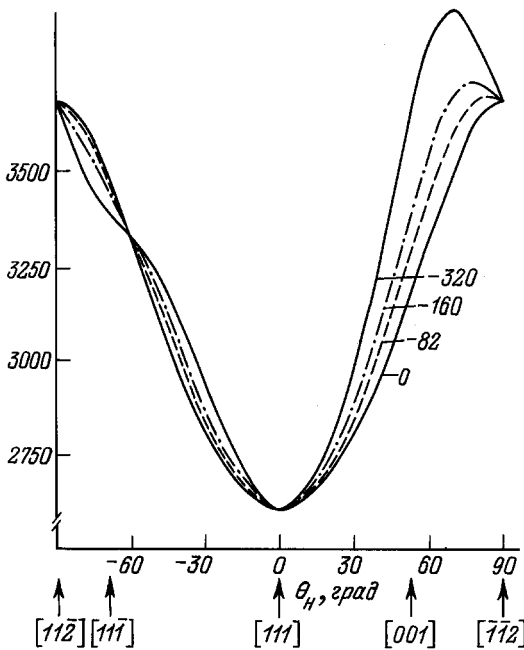


Рис. 1. Полярные зависимости резонансного поля $H_P(\theta_M)$, рассчитанные для различных значений H_{k1} при фиксированных H_{\perp} и H_{\parallel} . Цифры у кривых — значения H_{k1} .

ем пиков поглощения от отдельных слоев в довольно широком интервале углов при промежуточных между перпендикулярной и параллельной ориентациях \mathbf{H} относительно плоскости пленки [8,9]. Отметим также, что, как показывает проведенный нами расчет, неучет разориентации между векторами \mathbf{H} и \mathbf{M} [4] даже при небольших относительных значениях $H_k^{\text{эф}}/(\omega/\gamma)$, $H_{k1}/(\omega/\gamma)$ может приводить к существенной погрешности в определении H_{k1} и других параметров.

Как следует из расчетных данных (рис. 1), полярные зависимости $H_P(\theta_H)$ наиболее чувствительны к величине H_{k1} в интервале углов $\theta_H = [10-80^\circ]$ (или

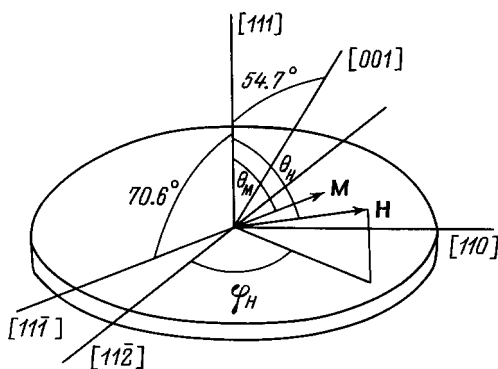


Рис. 2. Геометрия регистрации угловых зависимостей H_P . Показаны оси лишь в одной из трех плоскостей $\{110\}$, перпендикулярных плоскости пленки.

$[100-170^\circ]$ в системе, приведенной в [1]). Поэтому использование всего интервала от -80 до $+80^\circ$ не приводит к повышению точности в определении H_{k1} из-за действия случайных и систематических ошибок в значениях параметров θ_H , φ_H и H_P .

Другая возможность определения H_{k1} методом ФМР, о которой упоминается в [9], основана на регистрации азимутальной зависимости $H_P(\varphi_H)$, а точнее, измерении шести экстремальных значений H_P на этой зависимости и резонансных полей H_{\perp} и H_{\parallel} . Известно [10,11], что зависимость $H_P(\varphi_H)$, когда \mathbf{H} лежит в плоскости пленки, имеет симметрию шестого порядка и является практически изотропной. Как показывает расчет и результаты экспериментов [11] (в том числе проведенных в настоящей работе), амплитуда изменения $H_P(\varphi_H)$ составляет примерно $(1/81)H_{k1}$. В то же время при регистрации азимутальной зависимости $H_P(\varphi_H)$ в геометрии, когда полярный угол θ_H составляет $30-75^\circ$ с нормалью к плоскости (вектор \mathbf{H} при этом описывает коническую поверхность с осью, совпадающей с нормалью к плоскости пленки [111]) (рис. 2), влияние кубической анизотропии на резонансное поле становится весьма существенным. Это происходит вследствие того, что \mathbf{M} попеременно, через каждые 60° проходит вблизи кристаллографических осей $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, являющихся соответственно трудными и легкими или наоборот в зависимости от знака H_{k1} . Эти оси лежат в трех плоскостях $\{110\}$, перпендикулярных плоскости пленки, и составляют с нормалью к пленке [111] углы соответственно 54.7 и 70.6° . Получаемая таким образом периодическая зависимость резонансного поля с периодом $2\pi/3$ (рис. 3) позволяет, как показано ниже, определить H_{k1} . При анализе в качестве одного из параметров нами использовалась величина изменения (вариация) резонансного поля ΔH_P на азимутальной зависимости $H_P(\varphi_H)$. Величину ΔH_P рассчитывали как разность значений $H_P(+\theta_H)$ и $H_P(-\theta_H)$, найденных для плоскости $\{110\}$. Легко показать, что при прохождении вектором \mathbf{H} именно этих плоскостей, содержащих оси $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, наблюдаются экстремумы на зависимости $H_P(\varphi_H)$.

Соответствующее резонансное соотношение, учитывающее разориентацию между векторами \mathbf{H} и \mathbf{M} , имеет вид [1]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H \cos(\theta_M - \theta_H) + H_k^{\text{эф}} \cos^2 \theta_M - H_{k1} \times a(\theta_M)] \times [H \cos(\theta_M - \theta_H) + H_k^{\text{эф}} \cos 2\theta_M - H_{k1} \times b(\theta_M)], \quad (1)$$

где ω — круговая частота СВЧ поля, H — резонансное значение внешнего магнитного поля,

$$a(\theta_M) = (3 - 16x - 3y)/16, \quad b(\theta_M) = -(x + 3y)/4,$$

$$x = (2^{3/2} \sin 2\theta_M - \cos 2\theta_M)/3,$$

$$y = -(2^{5/2} \sin 4\theta_M + 7 \cos 4\theta_M)/9.$$

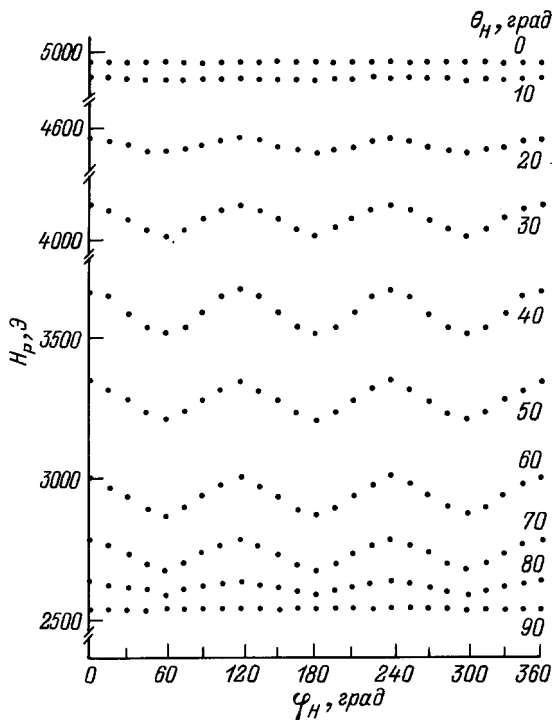


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $H_R(\varphi_H)$ при различных θ_H для пленки $Y_3Fe_5O_{12}$.

Положительные углы θ_H и θ_M отсчитываются в плоскости $\{110\}$ от нормали к пленке в сторону ближайшей оси $\langle 100 \rangle$. Угол θ_M , соответствующий заданному значению θ_H , определяется из условия равновесной ориентации намагниченности

$$2H \sin(\theta_H - \theta_M) = H_k^{\text{эф}} \sin 2\theta_M + H_{k1} [(1/12) \sin 2\theta_M + (7/24) \sin 4\theta_M + \sqrt{2} \sin^2 \theta_M - (4\sqrt{2}/3) \sin^4 \theta_M]. \quad (2)$$

Оптимальным значением полярного угла θ_M при регистрации азимутальной зависимости следует считать значение $\theta_M = 60^\circ$. В этом случае амплитуда изменения $H_R(\varphi_H)$ на азимутальной зависимости будет примерно в 1.5 раз превышать $H_{k1} = 2K_1/M$. Кроме того, как видно из рис. 4, где приведены зависимости $\Delta H_R(\theta_M)$, рассчитанные для различных значений $H_k^{\text{эф}}$ и H_{k1} , при $\theta_M = 60^\circ$ (или вблизи этого значения при больших $H_k^{\text{эф}}$) наблюдается экстремум ΔH_R .

Как легко показать, H_P^{max} и H_P^{min} на зависимости $H_P(\varphi_H)$ при фиксированном θ_M из-за действия кубической анизотропии достигаются при различных θ_H . Поэтому при $\theta_H = \text{const}$ θ_M будет изменяться при изменении φ_H . Поскольку в эксперименте азимутальная зависимость регистрируется при $\theta_H = \text{const}$, то нами был проведен расчет зависимостей $\Delta H_R = (H_P^{\text{max}} - H_P^{\text{min}})$ от θ_H для различных $H_k^{\text{эф}}$ и H_{k1} . Из полученных результатов (рис. 5) следует, что кривые $\Delta H_R(\theta_H)$ также имеют экстремум, причем при углах θ_H , соответствующих

значениям $(\theta_{M1} + \theta_{M2})/2$, близким к 60° . Как показал проведенный нами расчет, это имеет место в довольно широком интервале значений $H_k^{\text{эф}} = -1740 - 2100 \text{ Э}$ и $H_{k1} = -20 - 320 \text{ Э}$. Приведенные выше θ_{M1} и θ_{M2} — полярные углы, соответствующие $+\theta_H$ и $-\theta_H$, когда \mathbf{M} и \mathbf{H} лежат в плоскости $\{110\}$. В этом случае отсутствует рассогласование между \mathbf{M} и \mathbf{H} по азимутальному углу, т. е. $\varphi_M = \varphi_H$. На рис. 5 приведены также расчетные и экспериментальные зависимости вариации резонансного поля $\Delta H_R(\theta_H)$ для пленки $\{Y_3Fe_5O_{22}\}$ с $H_k^{\text{эф}} = -1740 \text{ Э}$ и $H_{k1} = -82 \text{ Э}$. Видно, что имеет место хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов.

Таким образом, из-за наличия экстремума на зависимости $\Delta H_R(\theta_H)$ неточность установки θ_H не будет приводить к заметной погрешности в величине ΔH_R . Процедура определения H_{k1} по азимутальной зависимости $H_P(\varphi_H)$ такова. Вначале измеряют резонансные поля H_\perp и H_\parallel . По этим данным без учета кубической анизотропии (в первом приближении) рассчитываются $H_k^{\text{эф}}$ и γ . Затем с помощью (1) и (2), также принимая вначале $H_{k1} = 0$, находится угол θ_H , соответствующий $\theta_M = 60^\circ$. Установив данное значение θ_H , регистрируют азимутальную зависимость резонансного поля и определяют на ней три максимальных и три минимальных значения H_P . Для упрощения измерений можно определить первый экстремум H_P , остальные пять измеряются при изменении азимутального угла φ_H последовательно через 60° . Находят средние значения $H_1 = \langle H_P^{\text{max}} \rangle$ и $H_2 = \langle H_P^{\text{min}} \rangle$. Затем по H_\perp , H_\parallel , H_1 , H_2 , используя (1) и (2), методом последовательных приближений находят наилучшее сочетание γ , $H_k^{\text{эф}}$ и H_{k1} .

Отметим, что азимутальная зависимость $H_P(\varphi_H)$ при промежуточных значениях θ_H ($20 \leq \theta_H \leq 70^\circ$) позволяет довольно точно определить и расположе-

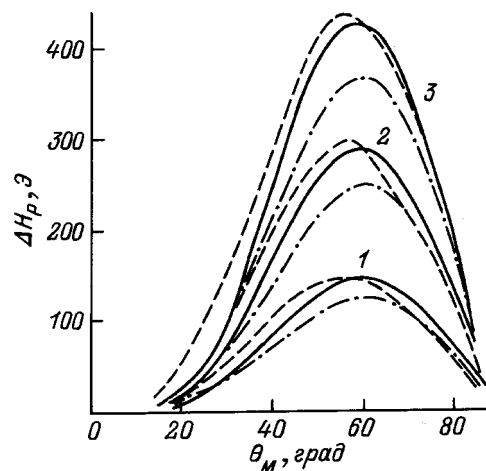


Рис. 4. Расчетные зависимости вариаций $\Delta H_R = (H_P^{\text{max}} - H_P^{\text{min}})$ от θ_M . $H_{k1} = -82$ (1), -160 (2), -320 Э (3); $H_k^{\text{эф}} = -1740$ (штриховая кривая), 700 Э (штрихпунктир); 2100 Э (сплошная кривая).

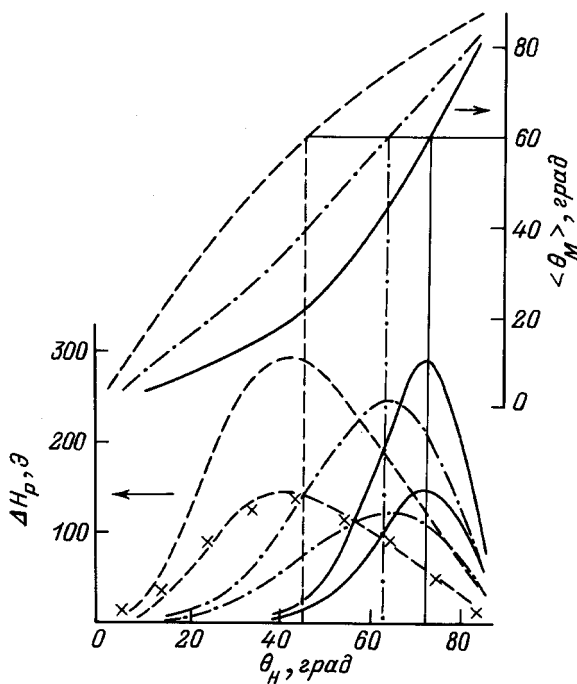


Рис. 5. Зависимости $\langle \theta_M \rangle = (\theta_{M1} + \theta_{M2})/2$ и вариации ΔH_P от θ_H . $H_k^{\text{эф}} = -1740$ (штриховая кривая), 700 (штрихпунктир), 2100 Э (сплошные кривые). Нижние кривые $\Delta H_P(\theta_H)$ соответствуют $H_{k1} = -82$ Э, верхние — $H_{k1} = -160$ Э. Крестики — эксперимент для пленки $Y_3Fe_5O_{12}$.

ние кристаллографических плоскостей {110}, перпендикулярных плоскости пленки, а также при известном знаке K_1 расположение осей $\langle 110 \rangle$ и $\langle 112 \rangle$ в плоскости пленки (111). Такой прием определения плоскости (110) можно использовать и в методиках определения H_{k1} по полярным зависимостям.

В работе [2] описан графический метод определения H_{k1} по H_{\perp} , H_{\parallel} и разности резонансных полей, измеренных при $\theta_H = +70^\circ (H_{P1})$ и $-70^\circ (H_{P2})$ в плоскости {110}. Однако такой метод не является универсальным и применим лишь для достаточно узкого интервала положительных значений $H_k^{\text{эф}}$ вблизи 1400 Э. Как следует из результатов, полученных в настоящей работе (рис. 5), значения углов, соответствующих $\theta_M = 60^\circ$, для наиболее часто встречающихся значений $H_k^{\text{эф}}$ в пленках феррит-гранатов (-1700–2400 Э) изменяются от ≈ 46 до 77° , т. е. при $H_k^{\text{эф}}$, заметно отличном от 1400 Э, $(H_{P1} - H_{P2})$ не будет попадать на экстремум зависимости $\Delta H_P(\theta_H)$. Это может явиться причиной существенной погрешности в определении $(H_{P1} - H_{P2})$, а следовательно, и H_{k1} из-за неточности в установке углов θ_H .

С целью определения более простого и точного графического метода нами был проведен расчет зависимости максимальной вариации резонансного поля ΔH_P^{max} от H_{k1} при различных относительных значениях эффективного поля анизотропии $H_k^{\text{эф}}/(\omega/\gamma)$.

Как показали результаты расчетов, зависимости ΔH_P^{max} от H_{k1} близки к линейным (рис. 6). Из этого рисунка следует, что угол наклона зависимостей возрастает с увеличением модуля $H_k^{\text{эф}}$. В то же время величина изменения зависит от знака $H_k^{\text{эф}}$. Полученные результаты можно использовать в качестве простого графического метода определения H_{k1} . В этом случае измеряют H_{\perp} и H_{\parallel} , определяют $H_k^{\text{эф}}/(\omega/\gamma)$. Для данных $H_k^{\text{эф}}$, ω/γ и $\theta_M = 60^\circ$ с помощью условия равновесной ориентации намагниченности, приняв вначале H_{k1} равным нулю, находят θ_H^* . Затем регистрируют $H_P(\varphi_H)$ и находят $\Delta H_P = (H_P^{\text{max}} - H_P^{\text{min}})$. По ΔH_P и $H_k^{\text{эф}}/(\omega/\gamma)$ определяется H_{k1} .

Отметим, что θ_H^* , рассчитанное для $\theta_M = 60^\circ$ без учета кубической анизотропии, близко к значению θ_H , соответствующему $(\theta_{M1} + \theta_{M2})/2 = 60^\circ$, когда θ_{M1} и θ_{M2} рассчитываются с учетом H_{k1} . Погрешность определения H_{k1} с помощью данного графического метода не превышает $\pm 8\%$.

К одним из преимуществ метода определения H_{k1} по азимутальной зависимости $H_P(\varphi_H)$ относится то, что он позволяет в значительной степени уменьшить погрешность измерения H_{k1} в пленках с отклонением ("завалом") оси легкого намагничивания (ОЛН) от нормали к пленке [12]. Как легко убедиться, это отклонение может привести к заметной погрешности при определении H_{k1} по полярной зависимости $H_P(\theta_H)$. Определение H_{k1} по азимутальной зависимости, в частности, через среднее значение

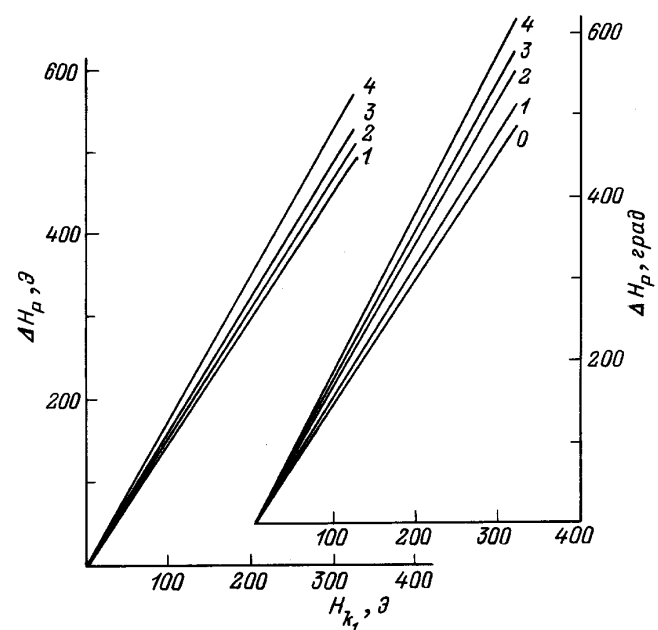


Рис. 6. Зависимость максимальной вариации ΔH_P^{max} от H_{k1} для различных $H_k^{\text{эф}}$. Слева для положительных значений: 1 — 700, 2 — 1400, 3 — 1740, 4 — 2100 Э. Справа для таких же по модулю, но отрицательных значений $H_k^{\text{эф}}$; 0 — $H_k^{\text{эф}} = 0$.

$\langle H_P^{\max} - H_P^{\min} \rangle$ позволяет исключить или существенно уменьшить действие данного фактора. Покажем это. Как следует из экспериментальных результатов, полученных в настоящей работе, а также результатов работы [11], азимутальную зависимость резонансного поля, обусловленную действием кубической анизотропии при $\theta_M = 60^\circ$, с хорошим приближением можно описать выражением

$$H_P(\varphi_H) = H' + \Delta H'(H_{k1}) \cos 3\varphi_H, \quad (3)$$

откуда следует, что при изменении φ_H от 0 до 360° будут наблюдаться три максимума и три минимума H_P .

Отклонение оси легкого намагничивания от нормали к пленке приведет к появлению дополнительного вклада в азимутальную зависимость H_P , основной терм которого можно выразить как

$$H'' + \Delta H'' \cos 2(\varphi_H + \varphi_0), \quad (4)$$

где H' , $\Delta H'$, H'' и $\Delta H''$ — некоторые константы; φ_0 — угол между плоскостью, в которой лежит (зава-лена) ОЛН, и плоскостью $\{110\}$, перпендикулярных плоскости пленки.

Результирующая азимутальная зависимость будет иметь вид

$$H_P(\varphi_H) = H' + H'' + \Delta H'(H_{k1}) \cos 3\varphi_H + \Delta H'' \cos 2(\varphi_H + \varphi_0). \quad (5)$$

Вычислим усредненные значения $\langle H_P^{\max} \rangle$ и $\langle H_P^{\min} \rangle$. Усреднение проводится соответственно по трем значениям H_P^{\max} и трем значениям H_P^{\min} на угловой зависимости $H_P(\varphi_H)$ при изменении φ_H от 0 до 360° . Как следует из (3), максимумы $H_P(\varphi_H)$, обусловленные кубической анизотропией, будут наблюдаться при значениях φ_H , равных 0, 120 и 240° . Значение $\langle H_P^{\max} \rangle$ будет равно

$$\langle H_P^{\max} \rangle = H' + H'' + \Delta H'(H_{k1}) + \frac{\Delta H''}{3} \times \left[\cos 2\varphi_0 + \cos(2\varphi_0 + 240^\circ) + \cos(2\varphi_0 + 480^\circ) \right]. \quad (6)$$

Легко показать, что сумма в квадратных скобках равна нулю. Поэтому,

$$\langle H_P^{\max} \rangle = H' + H'' + \Delta H'(H_{k1}). \quad (7)$$

Усредненное значение $\langle H_P^{\min} \rangle$ будет равно

$$\langle H_P^{\min} \rangle = H' + H'' - \Delta H(H_{k1}). \quad (8)$$

Из этих формул видно, что в значениях $\langle H_P^{\max} \rangle$ и $\langle H_P^{\min} \rangle$ исключается параметр $\Delta H''$, определяющий вариацию H_P на азимутальной зависимости, обусловленную отклонением ОЛН от нормали к пленке.

Более того, если для определения H_{k1} используется разность $\langle H_P^{\max} \rangle - \langle H_P^{\min} \rangle$, например, в графическом методе, то, как следует из (7) и (8), эта разность не

зависит от параметров H' и H'' . Поэтому, ошибка, обусловленная отклонением ОЛН от нормали к пленке в методике определения поля кубической анизотропии по азимутальной зависимости резонансного поля, исключается.

Отметим, что регистрация и анализ азимутальной зависимости $H_P(\varphi_H)$ позволяет определять H_{k1} в отдельных слоях ионно-имплантированных и двух-слойных пленок путем выбора полярного угла φ_H , при котором не наблюдается наложения пиков поглощения от отдельных слоев. Понятно, что в этом случае расчеты должны производиться для соответствующих значений φ_H . При определении H_{k1} по азимутальной зависимости существенно уменьшается погрешность, обусловленная наложением линии от парамагнитной подложки или влиянием асимметрии линии поглощения.

Отметим также, что во всех методиках на точность влияет погрешность измерений H_P , которая зависит от ширины линии поглощения. Величина ее составляет $\simeq 0.02 \pm 0.06\Delta H$, где ΔH — полуширина линии.

Экспериментальная проверка расчетных результатов проводилась на монокристаллических пленках иттрий-железного граната, а также на пленках ряда других составов с различными значениями $H_k^{\text{эф}}$ и H_{k1} . Измерения проводились при комнатной температуре на частоте 9.34 ГГц. Угловые зависимости снимали с помощью держателя, позволяющего вращать образец относительно двух взаимно перпендикулярных осей. Для регистрации азимутальных зависимостей пленку устанавливали под некоторым углом между нормалью к ее плоскости и постоянным полем \mathbf{H} (полярный угол θ_H). Затем, вращая относительно нормали, устанавливали азимутальный угол φ_H . В данной геометрии регистрации вектор \mathbf{H} описывает коническую поверхность с осью, совпадающей с нормалью к пленке. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными (рис. 5). Относительный разброс значений H_{k1} , измеренных по азимутальным зависимостям H_P для пленок составов $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($H_k^{\text{эф}} = -4\pi M_s = -1740 \text{ Э}$, $H_{k1} = -82 \text{ Э}$) и $(\text{SmLuCu})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ ($H_k^{\text{эф}} = 2092 \text{ Э}$, $H_{k1} = -118 \text{ Э}$), составлял не более $\pm 5\%$.

Итак, на основе расчетных и экспериментальных результатов, полученных в данной работе, можно сделать следующие выводы.

1. Полярная зависимость резонансного поля наиболее чувствительна к действию кубической анизотропии в секторах от направления $[111]$ (нормаль к пленке) до направлений $\langle \bar{1}\bar{1}2 \rangle$, лежащих в плоскостях $\{110\}$, включающих оси $\langle 001 \rangle$.

2. Разность резонансных полей $H_P(+\theta_M) - H_P(-\theta_M)$ в плоскости $\{110\}$ максимальна при $\theta_M = 60^\circ$ в широком диапазоне значений $H_k^{\text{эф}}$ и H_{k1} .

3. Вариация резонансного поля на азимутальной зависимости $H_P(\varphi_H)$ достигает максимума или близка

к нему при углах θ_H , соответствующих $\langle \theta_M \rangle = 60^\circ$, или рассчитанных для $\theta_M = 60^\circ$ без учета кубической анизотропии в широком диапазоне значений $H_k^{\text{эф}}$ и H_{k1} .

4. Азимутальная зависимость резонансного поля при промежуточных значениях θ_H ($20 \leq \theta_H \leq 70^\circ$) позволяет определить кристаллографические плоскости $\{110\}$, перпендикулярные плоскости пленки.

5. Зависимость ΔH_P от H_{k1} является линейной в широком диапазоне значений H_{k1} и $H_k^{\text{эф}}$. Это позволяет использовать простой графический метод определения H_{k1} .

6. Определение H_{k1} по азимутальной зависимости (шести экстремальным значениям $H_P(\varphi_H)$) при не меньшей точности позволяет существенно упростить процедуру измерений и расширить возможности метода ФМР для определения физических характеристик магнитных пленок.

Список литературы

- [1] Makino H., Hidaka Y. // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. N 8. P. 957–966.
- [2] Wang X., Kraft C.S., Kryder M.H. // IEEE Trans. Magn. 1982. Vol. MAG-18. N 6. P. 1295–1297.
- [3] He Y.Q., Wigen P.E. // J. Magn. and Magnetic Materials. 1985. Vol. 53. P. 115–120.
- [4] Кобелев А.В., Перепелкина М.В. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 5. С. 117–123.
- [5] Чивилева С.А., Гуревич А.Г., Эмирян Л.М. // ФТТ. 1987. Т.29. Вып.1. С. 110–115.
- [6] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1987. Т. 2. 420 с.
- [7] Зюзин А.М. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 7. С. 109–112.
- [8] Радайкин В.В., Зюзин А.М. // Тез. докл. XII Всесоюз. школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники (магнитные пленки)". Ч. 1. С. 253–254.
- [9] Зюзин А.М., Зюзин Ал.М. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 10. С. 3128–3131.
- [10] Берегов А.С. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 10. С. 9–16.
- [11] Казаков Г.Т., Сузарев А.Г., Филимонов Ю.А., Шен И.В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 186–189.
- [12] Ильяшенко Е.И., Лисовский Ф.В., Щеглов В.И., Юрченко С.Е. // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 3. С. 898–900.