

Ширина линии ферромагнитного резонанса в анизотропном магнетике при разориентации резонансного и сканирующего магнитных полей

© Ю.Н. Швачко, Д.В. Стариченко, Г.А. Шматов, Ю.В. Гобов

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: Yurii.Shvachko@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 11 февраля 2002 г.)

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование зависимости ширины линии ФМР, ΔH_β , в анизотропных магнетиках от угла разориентации β статического (резонансного) и сканирующего магнитных полей. Изменение ширины линии обусловлено зависимостью равновесной ориентации вектора намагниченности от направления магнитного поля при прохождении резонансных условий. На примере феррит-гранатовых пленок показано, что в условиях такой разориентации (угол β не равен нулю) реализуется наименьшее значение ширины линии. Показано также, что двумерное представление ФМР спектров, в отличие от одномерных угловых зависимостей резонансных параметров, содержит полную информацию о спектральных характеристиках пленки, включая неколлинеарные конфигурации полей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 00-15-96745).

Ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР), измеряемая в процессе сканирования внешнего магнитного поля H , определяется как интервал полей

$$\Delta H_{pp} = H_{p+} - H_{p-}, \quad (1)$$

начальная и конечная точки которого H_{p+} и H_{p-} соответствуют положениям максимума и минимума первой производной dP/dH сигнала поглощения высокочастотного поля $P(H)$ (точки наибольшего наклона). При этом значение резонансного поля H_R , определяемое как точка перехода сигнала dP/dH через нуль, всегда находится в интервале значений $H_{p+} < H_R < H_{p-}$. Традиционный процесс измерения ширины линии ФМР можно представить таким образом, что направление сканирующего \mathbf{h}_{sw} и резонансного \mathbf{H}_R полей совпадают. Иными словами, регистрация сигнала происходит за счет изменения только амплитуды внешнего поля в окрестностях резонансного значения. При таком методе измерения ширины линии ориентация магнитного поля относительно осей анизотропии в процессе измерения не изменяется.

Известно, что определенная указанным выше способом ширина линии ΔH_{pp} зависит от угла φ , задающего ориентацию резонансного магнитного поля относительно осей анизотропии. Эта функция $\Delta H_{pp}(\varphi)$ является немонотонной, имея локальные максимумы и минимумы, число и положение которых определяются типом анизотропии и величиной соответствующих констант [1].

Физическая причина изменения ширины линии ΔH_{pp} в пленках анизотропных ферромагнетиков обусловлена изменением ориентации равновесной намагниченности \mathbf{M} при регистрации линии поглощения, как это показано в [2] и [3]. Расчеты, проведенные в этих работах, показали, что при отклонении магнитного поля от оси анизотропии (направленной вдоль нормали к пленке) ширина линии ФМР ΔH_{pp} увеличивается. Максимальных значений ширина линии достигает в окрестностях

углов φ , соответствующих областям наиболее быстрого изменения функции $H_R(\varphi)$. Увеличение ширины линии, полученное в этих работах, связано с тем, что в них рассматривался частный случай ориентации резонансного и сканирующего магнитных полей, а именно, эти поля были коллинеарными. Можно предположить, что при разориентации резонансного и сканирующего полей описанный выше механизм изменения ширины линии будет приводить не только к уширению, но и при определенных углах к сужению линии ФМР.

В настоящей работе анализируется ширина линии ФМР ΔH_β , измеряемая не вдоль статического поля H_R , а под некоторым углом β к его направлению. При этом амплитуда сканирующего поля изменяется в интервале $[-h_{sw}, +h_{sw}]$ вдоль нового направления, а результирующее поле $H = H_R + h_{sw}$ изменяется как по величине, так и по направлению. Из анализа экспериментальной зависимости ширины линии ФМР, ΔH_β , в смешанном феррит-гранате от угла разориентации β и от направления магнитного поля (угла φ) следует, что ширина линии ΔH_β оказывается меньше обычно измеряемой ΔH_{pp} . Экспериментально показано и теоретически обосновано, что двумерное представление сигнала поглощения ФМР, $P(H, \varphi)$, содержит полную информацию о всех возможных значениях ΔH_β , откуда могут быть определены оптимальная конфигурация полей и наименьшее значение ширины линии.

1. Образцы и экспериментальная методика

В качестве объекта исследования использована пленка смешанного феррит-граната состава $(Y_{1.15}Eu_{0.5}Bi_{0.5}Ca_{0.85})(Fe_{4.15}Si_{0.85})(O_{12})$ толщиной

2.92 μm , выращенная методом жидкофазной эпитаксии. Значения константы одноосной анизотропии и фактора качества равны соответственно $K = 1.696 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$ и $Q = 4.3$. Состав пленки контролировался по весовому соотношению компонентов шихты. В качестве подложки использован галлий-гадолиниевый грант с поверхностной гранью (111) и толщиной 0.5 mm, на который нанесена тонкая пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) с толщиной 0.2 μm . Узкая линия от ЖИГ в спектрах ФМР не наблюдалась. Нанесение слоя ЖИГ обеспечивает более высокую временную и температурную стабильность двухслойной системы и подавляет образование жестких цилиндрических доменов. Как известно, именно такие легко модифицируемые по составу пленки являются базой магнитной электроники [4]. Поэтому получение дополнительной информации о резонансных характеристиках в условиях неколлинеарных магнитных полей представляет значительный интерес. Вопросы взаимодействия мод в магнитосвязанных двухслойных системах и методика определения магнитных параметров по данным ФМР подробно обсуждались ранее в [5,6].

Образец, имеющий поперечные размеры $1 \times 0.5 \text{ mm}$, укреплялся на вертикальный штوك в пучности магнитной компоненты СВЧ поля резонатора TE_{102} . Спектры ФМР записывались на стандартном СВ ЭПР-спектрометре гомодинного типа в X -диапазоне (9.45 GHz). Производная ФМР сигнала dP/dH записывалась при уровнях мощности $p < 2 \text{ mW}$ через каждые 5° в интервале $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$. Все измерения проведены при комнатной температуре.

Геометрия эксперимента показана на рис. 1. Ось вращения образца, перпендикулярная плоскости рисунка, совпадает с осью OX , а направление нормали к пленке соответственно с осью OZ . При повороте пленки изменяется угол φ между направлением поля \mathbf{H}_R и осью OZ . При анализе спектров ФМР в условиях разориентации предполагается конфигурация, в которой направление сканирования поля \mathbf{h}_{sw} составляет угол β с направлением \mathbf{H}_R . Вектор намагниченности „отстает“ от направления внешнего поля, что характеризуется углом θ . В работе показано, что в двумерном представлении спектров всегда можно определить множество точек, соответствующее сигналу ФМР в условиях разориентации полей с произвольным β .

В процессе измерений каждый спектр интегрировался ($dP/dH \rightarrow P(H)$) и наносился в виде набора экспериментальных точек в цилиндрической системе координат $(\rho, \varphi, Z) \rightarrow (H, \varphi, P)$. Затем для каждого массива точек с фиксированным параметром $H = \text{const}$ проводилась процедура сглаживания по зависимости P от угла φ и последующая аппроксимация всего массива данных в виде единой поверхности $P(H, \varphi)$. Исходя из реальных спектров, при аппроксимации полевой зависимости использовалась лоренцева форма линии. В результате экспериментальный массив данных из 75 000 точек удалось описать единой поверхностью в относительно компактной форме. Общий вид поверхности для

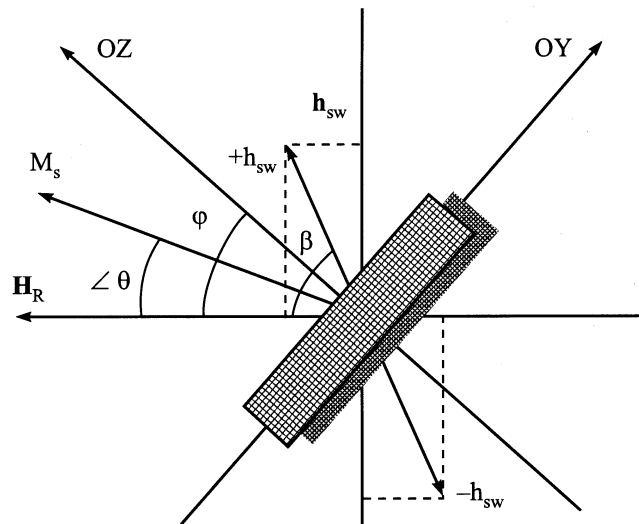


Рис. 1. Геометрия эксперимента (см. обсуждение в тексте). Вращение пленки происходит вдоль оси OX . Вектором \mathbf{h}_{sw} под углом β к полю $\mathbf{H} = \mathbf{H}_R$ обозначено эффективное сканирующее поле в условиях разориентации (на рисунке указаны соответствующие параллельные и перпендикулярные проекции \mathbf{h}_{sw}).

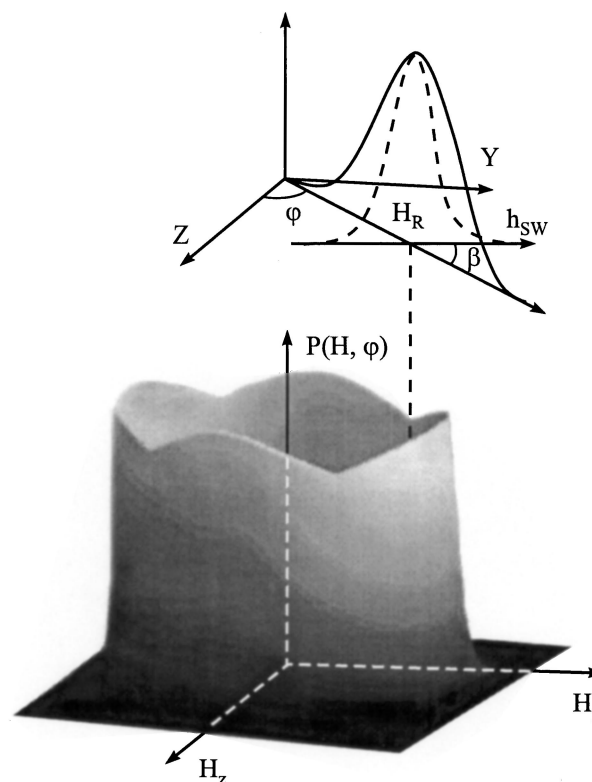


Рис. 2. Представление экспериментальной угловой зависимости спектра ФМР, $P(H, \varphi)$, для $(Y_{1.15}Eu_{0.5}Bi_{0.5}Ca_{0.85})(Fe_{4.15}Si_{0.85})(O_{12})$ в виде аппроксимированной поверхности в цилиндрических координатах (H, φ, P) . Обычный сигнал поглощения является сечением поверхности вдоль радиус-вектора \mathbf{H}_R . Сигнал ФМР в условиях разориентации соответствует сечению в окрестностях $\mathbf{H} = \mathbf{H}_R$ вдоль поля \mathbf{h}_{sw} .

($Y_{1.15}Eu_{0.5}Bi_{0.5}Ca_{0.85}$)($Fe_{4.15}Si_{0.85}$)(O_{12}) представлен на рис. 2.

Следует отметить, что в общем случае (сложные спектры, вклады различного типа анизотропий, многослойные объекты) процедура выбора единой поверхности может оказаться неэффективной из-за значительной сложности. В этом случае целесообразней, по-видимому, работать с оригинальным массивом данных в виде 3D-сетки (трехмерное представление дискретного массива данных), а аппроксимацию гладкой поверхностью проводить непосредственно в окрестностях „особых“ точек.

Важно отметить также, что последовательность записи, при которой для каждого фиксированного значения азимутального угла осуществляется двукратное сканирование внешнего поля, также весьма неэффективна при 3D-представлении угловых зависимостей. Принципиальным преимуществом обладал бы метод, в котором образец вращается вокруг оси OX так, что за один элементарный интервал (шаг) развертки магнитного поля осуществляется полный поворот образца на 360° . Таким образом, в течение одного акта развертки поля возможна запись большого числа точек при разных углах. Длительность развертки, определяемая инерционностью магнитной системы, как правило, составляет $T = 3-10$ min, что предполагает длительность элементарного шага $\Delta T \approx 0.2$ s. В то же время не сложно осуществить вращение образца со скоростями $\Omega \leq 1$ s $^{-1}$, в результате чего при совершении образцом полного оборота на каждом шаге развертки потребуется однократное сканирование поля. При выполнении соотношения

$$\Omega \ll (\tau)^{-1} \ll 2\pi f_{\text{mod}}, \quad (2)$$

где τ — время считывания (аналого-цифровым преобразователем) и f_{mod} — частота модуляции поля, допустимое число значений (углов) составит $N \sim 1/\Omega\tau$. В результате общее время эксперимента при $\Omega^{-1} \leq \Delta T$ не превысит длительности записи одного спектра. При $\Omega^{-1} = 1$ с время эксперимента возрастает в $\Omega\Delta T = 5$ раз и составляет 15 min.

Нетрудно показать, что при последовательном изменении величины угла между нормалью к поверхности образца и плоскостью (YOZ) процедура дает полную информацию о резонансных свойствах магнетика в сферических координатах в эксперименте с однократным сканированием магнитного поля. В свою очередь переход от 1D-спектров к трехмерному „портрету“ позволит перейти к качественно новому анализу резонансных свойств магнетиков с точки зрения топологических особенностей соответствующих эквипотенциальных поверхностей и их сечений.

С методологической точки зрения поверхность $P(H, \varphi)$ на рис. 2 представляет собой частный случай (сечение) 3D-портрета. В свою очередь случай с разориентацией резонансного и сканирующего полей, как нетрудно показать, представляет собой пересечение

данной поверхности с вертикальной плоскостью, проходящей под углом β к плоскости ($H_R(\varphi), OX$). В общем случае эта плоскость может быть наклонена к плоскости YOZ . Полученная в этом случае результирующая кривая представляет собой спектр ФМР в условиях неколлинеарной конфигурации. При фиксированных значениях (H_R, φ) точки нового спектра $P(h, \beta)$ могут быть определены численно путем преобразования координат в $P(H', \varphi')$ по следующему правилу (рис. 2):

$$H'^2 = H_R^2 + h_{sw}^2 + 2 \cdot H_R \cdot h_{sw} \cdot \cos \beta, \quad (3)$$

$$\varphi' = \varphi - \arcsin(h_{sw} \cdot \sin \beta). \quad (4)$$

Нетрудно видеть, что для анизотропных магнетиков зависимость ширины линии ΔH_β от угла β является немонотонной с локальным минимумом, достигающим наименьших значений при определенных углах φ , характерных для каждого магнетика.

2. Основные уравнения

В этом разделе представлена модель, позволяющая рассчитать зависимости ΔH_β и провести сравнение экспериментальных данных с результатами расчета. Известно, что в пленках смешанных феррит-гранатов вклад в угловую зависимость H_R вносят как одноосная (ростовая), так и кубическая (кристаллографическая) магнитные анизотропии. Применимость модели одноосного ферромагнетика для образца с кубической анизотропией основывается на том, что константа кубической анизотропии в исследуемом образце была на порядок меньше одноосной.

Зависимость величины резонансного поля H_R от угла φ его ориентации относительно оси анизотропии определяется, как известно, из уравнения для собственной частоты однородных колебаний намагниченности [7]. В модели одноосного ферромагнетика величина резонансного поля находится из уравнения

$$\left(\frac{\omega_R}{\gamma}\right)^2 = [H_R \cdot \cos(\theta - \varphi) + H_A \cos^2 \theta] \times [H_R \cos(\theta - \varphi) + H_A \cos(2\theta)], \quad (5)$$

где ω_R — резонансная частота, γ — гиромагнитное отношение, θ — угол равновесной ориентации вектора намагниченности \mathbf{M} в поле \mathbf{H}_R , отсчитываемый от оси анизотропии, $H_A = 2K/M - 4\pi M$ — эффективное поле анизотропии, K — константа одноосной анизотропии, M — намагниченность насыщения. Угол θ находится в результате минимизации свободной энергии системы, что в случае одноосного ферромагнетика приводит к соотношениям

$$H_A \sin 2\theta + 2H_R \sin(\theta - \varphi) = 0,$$

$$H_A \cos 2\theta + 2H_R \cos(\theta - \varphi) > 0. \quad (6)$$

Таким образом, если выбран угол φ ориентации магнитного поля и заданы параметры задачи (ω_R, K, M, γ), то H_R и θ находятся из системы уравнений (5) и (6).

Метод вычисления ширины линии ΔH_β изложен в [8], в котором на примере одноосного ферромагнетика получено следующее выражение для ширины линии ФМР, измеряемой под произвольным углом β к направлению резонансного поля:

$$\Delta H_\beta = F_\beta \Delta H_{pp}, \quad (7)$$

где

$$F_\beta = (\cos \beta + G \sin \beta)^{-1}, \quad (8)$$

$$G = \frac{1}{H_R} \frac{dH_R}{d\varphi} = \operatorname{tg}(\varphi - \theta) + \{ \sin(\theta - \varphi) + h \cdot \sin 2\theta \} \\ \times [1 + \sin \varphi \cdot (2 \sin \varphi - h \cdot \sin^3 \theta)^{-1}] \\ \times [\cos(\theta - \varphi) + h \cdot \cos 2\theta]^{-1}, \quad (9)$$

$h = H_A/H_R$. Таким образом, ширина линии ΔH_β выражается через известную величину ΔH_{pp} и функцию F_β , зависящую от углов β , φ и отношения H_A/H_R . При этом равновесный угол намагниченности θ и величина резонансного поля H_R , входящие в выражение (8), находятся из системы уравнений (5) и (6).

Метод вычисления ΔH_{pp} изложен в работе [3]. В ней показано, что поля $H_{p+}(\varphi)$ и $H_{p-}(\varphi)$, входящие в определение (1) ширины линии $\Delta H_{pp}(\varphi)$, находятся из системы уравнений (5) и (6), в которых вместо резонансной частоты ω_R нужно подставить частоты

$$\omega_{p+} = (1 - \alpha)\omega_R, \quad \omega_{p-} = (1 + \alpha)\omega_R \quad (10)$$

соответственно, где α — параметр затухания. Иными словами, ширина линии ΔH_{pp} находится путем двукратного решения системы уравнений (5) и (6) относительно полей H_{p+} и H_{p-} . Для углов $0 < \varphi < \pi/2$ эта система уравнений решается только численно. Но для двух направлений ($\varphi = 0$ и $\pi/2$), как показано в [8], можно получить аналитические выражения для ширины линии ΔH_{pp} . А именно, при $\varphi = 0$ (резонансное поле параллельно оси анизотропии) имеем

$$\Delta H_{\parallel} \equiv \Delta H_{pp}(0) = H_{p-} - H_{p+} = 2\alpha \frac{\omega_R}{\gamma}. \quad (11)$$

Если $\varphi = \pi/2$ (резонансное поле перпендикулярно оси анизотропии), то

$$\Delta H_{\perp} \equiv \Delta H_{pp}(\pi/2) = H_{p-} - H_{p+} \\ = 2\alpha \frac{\omega_R}{\gamma} \left(1 + \frac{h_A^2}{4}\right)^{-1/2}. \quad (12)$$

Здесь $h_A = H_A/(\omega_R/\gamma)$ — нормированное поле анизотропии. Из соотношения (12) следует, что если магнитное поле перпендикулярно оси анизотропии, то независимо от знака эффективного поля H_A ширина линии уменьшается по сравнению с изотропным случаем.

3. Обсуждение результатов

В случае одиночной линии ФМР лоренцевой формы анализ зависимостей $P(H, \varphi)$ значительно упрощается. На рис. 3 представлены экспериментально полученные угловые зависимости трех полей $H_{p+}(\varphi)$, $H_R(\varphi)$ и $H_{p-}(\varphi)$ в интервале $0 \leq \varphi \leq 180^\circ$. На рисунке угол φ является параметром, а по осям откладываются значения проекций внешнего поля на оси OZ и OY соответственно. Эти кривые содержат информацию и об угловой зависимости ширины линии $\Delta H_{pp}(\varphi)$, а именно, ширина линии при фиксированном φ численно равна расстоянию между первой и третьей кривыми вдоль радиус-вектора $\mathbf{H}_R(\varphi)$. Небольшая несимметричность кривых в I и II квадрантах обусловлена отклонением оси легкого намагничивания от нормали к поверхности и вкладом кубической анизотропии.

На рис. 4 приведено сравнение экспериментальных данных с рассчитанной в соответствии с (5) и (6) зависимостью $H_R(\varphi)$. В качестве параметров теории также использованы экспериментально измеренные величины (численные значения параметров см. в подписи к рисунку). Как и следовало ожидать, в случае малой константы кубической анизотропии модель одноосного ферромагнетика хорошо описывает экспериментальные данные.

На рис. 5 представлены полученные на эксперименте (точки) и рассчитанные в соответствии с изложенной выше моделью (линии) зависимости ширины линии от угла разориентации β резонансного и сканирующего магнитных полей. При их сравнении следует учесть, что погрешность в измерении ширины линии ФМР

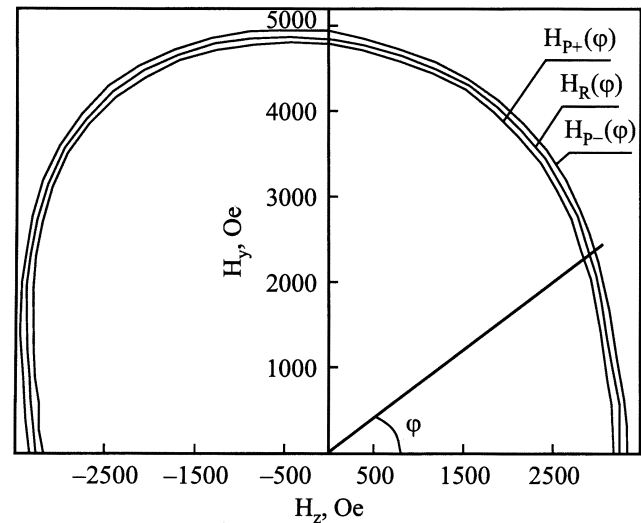


Рис. 3. Экспериментальные угловые зависимости трех параметров спектра ФМР для $(Y_{1.15}Eu_{0.5}Bi_{0.5}Ca_{0.85})(Fe_{4.15}Si_{0.85})(O_{12})$ в полярных координатах (H, φ) : максимума $H_{p+}(\varphi)$, минимума $H_{p-}(\varphi)$ и значения резонансного поля $H_R(\varphi)$, соответствующие первой производной сигнала поглощения dP/dH , в интервале $0 \leq \varphi \leq 180^\circ$ (угол φ указан на рис. 1).

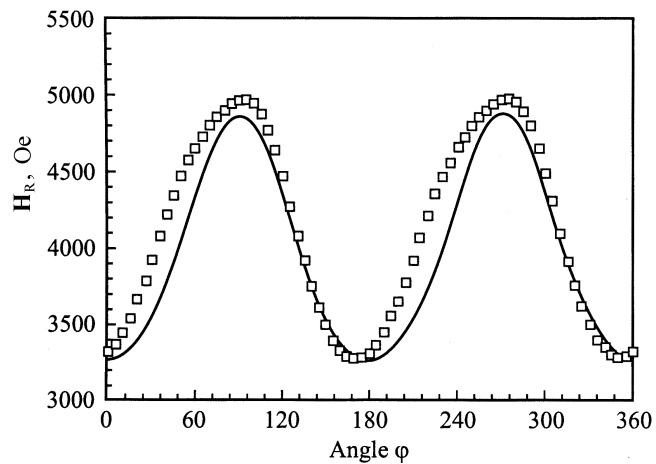


Рис. 4. Экспериментальная (точки) и теоретическая (линия) зависимости резонансного поля $H_R(\varphi)$. Значения параметров модели составляют: $f_R = \omega_R/2\pi = 9.5$ GHz, $\omega_R/\gamma = 4.31$ kOe, $M = 25$ G, $H_A = 1.04$ kOe.

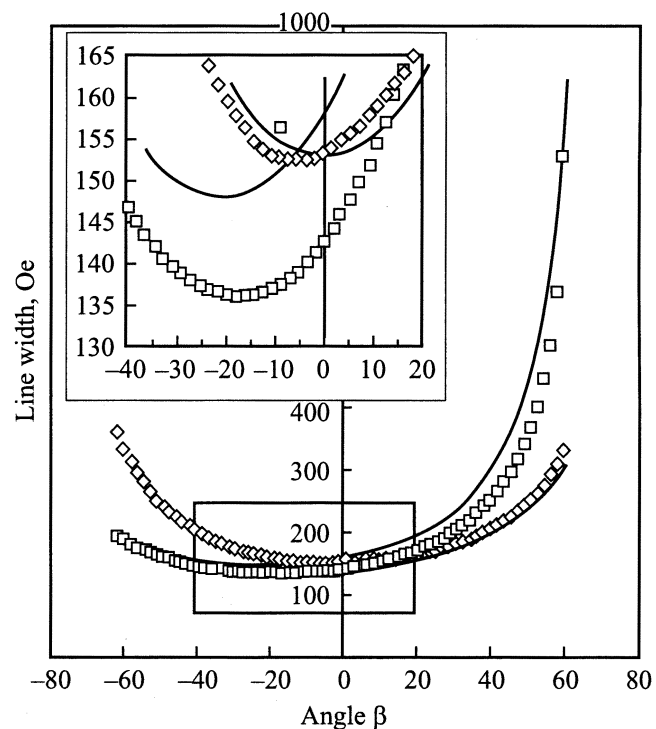


Рис. 5. Зависимости ширины линии ФМР от угла разориентации резонансного и сканирующего магнитных полей при $\alpha = 0.018$. Остальные параметры: $\varphi = 60^\circ$ (квадраты — эксперимент), $\varphi = 90^\circ$ (ромбы — эксперимент), линиями обозначены соответствующие расчетные зависимости.

в эксперименте составляет 5%. В случае одиночной симметричной линии нет необходимости построения сечений поверхности для каждого набора (φ, β) (рис. 2), поскольку величины ΔH_β будут совпадать с расстоянием $(H_{p-}(\varphi_1) - H_{p+}(\varphi_2))$, отсекаемым прямой, проходящей

через точку $H_R(\varphi)$ под углом β к радиус-вектору (рис. 3). Для более сложных спектров данное упрощение не справедливо и тогда следует проводить описанную ранее процедуру сечения поверхности. Экспериментально наблюдаемая вдоль резонансного поля ширина линии ФМР изменялась в интервале от 133 до 152 Oe.

И теоретические и экспериментальные кривые на рис. 5 приводятся для двух направлений магнитного поля относительно оси анизотропии. Случаи 1 и 2 соответствуют углам $\varphi = 60^\circ$ и 90° . Из рисунка видно, что, если $\varphi = 90^\circ$ (резонансное поле лежит в плоскости пленки), минимальная ширина линии ФМР имеет место при $\beta = 0$, т.е. минимальной является традиционно измеряемая вдоль резонансного поля ширина линии. Однако, как следует из эксперимента и расчетов, при отклонении резонансного поля от плоскости пленки на 30° ($\varphi = 60^\circ$) минимальная ширина линии наблюдается при угле разориентации $\beta = 20^\circ$. Следует заметить, что, хотя минимальная ширина линии для рассмотренной пленки ($Y_{1.15}Eu_{0.5}Bi_{0.5}Ca_{0.85})(Fe_{4.15}Si_{0.85})(O_{12})$ уменьшается незначительно, лишь на 10%, существенным является сам факт того, что минимальная ширина линии наблюдается при разориентации резонансного и сканирующего полей на 20° . Последнее означает, что можно подобрать такую геометрию резонансного и сканирующего полей, когда они разориентированы вплоть до углов, близких к 90° , а ширина линии при этом увеличивается незначительно. Этот факт имеет, в частности, и прикладное значение, поскольку появляются дополнительные возможности, например, при разработке устройств СВЧ электроники, основанных на ФМР или спиновых волнах.

Итак, в данной работе на примере феррит-гранатовой пленки установлено, что наименьшая ширина линии ФМР в анизотропных магнетиках реализуется при неколлинеарной конфигурации резонансного и сканирующего магнитных полей. Информацию об оптимальной конфигурации (углах φ и β) содержится в двумерном представлении ФМР спектров в виде поверхности $P(H, \varphi)$. При этом ее определение сводится к поиску сечения этой поверхности, дающего линию с наименьшей шириной. Подобный анализ может оказаться полезным при изучении взаимодействия мод в двухслойных и многослойных магнитных пленках. Отметим, что переход от 1D-спектров к трехмерному „портрету“ позволит перейти к качественно новому анализу резонансных свойств магнетиков с точки зрения топологических особенностей соответствующих эквипотенциальных поверхностей и их сечений.

Кроме того, полученные результаты позволяют предложить новый способ управления шириной линии ФМР в анизотропных магнетиках, заключающийся в изменении ориентации сканирующего магнитного поля по отношению к направлению резонансного. Осуществить такое изменение достаточно просто, если в присутствии постоянного резонансного поля приложить дополнительное (сканирующее) магнитное поле под некоторым углом к направлению резонансного. Такой способ управления шириной линии ФМР имеет практическое значение. Так, например, в устройствах СВЧ электроники

резонансное поле чаще всего создается постоянными магнитами, а управляющее (сканирующее) — с помощью катушек. В такой ситуации иногда оказывается технологически проще, если резонансное и управляющее поля разориентированы, но ширина линии при этом не должна существенно увеличиваться. В частности, это приводит к возможности миниатюризации устройств СВЧ электроники.

Авторы благодарят А.В. Кобелева за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] Г.В. Скороцкий, Л.В. Курбатов. В кн.: Ферромагнитный резонанс. Физматгиз, М. (1961). С. 25.
- [2] Ф.Г. Барьяхтар, В.Л. Дорман, Н.М. Ковтун. ФТТ **26**, 12, 3646 (1984).
- [3] А.М. Зюзин. ФТТ **31**, 7, 109 (1989).
- [4] А. Эшенфельдер. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. Мир, М. (1983). 496 с.
- [5] А.В. Кобелев, В.П. Гогин, В.А. Матвеев, В.Г. Таширов, А.А. Романюха, Ю.Н. Швачко, А.П. Степанов. ЖТФ **59**, 2, 95 (1989).
- [6] 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).
- [7] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). С. 55.
- [8] Г.А. Шматов, Ю.Л. Гобов. ФММ **88**, 4, 16 (1999).