

Особенности ферромагнитного резонанса в анизотропных магнитных пленках с метастабильным состоянием магнитного момента

Б. А. Беляев¹⁾, А. В. Изотов

Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 2 июля 2002 г.

На однодоменных магнитных пленках с одноосной плоскостной анизотропией обнаружен новый пик однородного ферромагнитного резонанса в планарном магнитном поле, ориентированном под углом к оси легкого намагничивания и направленном против проекции намагниченности на поле. Пик наблюдается в области полей, меньших поля перемагничивания пленки, а его природа связана с метастабильным состоянием магнитного момента. Наблюдается хорошее согласие феноменологического расчета с экспериментом.

PACS: 75.70.-i, 75.90.+w

Ранее [1] при исследовании тонких магнитных пленок (ТМП), обладающих наведенной одноосной анизотропией в плоскости, на сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса (ФМР) [2] был обнаружен узкий пик поглощения СВЧ-мощности, сопровождающийся резким увеличением магнитной восприимчивости. Пик наблюдался в постоянном магнитном поле H , ориентированном строго перпендикулярно к оси легкого намагничивания (ОЛН), а его положение в поле, равном полю одноосной магнитной анизотропии H_k не зависело от частоты накачки f . Было показано, что этот пик обусловлен нелинейной статической магнитной восприимчивостью, однако он хорошо виден на высоких и сверхвысоких частотах. В настоящей работе на пермалловых пленках с одноосной магнитной анизотропией в спектре ФМР обнаружен дополнительный пик поглощения, который, в отличие от пика статической восприимчивости, наблюдается в широком диапазоне углов между направлением постоянного магнитного поля развертки и осью легкого намагничивания. При этом положение пика, существующего в полях $H < H_k$ сильно зависит как от частоты накачки, так и от угла направления поля развертки к ОЛН (ЕМА).

Образцы пленок толщиной 500 \AA изготавливались вакуумным термическим напылением пермаллоя состава $\text{Ni}_{75}\text{-Fe}_{25}$ обладающего небольшой по величине положительной константой магнитострикции. Пленки осаждались на стеклянные подложки толщиной 0.5 мм размерами $25 \times 10 \text{ мм}$, подогретые до температуры $200 \text{ }^\circ\text{C}$ при скорости напыления 10 \AA/с . Од-

носная магнитная анизотропия в плоскости ТМП вдоль короткой оси подложки индуцировалась соответствующим направлением постоянного магнитного поля величиной 30 Э , прикладываемого во время напыления. С целью увеличения поля анизотропии в пленках создавалось одноосное упругое сжатие вдоль длинной оси, индуцированное подложкой, которая была деформирована небольшим изгибом во время напыления [3]. Благодаря упругим напряжениям поле анизотропии в центре пленок увеличивалось более чем в 3 раза по сравнению с ненапряженным образцом, достигая величины $H_k > 15 \text{ Э}$, а коэрцитивная сила, измеренная при перемагничивании образцов вдоль ОЛН, возрастала почти на порядок, достигая величины $H_c > 4 \text{ Э}$ [4]. Создание большого поля анизотропии в образцах требуется для уменьшения угловой дисперсии магнитного момента, а увеличение коэрцитивной силы, как будет показано ниже, необходимо для “удержания” магнитного момента пленки в метастабильном состоянии.

Эксперимент проводился на автоматизированном сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса [2], у которого локальность измерений $S \approx 1 \text{ мм}^2$ определялась диаметром измерительного отверстия в СВЧ головке. Векторы внешнего магнитного поля H и ортогонального ему поля СВЧ-накачки h с частотой $f = 1.034 \text{ ГГц}$ лежали в плоскости пленки (рис. 1). На исследуемом локальном участке ТМП спектры ФМР снимались при различных углах направления оси легкого намагничивания θ_n . При этом перед каждым измерением образец намагничивался вдоль ОЛН полем $H = 300 \text{ Э}$. Затем поле уменьшалось до нуля, устанавливался требуемый угол θ_n , после

¹⁾e-mail: belyaev@iph.krasn.ru

чего направление магнитного поля переключалось на противоположное и в установленном диапазоне поля развертки производилась запись двух спектров ферромагнитного резонанса. Первый спектр записывался на прямом ходе развертки поля H (штриховые линии на рис.2), а второй (сплошные линии) после намагничивания образца полем $H = 300$ Э без изменения угла θ_n , на обратном ходе развертки.

Очевидно, что при прямом ходе в начале развертки поля H проекция вектора намагниченности насыщения M_s на H (см. рис.1) направлена против поля, а значит, магнитный момент исследуемого участка

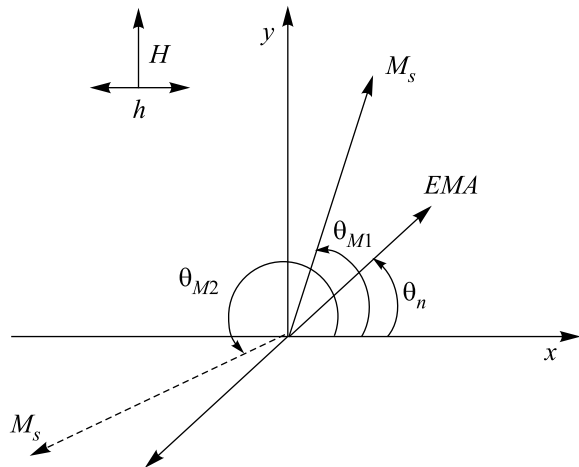


Рис.1. Модель магнитной пленки с одноосной анизотропией

пленки находится в некотором метастабильном состоянии вплоть до поля перемагничивания исследуемого участка пленки. Заметим, что, благодаря наличию низкочастотного модулирующего магнитного поля в спектрометре ФМР [2] и сравнительно малой площади измеряемого участка пленки, его перемагничивание происходит, как правило, одним скачком Баркгаузена. Поэтому поле перемагничивания является коэрцитивной силой H_c исследуемого участка ТМП [4]. Из рис.2 видно, что при “малых” углах θ_n амплитуда сигнала ФМР в стабильном, или основном состоянии, больше, чем в метастабильном, а при “больших” – наоборот. Отметим, что коэффициент усиления сигнала при записи спектров для угла $\theta_n = 25^\circ$ был на порядок выше, чем для $\theta_n = 10^\circ$.

На рис.3 показаны угловые зависимости измеренных полей однородного ферромагнитного резонанса $H_R(\theta_n)$ в основном состоянии магнитного момента (черные точки) и метастабильном (белые точки) для центрального участка исследуемого образца пленки с полем анизотропии $H_k = 16.6$ Э и эффективной намагниченностью насыщения $M_s = 980$ Гс. Здесь же

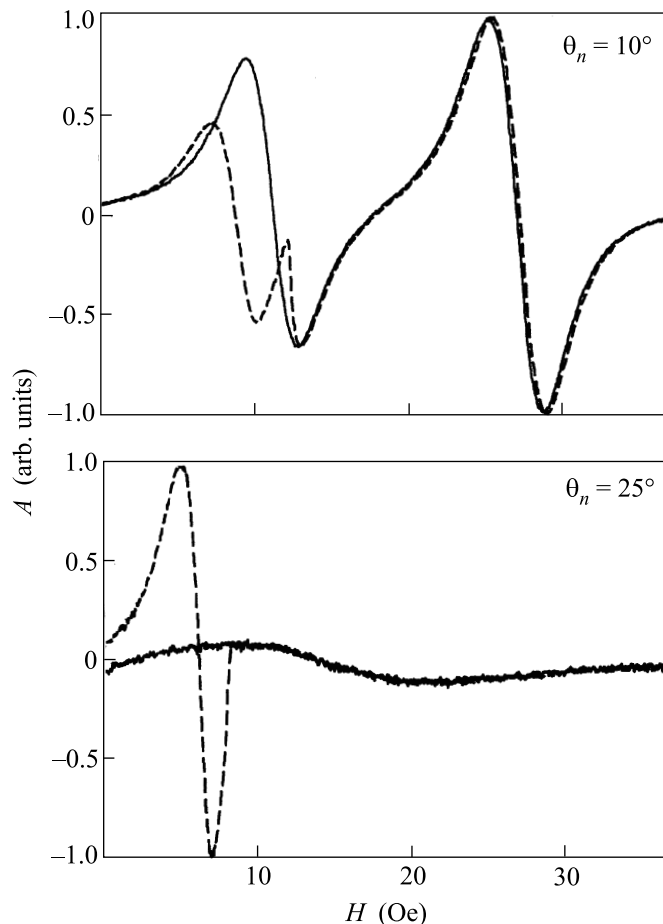


Рис.2. Производные линий поглощения для основного (сплошные линии) и метастабильного (штриховые) состояний магнитного момента ТМП

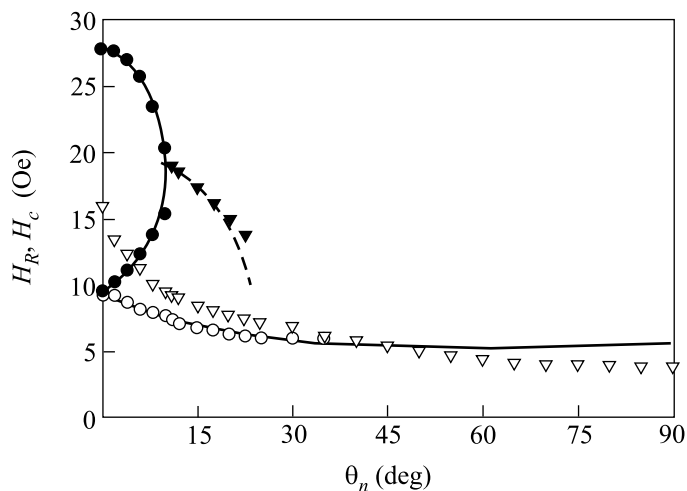


Рис.3. Угловые зависимости резонансных полей и поля перемагничивания магнитной пленки. Точки – эксперимент, линии – расчет (пояснение в тексте)

белыми треугольниками представлена угловая зави-

симось поля перемагничивания $H_c(\theta_n)$ измеряемого участка ТМП, которое в случае намагничивания пленки ортогонально ОЛН почти совпадает с полем анизотропии, однако с увеличением θ_n быстро падает. Черными треугольниками на рисунке показаны измеренные резонансные поля на участке углов θ_n , где амплитуда сигнала ФМР для основного состояния магнитного момента меньше, чем для метастабильного состояния. На этом участке с ростом θ_n вместе с уменьшением резонансного поля монотонно уменьшается и величина сигнала ФМР, который постепенно исчезает в шумах. На рис.3 видно, что резонансное поле для магнитного момента в метастабильном состоянии также монотонно уменьшается с увеличением угла θ_n , однако его можно измерить лишь в случае $H_c > H_R$.

Для выяснения природы наблюдаемых резонансов рассмотрим модель безграничной однодоменной магнитной пленки, обладающей одноосной магнитной анизотропией в плоскости, ось легкого намагничивания которой направлена под углом θ_n к оси x (рис.1). Как известно, в планарном магнитном поле H , приложенном под произвольным углом к ОЛН, меньшем по величине поля анизотропии H_k , в такой пленке существует два термодинамически устойчивых положения вектора магнитного момента [5]. Эти два состояния разделены барьером, высота которого определяется величиной H_k , а область существования двух состояний ограничена кривой, соответствующей уравнению циклоиды:

$$H_x^{2/3} + H_y^{2/3} = H_k^{2/3}. \quad (1)$$

Наличие помимо основного состояния намагниченности с равновесным углом θ_{M1} (см. рис.1), отвечающего абсолютному минимуму энергии, второго – метастабильного положения с равновесным углом θ_{M2} , отвечающего локальному минимуму энергии, приводит, в частности, к гистерезису, а также к возможности наблюдения ферромагнитного резонанса для обоих состояний.

Для модели ТМП, изображенной на рис.1, решая уравнение Ландау-Лифшица без учета затухания, несложно получить (например, следуя [6]) выражение для определения собственной частоты прецессии намагниченности ω_0 :

$$\omega_0^2 = \Omega_1 \cdot \Omega_2, \quad (2)$$

где

$$\Omega_1 = \gamma[H \sin(\theta_M) + H_k \cos^2(\theta_n - \theta_M) + 4\pi M_S];$$

$$\Omega_2 = \gamma[H \sin(\theta_M) + H_k \cos 2(\theta_n - \theta_M)];$$

γ – гиромагнитное отношение, а равновесный угол θ_M для вектора намагниченности M_s определяется из уравнения

$$H \cos(\theta_M) + \frac{1}{2}H_k \sin 2(\theta_n - \theta_M) = 0, \quad (3)$$

полученного из условия минимума плотности свободной энергии пленки, включающей энергию Зеемана, энергию анизотропии и энергию размагничивающих полей. Уравнение (3) в зависимости от величины магнитного поля и ориентации оси легкого намагничивания дает либо одно значение равновесного угла θ_M , либо два различных значения, соответствующих основному и метастабильному состояниям вектора намагниченности.

На рис.3 сплошными линиями представлены угловые зависимости резонансного поля, построенные по формулам (2) и (3) для обоих состояний магнитного момента исследуемой пленки. Видно, что наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента как в основном, так и в метастабильном состояниях. Однако полученные формулы не описывают угловую зависимость положения пика, наблюдаемого в эксперименте при значениях $\theta_n > 10^\circ$ (черные треугольники на рис.3). Природу этого пика объясняет полевая зависимость компоненты χ_{xx} тензора динамической магнитной восприимчивости, которую также несложно вычислить для рассматриваемой модели ТМП (см. рис.1), решая уравнение Ландау-Лифшица с параметром затухания α в диссипативном члене в форме Гильберта:

$$\chi_{xx} = \frac{\gamma M_s (\Omega_1 + i\alpha\omega) \sin^2 \theta_M}{\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2 + i\alpha\omega(\Omega_1 + \Omega_2)}. \quad (4)$$

Разделяя эту компоненту на вещественную и мнимую части, а также считая $\alpha^2 \ll 1$, получим:

$$\chi_{xx} = \chi'_{xx} - i\chi''_{xx}, \quad (5)$$

$$\chi'_{xx} = \frac{\gamma M_s [\Omega_1 (\omega_0^2 - \omega^2) + \alpha^2 \omega^2 (\Omega_1 + \Omega_2)] \sin^2 \theta_M}{[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 (\Omega_1 + \Omega_2)^2]}, \quad (6)$$

$$\chi''_{xx} = \frac{\gamma M_s \alpha \omega (\Omega_1^2 + \omega^2) \sin^2 \theta_M}{[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 (\Omega_1 + \Omega_2)^2]}. \quad (7)$$

Очевидно, что изменение поглощения электромагнитной энергии магнитной пленкой при развертке поля H определяется полевой зависимостью величины χ''_{xx} , при этом в максимумах поглощения $d\chi''_{xx}/dH = 0$ и $d^2\chi''_{xx}/dH^2 < 0$. Нетрудно показать, что кроме основных максимумов поглощения, наблюдаемых при ферромагнитном резонансе в полях H_R ,

когда частота накачки $\omega = \omega_0$, обнаруживается еще один максимум в поле, где

$$\frac{d}{dH}(\Omega_1 \cdot \Omega_2) = 0. \quad (8)$$

Угловая зависимость положения этого максимума, полученная численным расчетом из формулы (7) для частоты накачки, на которой проводились измерения ($f = 1.034$ ГГц), представлена на рис.3 штриховой линией и она, как видно, также достаточно хорошо согласуется с экспериментом.

Обнаруженный дополнительный максимум восприимчивости может наблюдаться лишь в ограниченном диапазоне изменения угла θ_n и, как показывает расчет, нижняя граница этого диапазона определяется частотой накачки, причем граница стремится к нулю при $\omega \rightarrow 0$. Важно отметить, что обнаруженный пик восприимчивости существует только тогда, когда частота накачки $\omega < \omega_0$, поэтому его нельзя считать ферромагнитным резонансом. По существу этот пик характеризует поглощение СВЧ-мощности магнитной пленкой, связанное с приближением частоты ФМР во время развертки магнитного поля к частоте накачки, а затем удалением от нее.

Такие выводы хорошо подтверждают результаты расчета на рис.4, в верхней части которого представлены зависимости собственных частот однородных колебаний намагниченности в рассматриваемой модели ТМП от постоянного магнитного поля, построенные в соответствии с выражением (2) для нескольких различных направлений ОЛН. Сплошными линиями показаны частоты ФМР для основного состояния, точками и штриховой линией – для метастабильного. В расчете использовались параметры исследованного участка магнитной пленки, которые были приведены выше. Горизонтальной штрих-пунктирной линией на рисунке показана частота накачки, на которой проводились измерения. Видно, что, действительно, благодаря немонотонной зависимости $\omega_0(H)$, наблюдаемой при некоторых углах, например, при $\theta_n = 15^\circ$, резонансная частота при развертке поля сначала приближается к частоте накачки, а затем удаляется от нее. Поэтому положение максимума на полевой зависимости поглощения СВЧ-мощности пленкой совпадает с положением минимума на зависимости $\omega_0(H)$, (см. формулы (2) и (8)).

Установлено, что для частоты $\omega = 0$ с увеличением угла θ_n поле ферромагнитного резонанса H_R для метастабильного состояния магнитного момента пленки сначала уменьшается, достигая своего минимального значения ($H_R = H_k/2$) при $\theta_n = 45^\circ$ (см. рис.4), а затем вновь увеличивается до максималь-

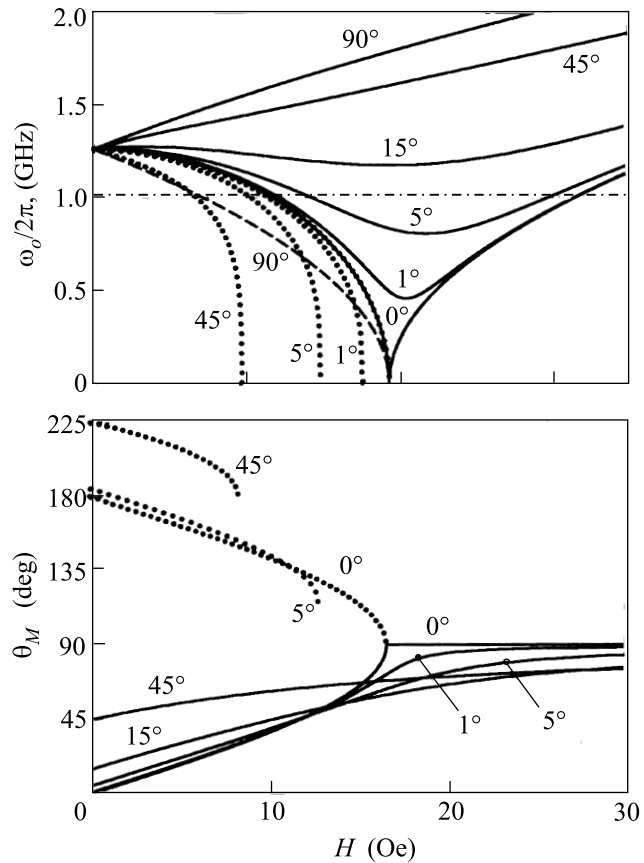


Рис.4. Полевые зависимости частоты ФМР и равновесного угла намагниченности для нескольких направлений оси легкого намагничивания. Сплошные линии – основное состояние магнитного момента, точки и штриховая линия – метастабильное

ного значения ($H_R = H_k$). Отметим, что в случае $\theta_n = 0^\circ$ частоты ФМР для метастабильного и основного состояния в полях $H < H_k$ полностью совпадают. На нижней части рис.4 представлены полевые зависимости углов равновесной ориентации намагниченности насыщения, построенные в соответствии с выражением (3) для некоторых значений θ_n . Как и следовало ожидать, эти зависимости существенно различаются для основного состояния (сплошные линии) и для метастабильного – точки.

Таким образом, на специально приготовленных образцах тонких магнитных пленок обнаружен ферромагнитный резонанс в особом метастабильном состоянии магнитного момента. В феноменологическом приближении исследованы дисперсионные зависимости поля ФМР, продемонстрировано хорошее согласие теории и эксперимента. Показано, что в метастабильном состоянии измерить поле ферромагнитного резонанса можно лишь при условии, что оно меньше поля перемангничивания образца ТМП. Дру-

гими словами, обнаруженный эффект может наблюдаться в пленках с достаточно высокой коэрцитивной силой.

Кроме того, установлено, что пики поглощения СВЧ-мощности, наблюдаемые в эксперименте для основного состояния пленки в определенной области углов направления ОЛН, являются следствием немонотонной дисперсионной зависимости поля ферромагнитного резонанса. Несмотря на то, что при записи спектров эти пики проявляются как ферромагнитный резонанс, однако они наблюдаются на частотах ниже частоты ФМР, поэтому не являются таковыми. В этом случае изменение поглощения СВЧ мощности при развертке магнитного поля обусловлено приближением резонансной частоты к частоте накачки и удалением от нее. Ширина таких пиков поглощения значительно больше ширины линии ферромагнитного резонанса и, в принципе, они могут наблюдаться в любых, в том числе и массивных магнитных ма-

териалах, где имеет место немонотонное поведение частотной дисперсии резонансного поля.

1. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, С. Я. Кипарисов, Письма в ЖЭТФ **74**, 124 (2001).
2. Б. А. Беляев, А. А. Лексиков, И. Я. Макиевский, В. В. Тюрнев, ПТЭ **3**, 106 (1997).
3. Б. А. Беляев, А. Г. Владимиров, В. В. Поляков, Тез. докл. XVI Межд. шк.-сем. "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва 23–26 июня, 1998, ч. 1, с. 329.
4. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, А. А. Лексиков, Заводская лаборатория. Диагностика материалов **67**, № 9, 23 (2001).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*. М.: Наука, 1982, с. 205.
6. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, М.: Наука, 1973, с. 79-89.