

# Особенности прецессионной динамики намагниченности одноосной магнитной пленки

© Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,  
Ульяновск, Россия

(Поступила в Редакцию 4 марта 2010 г.  
В окончательной редакции 31 мая 2010 г.)

На основе численного решения уравнений Ландау–Лифшица проведен анализ прецессионной динамики намагниченности пленки с плоскостной одноосной анизотропией в случае ее подмагничивания вдоль оси трудного намагничивания. В спектре ферромагнитного резонанса выявлен дополнительный пик вблизи поля магнитной анизотропии, появление которого связано с угловой бистабильностью из-за наличия двух симметричных угловых положений равновесия. Вид траекторий прецессионного движения при подмагничивании вдоль „трудной“ оси существенно отличается от эллиптических траекторий, отвечающих подмагничиванию вдоль „легкой“ оси.

Работа выполнена при частичной поддержке Федерального агентства по науке и инновациям в рамках ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг. (ГК № 02.740.11.5093).

## 1. Введение

Известно [1,2], что для одноосной ферромагнитной пленки, находящейся в однодоменном состоянии и намагниченной в своей плоскости вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН), имеется одна ветвь  $\omega^+(H)$  однородного ферромагнитного резонанса (ФМР). Эта ветвь лежит выше значения частоты  $\omega_0 = \gamma\sqrt{4\pi MH_u}$  (здесь  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $M$  — намагниченность насыщения,  $H_u = 2K/M$  и  $K$  — поле и энергия одноосной анизотропии). Случаю подмагничивания пленки вдоль оси трудного намагничивания (ОТН) отвечают две резонансные ветви  $\omega_{1,2}^-(H)$ . Эти ветви располагаются ниже ветви  $\omega^+(H)$ , соответствующей случаю  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ . Одна из указанных резонансных ветвей  $\omega_1^-(H)$  лежит в области полей  $H < H_u$ , а другая ветвь  $\omega_2^-(H)$  — в области  $H > H_u$ , поэтому одному значению частоты  $\omega \leq \omega_0$  отвечают два значения резонансного поля. При значении подмагничивающего поля  $H = H_u$  обе ветви смыкаются и резонансная частота  $\omega_r \rightarrow 0$ . Согласно теории, на конечной частоте при  $H = H_u$  резонансный пик должен отсутствовать. Между тем в работах [3,4] в спектрах ФМР, полученных на одноосных пленках при их подмагничивании вдоль „трудной“ оси, такой пик был экспериментально обнаружен. Его ширина оказалась намного уже ширины линии однородного ФМР, и он проявлялся не на всех частотах.

Обратим внимание на тот факт, что при подмагничивании пленки вдоль „легкой“ оси ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ ) резонансная прецессия вектора  $\mathbf{M}$  в высокочастотном поле  $\mathbf{h}$ , приложенном перпендикулярно статическому полю  $\mathbf{H}$ , происходит по сильно вытянутой в плоскости пленки эллиптической траектории. При подмагничивании пленки вдоль „трудной“ оси траектория резонансной прецессии магнитного момента перестает быть эллиптической и становится более сложной. При этом на ее форму может

существенно влиять не только амплитуда, но частота, фаза и поляризация переменного поля. В связи с этим в настоящей работе исследовались особенности прецессионной динамики магнитного момента одноосной пленки вблизи поля анизотропии. Оказалось, что при ее подмагничивании вдоль „трудной“ оси полем, значение которого близко к полю одноосной анизотропии  $H_u$ , возможно появление указанного выше пика. Это связано с проявлением угловой динамической бистабильности магнитного момента пленки из-за наличия двух близких по углу положений равновесия [5].

## 2. Основные уравнения резонансной динамики намагниченности

Под воздействием переменного магнитного поля  $\mathbf{h}$ , перпендикулярного подмагничивающему полю  $\mathbf{H}$ , магнитный момент  $\mathbf{M}$  совершает прецессионное движение вокруг своей равновесной ориентации. Динамическое поведение намагниченности во внешних статическом и переменном магнитных полях описывается уравнением Ландау–Лифшица, которое в сферических координатах приводит к следующим уравнениям для двух независимых угловых переменных, определяющих ориентацию намагниченности [2]:

$$\begin{aligned} \dot{\psi}M &= -\frac{\lambda}{M} \frac{\partial F}{\partial \psi} + \frac{\gamma}{\cos \psi} \frac{\partial F}{\partial \varphi}, \\ \dot{\varphi}M \cos \psi &= -\gamma \frac{\partial F}{\partial \psi} - \frac{\lambda}{M \cos \psi} \frac{\partial F}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь азимутальный угол  $\varphi$  отсчитывается от направления поля  $\mathbf{H}$ , а полярный угол  $\psi$  — от плоскости пленки,

$\lambda$  — параметр затухания, а плотность свободной энергии однородно намагниченной пленки дается выражением

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H} + \mathbf{h}) - \frac{1}{2}\beta(\mathbf{nM})^2 + \frac{1}{2}(\mathbf{MNM}), \quad (2)$$

где  $\beta$  — константа плоскостной одноосной анизотропии,  $N$  — тензор размагничивающих коэффициентов с единственной отличной от нуля компонентой  $N_{zz} = 4\pi$  (считаем ось  $Z$  перпендикулярной плоскости пленки).

Решение уравнений (1) позволяет найти временную зависимость ориентации вектора  $\mathbf{M}$  при заданной ориентации временной зависимости приложенных полей  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{h}(t)$ , а также определить траекторию конца вектора  $\mathbf{M}$  в процессе прецессионного движения. В общем случае частота резонансной прецессии намагниченности определяется выражением

$$\omega_r = \frac{\gamma}{M \cos \psi_0} \left[ \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right)_0 \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \psi^2} \right)_0 - \left( \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \psi} \right)_0^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где вторые производные от свободной энергии вычисляются для равновесной ориентации намагниченности. В случае плоскостного подмагничивания вдоль „легкой“ оси соотношение (3) приводится к виду

$$\omega_r^+ = \gamma \sqrt{4\pi M(H + H_u)}. \quad (4)$$

В случае подмагничивания вдоль „трудной“ оси частота ферромагнитного резонанса дается выражением

$$\omega_r^- = \gamma \sqrt{4\pi M(H \cos \varphi_0 - H_u \cos 2\varphi_0)}. \quad (5)$$

Далее показано, что равновесный азимутальный угол  $\varphi_0$  в зависимости от величины подмагничивающего поля в рассматриваемом случае может принимать два значения.

### 3. Равновесные состояния намагниченности

Ввиду большого значения размагничивающего поля  $4\pi M$  в одноосных пленках ферромагнитного металла в отсутствие внешнего подмагничивающего поля вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  лежит в плоскости пленки и ориентирован вдоль наведенной ОЛН. Для выявления особенностей резонансной прецессионной динамики намагниченности, равновесная ориентация которой близка к направлению „трудной“ оси или совпадает с ней, определим зависимость равновесного угла  $\varphi_0$  от подмагничивающего поля. Будем считать, что поле  $\mathbf{H}$  и орт „легкой“ оси  $\mathbf{n}$  лежат в плоскости пленки.

При статическом подмагничивании пленки вдоль ОЛН, т.е. при  $h = 0$  и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ , полевая зависимость свободной энергии, согласно (2), запишется следующим

образом:

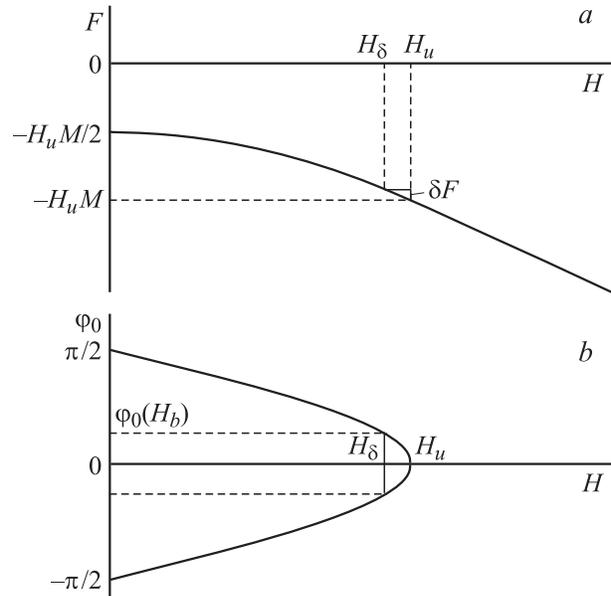
$$F(H) = \begin{cases} -\frac{M(H^2 + H_u^2)}{2H_u}, & H < H_u, \\ -MH, & H \geq H_u, \end{cases} \quad (6)$$

где  $H_u = \beta M$  — поле наведенной одноосной анизотропии. При этом в данной геометрии вектор  $\mathbf{M}$  в равновесном состоянии лежит в плоскости пленки и равновесный угол  $\varphi_0$  между векторами  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{H}$  находится из условия  $\partial F / \partial \varphi = 0$  и определяется как

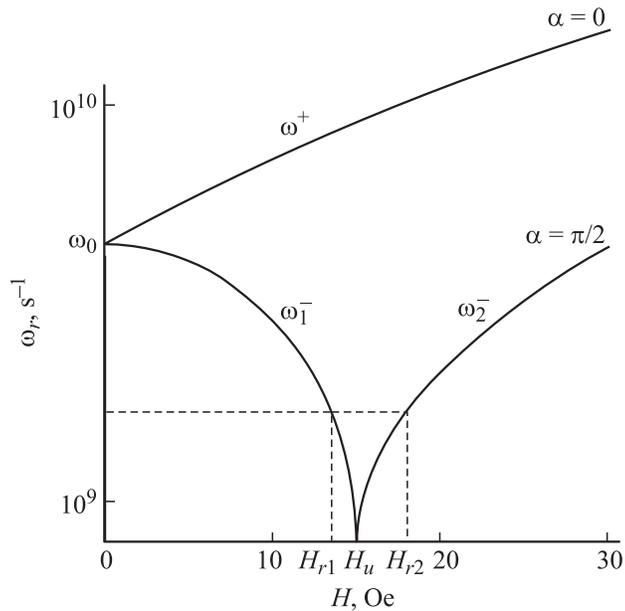
$$\varphi_0(H) = \begin{cases} \pm \arccos(H/H_u), & H < H_u, \\ 0, & H \geq H_u. \end{cases} \quad (7)$$

Полевые зависимости свободной энергии и равновесного угла при подмагничивании пленки вдоль ОЛН, определяемые соотношениями (6) и (7), приведены на рис. 1, *a, b*. Вид общей зависимости  $\varphi_0(H)$  показывает, что в области значений подмагничивающего поля  $H \geq H_u$  имеется одна равновесная ориентация намагниченности пленки — вдоль поля, т.е.  $\varphi_0 = 0$ . В области  $H < H_u$  намагниченность пленки имеет два симметрично расположенных угловых положения равновесия, для которых  $\cos \varphi_0 = H/H_u$ . Если значение подмагничивающего поля оказывается в непосредственной близости к значению поля анизотропии, то угловое расстояние между двумя симметричными положениями равновесия также является достаточно малым и легко может преодолеваться при наличии высокочастотного поля, приводящего к прецессии намагниченности.

Подставляя в выражение (5) для резонансной частоты  $\omega_r$  выражения (7) для равновесного угла  $\varphi_0(H)$ , приходим к следующим зависимостям резонансной частоты



**Рис. 1.** Полевые зависимости свободной энергии  $F$  (*a*) и равновесного угла  $\varphi_0$  (*b*) при подмагничивании пленки вдоль ОЛН.



**Рис. 2.** Полевая зависимость резонансной частоты при подмагничивании пленки вдоль ОЛН и ОТН ( $\alpha = 0, \pi/2$ ).

от поля при подмагничивании вдоль ОТН:

$$\omega_{r1}^- = \gamma \sqrt{4\pi M(H - H_u)}, \quad H \geq H_u, \quad (8a)$$

$$\omega_{r2}^- = \gamma \sqrt{4\pi M(H_u - H^2/H_u)}, \quad H < H_u. \quad (8b)$$

Построенная на основе соотношений (4) полевая зависимость резонансной частоты при подмагничивании вдоль ОЛН на всем интервале поля имеет монотонно растущий характер. При подмагничивании вдоль ОТН указанная зависимость имеет две монотонные ветви — спадающую (8a) и растущую (8b), которые сходятся при значении поля  $H = H_u$  на частоте  $\omega_r \rightarrow 0$  (рис. 2).

Таким образом, на фиксированной частоте  $\omega < \omega_0$  должны наблюдаться два резонансных пика со следующими значениями резонансного поля:

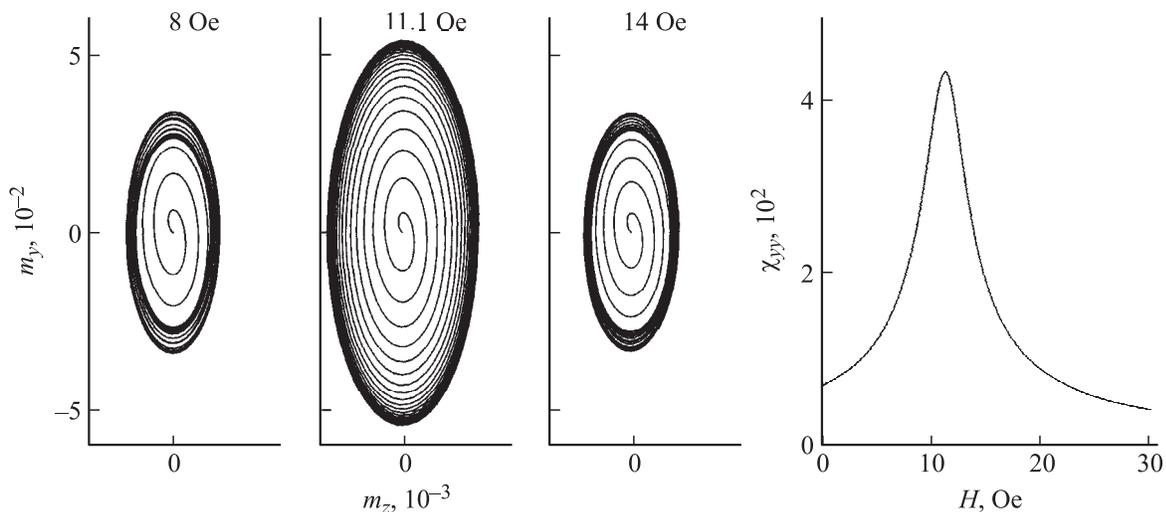
$$H_{r1} = H_u \sqrt{1 - \omega^2/\omega_0^2}, \quad H < H_u,$$

$$H_{r2} = H_u(1 + \omega^2/\omega_0^2), \quad H \geq H_u. \quad (9)$$

### 4. Численный анализ

В работе проводилось численное решение уравнений (1) для компонент вектора намагниченности одноосной пленки, параметры которой близки к параметрам реальных пленок состава 80Ni20Fe:  $4\pi M = 10^4$  G,  $H_u = 15$  Oe,  $\omega_0 \simeq 6.8 \cdot 10^9$  s<sup>-1</sup>,  $\lambda = 5 \cdot 10^7$  s<sup>-1</sup> [1]. К пленке приложено плоскостное высокочастотное поле  $\mathbf{h} = \mathbf{h}_0 \sin \omega t$ , перпендикулярное статическому полю  $\mathbf{H}$ , ориентированному в плоскости пленки вдоль оси  $OX$ . Далее приводятся проекции на плоскость  $YOZ$  траектории переходного прецессионного процесса (с момента включения поля  $\mathbf{h}$  до установившегося движения) относительного вектора  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$  и резонансные кривые для высокочастотной восприимчивости  $\chi(H)$ , полученные для определенных частот и амплитуд переменного поля  $h_0$ .

1) Вначале рассмотрим прецессионную динамику магнитного момента на частоте  $\omega = 9 \cdot 10^9$  s<sup>-1</sup> при подмагничивании пленки вдоль „легкой“ оси, когда  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H} \parallel OX$ . Из зависимостей, приведенных на рис. 3 для трех значений поля  $H$ , следует, что конец вектора  $\mathbf{M}$  в установившемся режиме описывает в плоскости  $YOZ$  сильно вытянутую вдоль оси  $OY$  эллиптическую траекторию. Практически полный выход магнитного момента пленки из равновесного положения на стационарную траекторию с момента включения высокочастотного поля происходит за время  $\tau \approx 30T \approx \lambda^{-1} = 2 \cdot 10^{-8}$  s, где  $T = 3\pi/\omega$  — период высокочастотного поля  $h(t)$ .



**Рис. 3.** Траектории прецессии вектора  $\mathbf{m}$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$  и спектр ФМР пленки.  $\omega = 9 \cdot 10^9$  s<sup>-1</sup>,  $\lambda = 5 \cdot 10^7$  s<sup>-1</sup>,  $h_0 = 0.1$  Oe.

Наибольшая амплитуда перцессии  $m_y^{\max} \approx 5 \cdot 10^{-2}$  достигается при резонансном значении поля  $H_r = 11.1$  Ое.

Для зависящих от времени компонент намагниченности справедливы соотношения  $m_\alpha(t) = \chi_{\alpha y} h_y(t)$ . Так как  $m_y \gg m_z$ , для соответствующих компонент тензора высокочастотной восприимчивости имеет место неравенство  $\chi_{yy} \gg \chi_{zy}$ . Поэтому поглощаемую пленкой мощность высокочастотного поля с большой степенью точности можно считать связанной только с компонентой  $\chi_{yy}$ . Поскольку траектория перцессии в рассматриваемом случае является симметричной относительно равновесной ориентации  $\varphi_0 = \psi_0 = 0$ , указанная компонента восприимчивости пропорциональна большой полуоси эллиптической траектории, т.е.  $\chi_{yy} \approx m_y^{\max} M/h_y$ . Полученная зависимость  $\chi_{yy}(H)$  имеет резонансный характер с хорошо выраженным одним резонансным пиком.

2) В случае подмагничивания пленки вдоль „трудной“ оси ( $\mathbf{n} \perp \mathbf{H} \parallel OX$ ) характер перцессионных траекторий оказывается значительно сложнее. Он существенно зависит от частоты и амплитуды высокочастотного поля, величины подмагничивающего поля. Рассмотрим несколько динамических режимов перцессии, реализуемых на различных частотах  $\omega < \omega_0$ .

На рис. 4 приведены резонансные зависимости восприимчивости  $\chi_{yy}(H)$  и установившиеся перцессионные траектории, отвечающие резонансным значениям подмагничивающего поля на частоте  $\omega = 5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  и двум значениям амплитуды переменного поля  $h_0 = 0.1, 0.5$  Ое (кривые 1 и 2). Из представленных траекторий видно, что в области полей  $H < H_u$  перцессия магнитного момента пленки совершается вокруг равновесного направления, не совпадающего с направлением подмагничивающего поля. Малой амплитуде высокочастотного по-

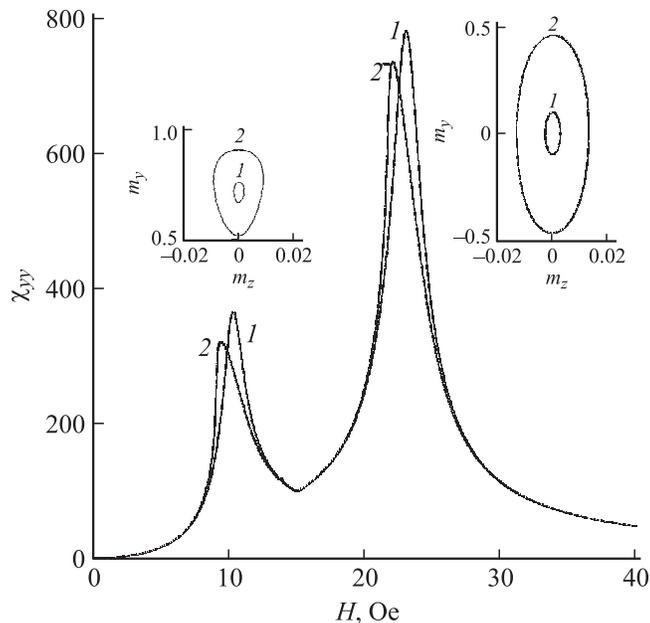


Рис. 4. Спектры ФМР пленки при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$  и траектории перцессии вектора  $\mathbf{m}$  в условиях резонанса.  $\omega = 5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ .

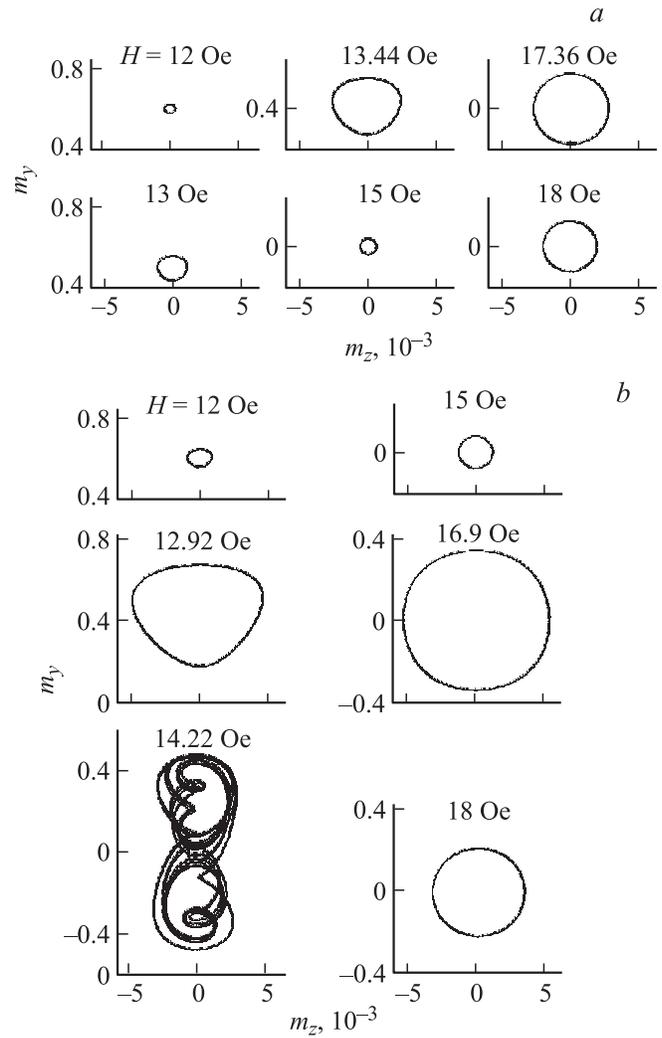


Рис. 5. Траектории перцессии вектора  $\mathbf{m}$  при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ .  $\omega = 2.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ .  $h_0, \text{ Oe}$ : а — 0.1, б — 0.2.

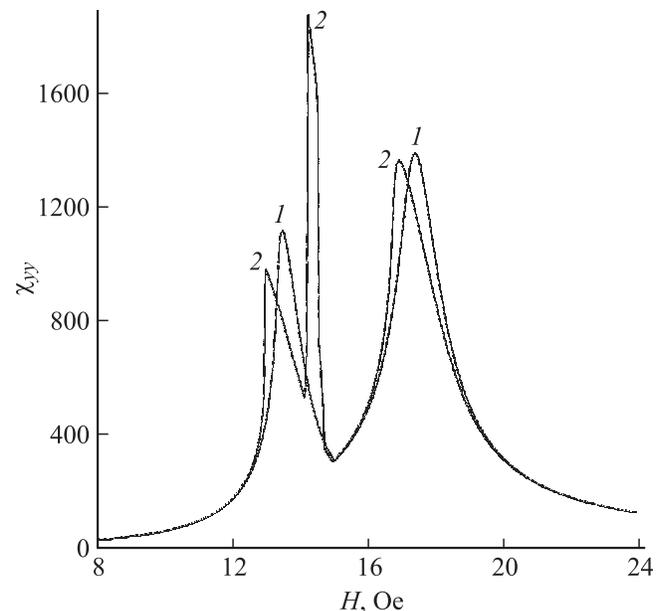


Рис. 6. Спектры ФМР пленки при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ .  $\omega = 2.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ .  $h_0, \text{ Oe}$ : 1 — 0.1, 2 — 0.2.

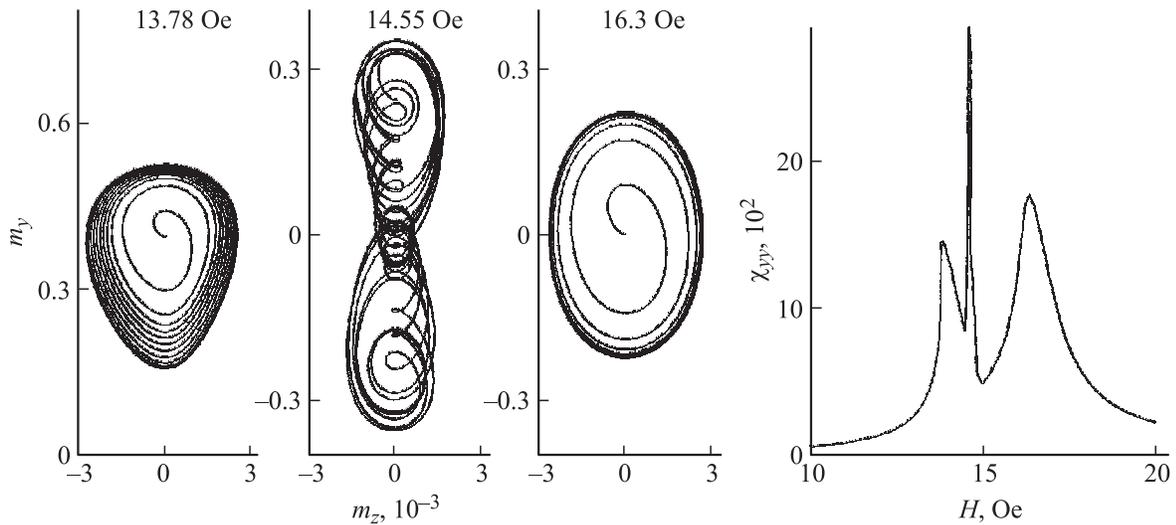


Рис. 7. Резонансные траектории прецессии вектора  $\mathbf{m}$  при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$  и спектр ФМР пленки.  $\omega = 2.2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ,  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$ .

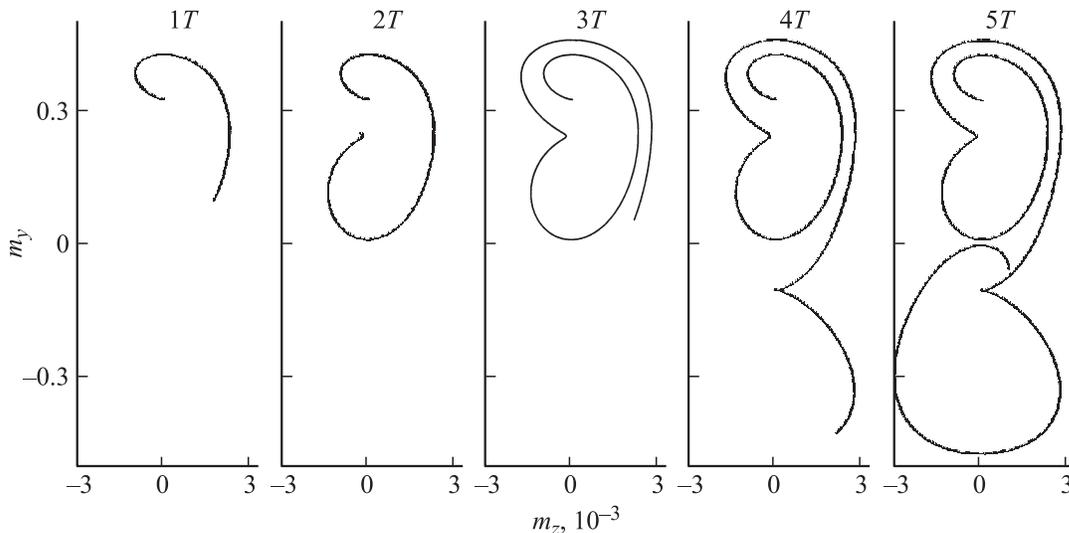


Рис. 8. Траектории прецессии вектора  $\mathbf{m}$  при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$  в различные моменты времени.  $H = 14.2 \text{ Oe}$ ,  $\omega = 2.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ,  $h = 0.2 \text{ Oe}$ .

ля ( $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$ ) отвечают значения резонансного поля  $H_{r1} = 10.2 \text{ Oe}$  и  $H_{r2} = 23.1 \text{ Oe}$ , которые следуют из линейной теории ФМР и определяются выражениями (9). С увеличением амплитуды  $h_0$  высота резонансных пиков незначительно уменьшается и наблюдается их наклон в сторону меньших полей. Подобный наклон является результатом проявления нелинейности уравнений (4) при больших амплитудах высокочастотного поля [6,7]. Отметим, что амплитуда прецессии и, следовательно, восприимчивость пленки при ее подмагничивании вдоль „трудной“ оси почти на порядок больше амплитуды прецессии и восприимчивости, отвечающей подмагничиванию вдоль „легкой“ оси.

3) На рис. 5, *a, b* для различных значений поля  $H$  приведены установившиеся траектории магнитного момента, реализуемые под воздействием поля накачки с

частотой  $\omega = 2.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  и амплитудой  $h_0 = 0.1, 0.2 \text{ Oe}$ . Из представленных зависимостей следует, что амплитуда прецессии при  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$  достигает максимума при резонансных значениях поля  $H_{r1} = 13.44 \text{ Oe}$  и  $H_{r2} = 17.36 \text{ Oe}$ . При  $h_0 = 0.2 \text{ Oe}$  увеличение амплитуды прецессии наблюдается не только вблизи резонансных полей  $H_{r1} \approx 12.92 \text{ Oe}$  и  $H_{r2} \approx 16.9 \text{ Oe}$ , но и вблизи поля бистабильности, которое на данной частоте имеет значение  $H_b \approx 14.22 \text{ Oe}$ . Вблизи этого значения подмагничивающего поля траектория прецессии охватывает два угловых положения равновесия и является незамкнутой (на рисунке приведена траектория за время  $\tau \approx 30T$ , где период высокочастотного поля  $T = 2\pi/\omega$ ). Таким образом, на данной частоте энергия поля накачки с амплитудой  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$  оказывается недостаточной для преодоления потенциального барьера магнитным момен-

том и совершения им перескока ко второму положению равновесия. На рис. 6 приведена полевая зависимость восприимчивости  $\chi_{yy}(H)$  на частоте  $\omega = 2.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ , которая построена на основе рассмотренных выше прецессионных траекторий. Наличие узкого дополнительного пика, отвечающего полю  $H_b$ , обусловлено бистабильностью, которая связана с двумя близкими по углу равновесными состояниями. Эти состояния „притягивают“ магнитный момент, и его прецессия с равной вероятностью происходит около каждого из них.

4) Энергия, сообщаемая СВЧ-полем магнитному моменту, оказывается достаточной для преодоления потенциального барьера  $\delta F$  между указанными состояниями. Однако, как показал анализ динамики перехода прецессии от одного равновесного состояния к другому, он происходит не за один период СВЧ-поля  $T$ , а в течение некоторого времени, которое на частоте  $\omega = 2.8 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  составляет величину  $\tau' \approx 5T$ . На рис. 7 приведена динамика установления рассматриваемого прецессионного режима. Проведем оценку времени  $\tau'$ .

Величина потенциального барьера, который необходимо преодолеть магнитному моменту для рассматриваемого перехода,

$$\delta F = F(H_b) - F(H_u) = \frac{H_u^2 - H_b^2}{2\beta} \simeq \frac{H_u \Delta H}{\beta} = M \Delta H, \quad (10)$$

где  $\Delta H = H_u - H_b$ . Для используемых выше значений намагниченности  $M$ , поля анизотропии  $H_u$  и  $H_b \approx 14.2 \text{ Oe}$  получаем  $\delta F \approx 640 \text{ erg}$ . Энергия, передаваемая магнитной подсистеме от СВЧ-поля за один период, определяется выражением [8]

$$E_T = \omega \chi_{yy} h_y^2 T / 2 \simeq \pi M \Delta m_y h. \quad (11)$$

Для используемых значений  $h_0 = 0.2 \text{ Oe}$  и изменения высокочастотной намагниченности за один период  $\Delta m_y \approx 0.26$  величина  $E_T \approx 130 \text{ erg}$ . Необходимо также учесть теряемую за один период энергию, которая оценивается величиной  $\Delta E \approx (\lambda/\omega) E_T \approx 2.3 \text{ erg}$ . Таким образом, чтобы произошел перескок, должно пройти время  $\tau' \simeq (\delta F / (E_T - \Delta E)) T$ , которое в нашем случае составляет величину  $\tau' \approx 5T$  и согласуется с приведенными на рис. 8 траекториями.

5) Проведенный анализ показал, что частота слабо влияет на положение дополнительного пика, тогда как его высота существенно зависит и от частоты, и от амплитуды высокочастотного поля. Так, на частоте  $\omega = 2.2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  дополнительный пик наблюдается и при  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$  (рис. 7). Дальнейшее понижение частоты наряду с незначительным уменьшением амплитуды приводит к уширению дополнительного пика. При этом пик, отвечающий резонансному полю  $H_{r1}$ , сдвигается к значению поля анизотропии  $H_u$  и на частотах  $\omega < 1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$  полностью сливается с дополнительным пиком. На рис. 9 приведены траектории магнитного момента на начальном временном интервале  $\tau = 6T$ , отвечающие частоте  $\omega = 6 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ,  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$  и различным значениям

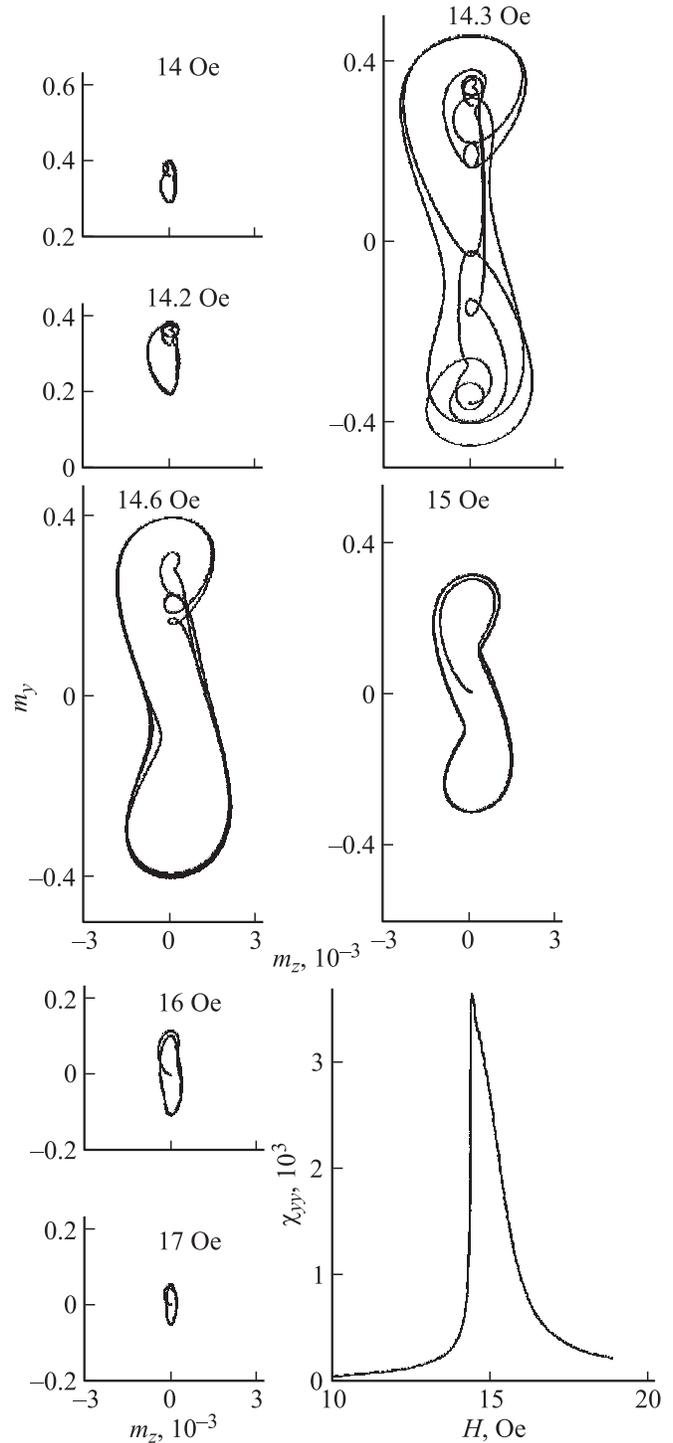


Рис. 9. Траектории прецессии вектора  $\mathbf{m}$  при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$  и спектр ФМР пленки.  $\omega = 6 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ,  $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$ .

подмагничивающего поля. Резонансная кривая в этом случае имеет один пик, который образован наложением двух резонансных и дополнительного пиков, форма которого существенно несимметрична.

Таким образом, прецессионная динамика магнитного момента в одноосной пленке существенно различается при подмагничивании вдоль „легкой“ и „трудной“ осей.

Наличие вблизи значения поля анизотропии двух близких по углу равновесных состояний магнитного момента при подмагничивании пленки вдоль „трудной“ оси приводит к возникновению угловой бистабильности и существенному усложнению траектории прецессии. Экспериментально обнаруженный в спектре однородного ФМР дополнительный резонансный пик [2,3] отвечает полю бистабильности  $H_b$ , которое всегда несколько меньше поля анизотропии  $H_u$ . Появление этого пика связано с резким увеличением амплитуды прецессии за счет движения магнитного момента вокруг двух разнесенных по углу положений равновесия. Подобного типа дополнительные пики могут проявляться в спектрах ФМР не только в пленках с наведенной анизотропией, но и в структурах с кристаллографической анизотропией.

## Список литературы

- [1] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, Новосибирск (1975). 220 с.
- [2] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1944). 461 с.
- [3] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов. В сб.: Тр. XVIII Междурнар. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М. (2002). С. 790.
- [4] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов. Письма в ЖЭТФ **74**, 4, 248 (2001).
- [5] Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов. ЖЭТФ **137**, 5, 861 (2010).
- [6] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. ЖЭТФ **118**, 3, 610 (2000).
- [7] Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. ФММ **93**, 4, 5 (2002).
- [8] С. Крупичка. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Мир, М. (1976). Т. 2. 504 с.