

УДК 537.621; 004.942

*Б.А. БЕЛЯЕВ^{1,2}, Н.М. БОЕВ^{1,2}, А.В. ИЗОТОВ^{1,2}, П.Н. СОЛОВЬЕВ^{1,2}***ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СПЕКТРА СВЧ-ПОГЛОЩЕНИЯ
НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК***

На основе микромагнитной модели, учитывающей случайное распределение направлений одноосной магнитной анизотропии в кристаллитах нанокристаллической пленки, реализован эффективный метод расчета динамики намагниченности в СВЧ-полях. В определенной области размеров кристаллитов, когда энергия случайной магнитной анизотропии сравнима с обменной энергией, обнаружено значительное изменение поля ферромагнитного резонанса, уширение резонансной линии и возникновение асимметрии формы резонансной кривой. Резонансное поле с увеличением размеров кристаллитов сначала растет, затем быстро уменьшается до своего минимума, затем снова растет с выходом на насыщение. При этом крутизна левого склона расширяющейся резонансной кривой сначала уменьшается быстрее правого, нарушая симметрию ее формы, затем кривая вновь становится симметричной, а затем крутизна левого склона становится больше крутизны правого.

Ключевые слова: микромагнитное моделирование, нанокристаллиты, случайная магнитная анизотропия, ферромагнитный резонанс, сверхвысокие частоты.

Введение

Магнитомягкие нанокристаллические материалы являются объектом повышенного интереса у исследователей благодаря уникальным магнитным и электрическим свойствам, выгодно отличающих их от поликристаллических материалов и даже монокристаллов. Как правило, нанокристаллические сплавы обладают более высоким удельным электрическим сопротивлением, а значит, имеют большую толщину скин-слоя на высоких частотах. Но главные достоинства нанокристаллических сплавов – более высокие значения намагниченности насыщения и высокочастотной магнитной проницаемости [1, 2], что позволяет использовать их в устройствах сверхвысоких частот (СВЧ).

Тонкие пленки и мультислойные структуры из нанокристаллических магнитных материалов представляют особый интерес для прикладных задач: их можно использовать в качестве управляемых сред в СВЧ-устройствах, разрабатываемых на принципах интегральной планарной технологии. В частности, тонкие магнитные пленки (ТМП), обладающие одноосной магнитной анизотропией, служат чувствительным элементом в датчиках слабых магнитных полей, построенных на резонансных микрополосковых структурах [3, 4]. Возможность варьировать намагниченность насыщения и величину одноосной магнитной анизотропии ТМП изменением состава и технологических условий при их получении позволяет в широких пределах изменять величину магнитной проницаемости и верхнюю границу рабочего диапазона частот [5]. Соотношение между магнитной проницаемостью и частотой ферромагнитного резонанса (ФМР) для тонких пленок, которое носит название закона Аше [5, 6], показывает явное преимущество планарных магнитных материалов по сравнению с объемными.

Одним из важнейших результатов, полученных в ходе исследования нанокристаллических тонких пленок, было экспериментальное обнаружение сложной зависимости магнитной микроструктуры, анизотропии, коэрцитивной силы и проницаемости магнитной среды от размера D кристаллита (зерна) [7]. Если размер кристаллита превышает радиус обменной корреляции, то вектор намагниченности ориентируется вдоль легкой оси анизотропии соответствующего кристаллита. С уменьшением размеров кристаллитов энергия обменного взаимодействия между кристаллитами постепенно становится больше энергии анизотропии, поэтому магнитные моменты соседних зерен стремятся установиться параллельно друг другу. При этом возникает своеобразная магнитная структура с пространственными отклонениями магнитных моментов от некоторого среднего направления, называемая в литературе «рябью» намагниченности. При дальнейшем

* Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, проект № RFMEFI60417X0179.

уменьшении размера зерна амплитуда этих отклонений уменьшается, а нанокристаллическая пленка становится однородно намагниченной.

Целью настоящей работы является исследование влияния размера кристаллитов D на ФМР в нанокристаллических тонких пленках. Для этого разработана микромагнитная модель нанокристаллической ТМП и реализован эффективный метод расчета спектра ее СВЧ-поглощения. Проведен систематический численный анализ модели ТМП, который позволил установить ряд особенностей, связанных с влиянием D на существенное смещение резонансного поля, а также на уширение линии ФМР и возникновение асимметрии резонансной кривой.

1. Модель нанокристаллической ТМП и метод расчета динамики намагниченности

Для изучения свойств нанокристаллических тонких магнитных пленок воспользуемся следующим выражением для свободной энергии F :

$$F = \int_V \left[-\mathbf{H} \cdot \mathbf{M} + \frac{A}{M_s^2} (\nabla \mathbf{M})^2 - \frac{1}{2} \mathbf{H}^m \cdot \mathbf{M} - \frac{K_u}{M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{n})^2 - \frac{K}{M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{l})^2 \right] dV. \quad (1)$$

Здесь первый член описывает энергию внешнего магнитного поля H (энергию Зеемана), второй – энергию обменного взаимодействия с константой обменной жесткости A , третий – энергию размагничивающего поля \mathbf{H}^m , четвертый – общую для всей пленки одноосную магнитную анизотропию с константой K_u и ортом легкой оси \mathbf{n} . Последний член выражения описывает энергию одноосной магнитной анизотропии K со случайным направлением осей легкого намагничивания в кристаллитах, описываемых единичным вектором $\mathbf{l} = \mathbf{l}(\mathbf{r})$. Распределение намагниченности характеризуется вектором $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, модуль которого является постоянной величиной $|\mathbf{M}(\mathbf{r})| = M_s$.

При дискретизации модели методом конечных разностей ТМП разбивается на N одинаковых дискретных ячеек в форме параллелепипеда объемом V_0 с векторами намагниченности \mathbf{M}_i , ($i = 1, 2, \dots, N$), постоянными в пределах каждой ячейки. В этом случае выражение (1) для свободной энергии может быть записано в виде [8]

$$F = -V_0 \sum_{i=1}^N \left[\mathbf{H}_i \mathbf{M}_i + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \mathbf{M}_i G_{ij} \mathbf{M}_j \right], \quad (2)$$

где G_{ij} – тензор 3×3 , описывающий взаимодействия между i и j дискретными элементами. Тензор G_{ij} не зависит от направления намагниченности \mathbf{M}_i и определяется только внутренними свойствами исследуемой магнитной системы. Тензор G_{ij} определяется суммой тензоров обменного взаимодействия G_{ij}^e , магнитостатического взаимодействия G_{ij}^m , а также тензоров G_{ij}^u и G_{ij}^a , соответственно описывающих общую для всей пленки и случайную одноосную магнитную анизотропию. Элементы симметричных тензоров, описывающих обменное взаимодействие и магнитную анизотропию, определяются как

$$G_{ij}^e = \frac{2J}{M_s^2} E \text{ (для соседних } i \text{ и } j), \quad G_{ij}^u = \frac{2K_{ui}}{M_s^2} \mathbf{n}_i \otimes \mathbf{n}_j \delta_{ij}, \quad G_{ij}^a = \frac{2K_i}{M_s^2} \mathbf{l}_i \otimes \mathbf{l}_j \delta_{ij}, \quad (3)$$

где $J = A/d^2$, а d – расстояние между соседними дискретными элементами; E – единичная матрица размером 3×3 ; знак \otimes обозначает тензорное произведение; δ_{ij} – символ Кронекера. Для вычисления компонент тензора магнитостатического взаимодействия G_{ij}^m обычно пользуются либо приближением, основанным на учете взаимодействия пары точечных магнитных диполей [8], либо точным аналитическим выражением, полученным в работе [9]. При этом следует отметить, что матричные элементы $G_{ij}^m \equiv G^m(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$ зависят только от вектора разности между центрами ячеек i и j , и для вычисления поля размагничивания \mathbf{H}^m , как правило, используют теорему о свертке [10].

Базовым уравнением, описывающим динамику магнитной системы под воздействием внешних постоянных и переменных магнитных полей, является нелинейное дифференциальное уравнение Ландау – Лифшица [11]

$$\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t} = -\gamma \left[\mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_i^{\text{eff}} \right] - \gamma \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M}_i \times \left[\mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_i^{\text{eff}} \right]. \quad (4)$$

Здесь первый член правой части описывает прецессию намагниченности i -й ячейки вокруг локального эффективного магнитного поля

$$\mathbf{H}_i^{\text{eff}}(\mathbf{M}_1, \dots, \mathbf{M}_N) = -\frac{1}{V_0} \frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}_i} = \mathbf{H}_i + \sum_{j=1}^N G_{ij} \mathbf{M}_j, \quad (5)$$

второй – затухание в системе; $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (рад/с)/Э – гиромангнитное отношение; α – параметр затухания.

Используя метод последовательных приближений, решение ищут в виде $\mathbf{M}_i = \mathbf{M}_{0i} + \mathbf{m}_i(t)$, $\mathbf{H}_i^{\text{eff}} = \mathbf{H}_{0i}^{\text{eff}} + \mathbf{h}_i^{\text{eff}}(t)$, где $|\mathbf{m}_i(t)| \ll |\mathbf{M}_{0i}|$ и $|\mathbf{h}_i^{\text{eff}}(t)| \ll |\mathbf{H}_{0i}^{\text{eff}}|$, \mathbf{M}_{0i} – равновесное направление i -го магнитного момента, которое в соответствии с [8] определяется из системы линейных неоднородных уравнений с неопределенными множителями Лагранжа v_i :

$$\mathbf{H}_{0i}^{\text{eff}}(\mathbf{M}_{01}, \mathbf{M}_{02}, \dots, \mathbf{M}_{0N}) = v_i \mathbf{M}_{0i} \quad (i = 1, \dots, N). \quad (6)$$

При этом статическая и динамическая части эффективного поля определяются в соответствии с (5) и (6) как

$$\mathbf{H}_{0i}^{\text{eff}} = \sum_{j=1}^N G_{ij} \mathbf{M}_{0j} + \mathbf{H}_0 = v_i \mathbf{M}_{0i}, \quad \mathbf{h}_i^{\text{eff}}(t) = \sum_{j=1}^N G_{ij} \mathbf{m}_j(t) + \mathbf{h}_i^{\text{rf}}. \quad (7)$$

Рассматривая только линейные члены и учитывая, что $[\mathbf{M}_{0i} \times \mathbf{H}_{0i}^{\text{eff}}] = 0$, уравнение движения (4) принимает вид [12]

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^N B_{ij} \mathbf{m}_j + N_i \mathbf{h}_i^{\text{rf}}, \quad (8)$$

в котором использовались следующие обозначения:

$$N_i = -\gamma \left(\Lambda(\mathbf{M}_{0i}) + \frac{\alpha}{M_s} (\Lambda(\mathbf{M}_{0i}))^2 \right), \quad \text{а} \quad \Lambda(\mathbf{M}_{0i}) \equiv \begin{pmatrix} 0 & -M_{0i}^{(z)} & M_{0i}^{(y)} \\ M_{0i}^{(z)} & 0 & -M_{0i}^{(x)} \\ -M_{0i}^{(y)} & M_{0i}^{(x)} & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

$$B_{ij} = N_i (G_{ij} - v_i \delta_{ij} E),$$

Ранее в работе [13] для решения системы уравнений (8) был рассмотрен широко распространенный в микромагнитном моделировании метод, основанный на поиске решения в виде разложения по собственным векторам нормальных магнитных мод колебаний [12–16]. В настоящей работе для уменьшения требуемого объема оперативной памяти компьютера и уменьшения времени расчета реализован более эффективный метод, который впервые был использован для исследования двумерных тонких пленок со страйп-структурой [17], а также отдельных объемных ферромагнитных частиц различных форм и размеров [18, 19].

С помощью подстановки $\mathbf{m}_i(t) = \mathbf{m}_{0i} e^{-i\omega t}$ и $\mathbf{h}_i^{\text{rf}}(t) = \mathbf{h}_{0i} e^{-i\omega t}$ система дифференциальных уравнений (8) сводится к системе линейных неоднородных уравнений

$$-i\omega \mathbf{m}_{0i} = \sum_{j=1}^N B_{ij} \mathbf{m}_{0j} + N_i \mathbf{h}_{0i}. \quad (10)$$

После этого решение такой системы можно осуществлять уже стандартными численными методами линейной алгебры: например итерационным методом сопряженных градиентов или методом минимальных невязок.

При этом следует отметить, что в силу ограничения $|\mathbf{M}_i| = M_s$ из общего числа $3N$ уравнений (10) только $2N$ являются линейно независимыми, что позволяет уменьшить число неизвестных и значительно сократить время расчета. Для этого мы в каждой дискретной ячейке перейдем к системе координат, ось z которой совпадает с равновесным направлением намагниченности в ней. Тогда в новой системе координат компоненты динамической намагниченности и переменного поля будут определяться как $\mathbf{m}'_{0i} = T_i \mathbf{m}_{0i}$; $\mathbf{h}'_{0i} = T_i \mathbf{h}_{0i}$, где матрица преобразования T_i имеет вид с учетом того, что азимутальный и полярный углы вектора \mathbf{M}_{0i} равны соответственно φ_i и θ_i :

$$T_i = \begin{bmatrix} \cos \theta_i \cos \varphi_i & \cos \theta_i \sin \varphi_i & -\sin \theta_i \\ -\sin \varphi_i & \cos \varphi_i & 0 \\ \sin \theta_i \cos \varphi_i & \sin \theta_i \sin \varphi_i & \cos \theta_i \end{bmatrix}. \quad (11)$$

При переходе в новой системе координат к двумерной задаче, т.е. ограничиваясь рассмотрением только x - и y -компонент у векторных и тензорных величин, имеем

$$N' = N'_i = T_i N_i T_i^T = \gamma M_s \begin{bmatrix} \alpha & 1 \\ -1 & \alpha \end{bmatrix}, \quad L' = (N')^{-1} = \frac{1}{\gamma M_s (1 + \alpha^2)} \begin{bmatrix} \alpha & -1 \\ 1 & \alpha \end{bmatrix}. \quad (12)$$

При этом уравнение (10) приобретает вид

$$\sum_{j=1}^N A'_{ij} \mathbf{m}'_{0j} = -\mathbf{h}'_{0i}, \quad (13)$$

где $A'_{ij} = G'_{ij} - v_i \delta_{ij} E + i\omega \delta_{ij} L'$. Решение (13) с последующим переходом в систему координат, связанную с моделируемой пленкой посредством обратного преобразования $\mathbf{m}_{0i} = T_i^T \mathbf{m}'_{0i}$ (здесь префикс « T » означает транспонирование), определяет решение (10).

Полученное решение, описывающее динамику намагниченности, позволяет, в частности, определить энергию поглощения высокочастотного поля нанокристаллической ТМП [20]:

$$E = \omega V_0 \sum_{i=1}^N \text{Im} [\mathbf{m}_{0i} \mathbf{h}_{0i}^*]. \quad (14)$$

2. Исследование высокочастотных свойств нанокристаллических ТМП

По результатам проведенного расчета микромагнитной модели ТМП была написана компьютерная программа, с помощью которой изучались особенности спектров СВЧ-поглощения нанокристаллических пленок. Исследования проводились на пленках, представляющих собой монослой плотноупакованных наночастиц с числом 1024×1024 со случайным распределением осей анизотропии. Размер наночастиц D соответствовал размеру дискретных ячеек в модели и варьировался в пределах 12–1000 нм. Чтобы исключить краевые эффекты, связанные с неоднородностью внутреннего магнитного поля вблизи границ образцов, при расчете энергий обменного и магнитостатического взаимодействий мы использовали двумерные бесконечные периодические граничные условия [21]. Для определенности, магнитные параметры исследуемых образцов выбраны в соответствии с хорошо известным нанокристаллическим сплавом $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ [7], намагниченность насыщения которого $M_s = 955$ Гс (1.2 Тл), константа обмена $A = 1 \cdot 10^{-6}$ эрг/см ($1 \cdot 10^{-11}$ Дж/м), поле локальной одноосной анизотропии $H_k = 2K/M_s = 171.7$ Э ($K = 8200$ Дж/м³), а параметр затухания $\alpha = 0.005$. При этом общая для всей пленки магнитная анизотропия K_u не учитывалась. Внешнее постоянное магнитное поле прикладывалось в плоскости пленки и варьировалось в пределах 0–180 Э, а планарное переменное магнитное поле с частотой накачки $f = 3$ ГГц было направлено ортогонально постоянному. Важно отметить, что для вычисления компонент тензора магнитостатического взаимодействия между кристаллитами использовалось аналитическое выражение [9].

На рис. 1 представлены результаты расчета спектров СВЧ-поглощения нанокристаллических ТМП для некоторых значений D . Кривые 1–4 на рис. 1, а соответствуют линиям резонансного поглощения для пленок с размерами кристаллитов $D = 12, 42, 56$ и 75 нм, а кривые 4–7 на рис. 1, б –

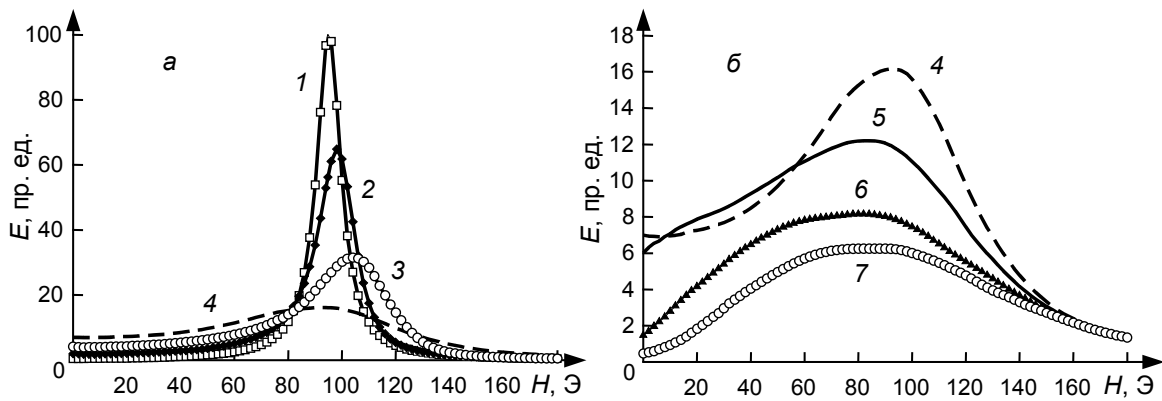


Рис. 1. Спектр СВЧ-поглощения нанокристаллической тонкой магнитной пленки для различных значений размера кристаллитов D , нм: кр. 1 – 12, кр. 2 – 42, кр. 3 – 56, кр. 4 – 75, кр. 5 – 100, кр. 6 – 178, кр. 7 – 1000

линиям ФМР для пленок с $D = 75, 100, 178$ и 1000 нм. Видно, что размер кристаллитов ТМП оказывает сильное влияние на форму и положение резонансной кривой, причем это влияние, как показывают исследования, особенно сильное для пленок, у которых размер кристаллитов попадает в некоторую «критическую» область, начинающуюся с размера $D \sim 35$ нм, при котором энергия случайной магнитной анизотропии $F^a = -VK$ равна энергии обмена $F^e = -VJ$.

Анализ кривых показывает, что увеличение размера кристаллитов приводит к изменению поля ФМР, значительному уширению линии резонансного поглощения, а также и возникновению асимметрии формы резонансной кривой. Заметим, что для пленки с минимальным размером кристаллитов ($D = 12$ нм) обменная энергия более чем в 8 раз превышает энергию одноосной случайной магнитной анизотропии, при этом форма ее резонансной кривой близка к симметричной, а резонансное поле H_R и ширина линии ФМР ΔH_R практически совпадают с резонансным полем $H_0 \approx \pi (f/\gamma)^2 / M_s \sim 95$ Э и шириной линии ФМР $\Delta H_0 \approx 4\pi a f / \gamma \sim 10.7$ Э, полученных для изотропной однородно намагниченной ТМП. Однако для пленки с $D = 100$ нм, у которой обменная энергия, напротив, более чем в 8 раз меньше энергии случайной магнитной анизотропии, наблюдается смещение резонансного поля на величину $\delta H = H_R - H_0$, равную ~ -12 Э, а также уширение линии ФМР на величину $\delta \Delta H = \Delta H_R - \Delta H_0$, равную ~ 120 Э. При этом асимметрия формы резонансной линии $\delta \Delta H_{\pm}$, определяемая как разность между левой ΔH_- и правой ΔH_+ «полуширинами» линии ФМР ($\delta \Delta H_{\pm} = \Delta H_- - \Delta H_+$), для пленки с $D = 100$ нм составляет величину ~ 40 Э. Следует отметить, что для вычисления значений H_R , ΔH_R , ΔH_- и ΔH_+ мы использовали аппроксимацию полученных спектров СВЧ-поглощения с помощью так называемой асимметричной резонансной кривой Лоренца, предложенной в работе [22].

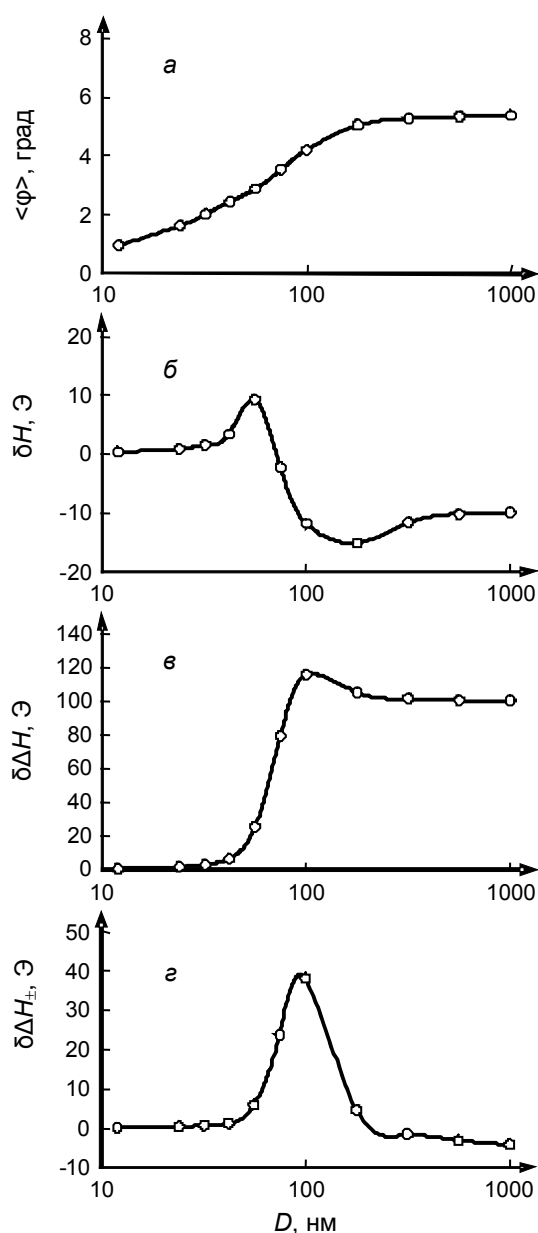


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичного отклонения угла неоднородной намагниченности от среднего направления (а), резонансного смещения (б), уширения (в) и асимметрии резонансной линии (г) от размера кристаллитов ТМП

На рис. 2, а представлена зависимость среднеквадратичного угла отклонения $\langle \varphi \rangle$ неоднородной намагниченности нанокристаллической пленки от среднего направления намагниченности в ТМП, построенная для различных значений размеров кристаллитов. Значения $\langle \varphi \rangle$, характеризующие состояние магнитной микроструктуры пленки, были получены для внешнего постоянного магнитного поля, равного резонансному $H = H_R$. Из рисунка видно, что с ростом D в «критической» области наблюдается монотонный, практически линейный рост среднеквадратичного отклонения $\langle \varphi \rangle$ вплоть до $D \sim 150$ нм. А при значениях $D > 180$ нм $\langle \varphi \rangle$ остается практически постоянной величиной.

В противоположность такому поведению $\langle \varphi \rangle(D)$, зависимости смещения резонансного поля $\delta H(D)$ (рис. 2, б), уширения линии ФМР $\delta \Delta H(D)$ (рис. 2, в) и асимметрии формы резонансной кривой $\delta \Delta H_{\pm}(D)$ (рис. 2, г) имеют ярко выраженный немонотонный характер. Так, смещение резонансного поля δH сначала растет с увеличением размера кристаллитов, достигая своего максимума $\delta H \sim 10$ Э при $D \sim 56$ нм, затем при $D \sim 75$ нм смещение поля ФМР меняет знак на противоположный, достигая минимума $\delta H \sim -15$ Э при $D \sim 180$ нм, а в диапазоне $D \sim 300-1000$ нм величина смещения выходит на насыщение $\delta H \sim -10$ Э.

Зависимость уширения линии ФМР (рис. 2, *в*) увеличивается в «критической» области размеров кристаллитов, демонстрируя резкое, почти линейное возрастание $\delta\Delta H$ в диапазоне $D \sim 40\text{--}90$ нм и достигая максимума при $D \sim 100$ нм. Значение ширины линии $\Delta H_R \sim 130$ Э в этой точке на порядок больше, чем ширина линии ФМР изотропной магнитной пленки с однородной структурой ΔH_0 . При дальнейшем увеличении размера кристаллитов $\delta\Delta H$ немного снижается и при $D > 300$ нм достигает насыщения $\delta\Delta H \sim 100$ Э.

Интересно поведение зависимости, характеризующей асимметрию формы линии ФМР $\delta\Delta H_{\pm}(D)$ (рис. 2, *з*). В диапазоне $D \sim 40\text{--}90$ нм она ведет себя аналогично зависимости $\delta\Delta H(D)$, демонстрируя резкое возрастание, и также достигает своего максимума при $D \sim 100$ нм. Однако затем быстро уменьшается до нуля при $D \sim 200$ нм (в этом случае линия ФМР становится симметричной), а в дальнейшем меняет знак и монотонно уменьшается. Другими словами, при малых размерах кристаллитов в ТМП крутизна левого склона ее резонансной кривой меньше правого, а при больших размерах кристаллитов – наоборот.

Заключение

Таким образом, для исследования высокочастотных свойств нанокристаллических магнитных пленок разработана микромагнитная модель, учитывающая случайное распределение направлений одноосной магнитной анизотропии в кристаллитах. В модели помимо энергии Зеемана и энергии одноосной магнитной анизотропии учтены энергии обменного и магнитодипольного (магнитостатического) взаимодействия магнитных моментов. На основе такой модели реализован эффективный метод численного анализа динамики намагниченности нанокристаллических пленок в СВЧ-полях, позволивший существенно уменьшить объем требуемой оперативной компьютерной памяти, а также значительно сократить время расчета.

Благодаря проведенным исследованиям обнаружены особенности в спектрах ферромагнитного резонанса, связанные с влиянием размеров кристаллитов D на параметры резонансной кривой. В частности, установлено, что в определенной «критической» области размеров кристаллитов, когда энергия случайной магнитной анизотропии начинает превышать обменную энергию, наблюдается значительное изменение поля ферромагнитного резонанса, многократное увеличение ширины резонансной линии и возникновение асимметрии формы резонансной кривой. Показано, что резонансное поле с увеличением размеров кристаллитов сначала растет, достигая максимума, затем быстро уменьшается до своего минимума, затем снова растет с выходом на насыщение. При этом крутизна левого склона расширяющейся резонансной кривой сначала уменьшается быстрее правого, нарушая симметрию ее формы, затем кривая вновь становится симметричной, а крутизна левого склона становится больше крутизны правого.

Проведенные исследования имеют, во-первых, большое значение для физики магнитных явлений, так как обнаружение новых эффектов всегда дает возможность лучше понять природу наблюдаемых особенностей в спектрах СВЧ-поглощения ферромагнитных материалов. Во-вторых, полученные в работе результаты представляют большой интерес для технологов, работающих над проблемой создания нанокристаллических магнитных пленок с заданными высокочастотными свойствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Petzold J. // JMMM. – 2002. – V. 242–245. – P. 84–89.
2. Yamaguchi M., Kim K.H., and Ikeda S. // JMMM. – 2006. – V. 304. – P. 208–213.
3. Бабицкий А.Н., Беляев Б.А., Боев Н.М. и др. // ПТЭ. – 2016. – № 3. – С. 96–104.
4. Беляев Б.А., Боев Н.М., Изотов А.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 8. – С. 3–10.
5. Лагарьков А.Н., Маклаков С.А. и др. // РЭ. – 2009. – Т. 54. – № 5. – С. 625–633.
6. Acher O. and Adenot A.L. // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 62. – P. 11324–11327.
7. Herzer G. // JMMM. – 1996. – V. 157/158. – P. 133–136.
8. Беляев Б.А., Изотов А.В., Лексиков А.А. // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – С. 1549–1556.
9. Newell A.J., Williams W., and Dunlop D.J. // J. Geophys. Res. – 1993. – V. 98. – P. 9551–9555.
10. Van de Wiele B., Olyslager F., Dupre L., and De Zutter D. // JMMM. – 2010. – V. 322. – P. 469–476.
11. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973.
12. Беляев Б.А., Изотов А.В. // ФТТ. – 2013. – Т. 55. – С. 2370–2378.
13. Изотов А.В., Беляев Б.А. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9. – С. 21–25.
14. Grimsditch M., Giovannini L., Monotcello F., et al. // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 70. – P. 054409.

15. Rivkin K. and Ketterson J. B. // JMMM. – 2006. – V. 306. – P. 204–210.
16. D’aquino M., Serpico C., Miano G., and Forestiere C. // J. Comput. Phys. – 2009. – V. 228. – P. 6130–6149.
17. Vukadinovic N., Vacus O., Labrune M., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 85. – P. 2817–2820.
18. Labbe S. and Bertin P.-Y. // JMMM. – 1999. – V. 206. – P. 93–105.
19. Vaast-Paci C. and Leylekian L. // JMMM. – 2001. – V. 237. – P. 342–361.
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – 2-е изд. – М.: Наука, 1982.
21. Lebecki K.M., Donahue M.J., and Gutowski M.W. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V. 41. – P. 175005.
22. Stancik A.L. and Brauns E.B. // Vibrational Spectrosc. – 2008. – V. 47. – P. 66–69.

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,
г. Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 27.08.18.

² Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

Беляев Борис Афанасьевич, д.т.н., профессор, зав. лабораторией ИФ СО РАН, профессор каф. радиотехники СФУ, e-mail: belyaev@iph.krasn.ru;

Боев Никита Михайлович, ведущ. технолог ИФ СО РАН, мл. науч. сотр. СФУ, e-mail: nik88@inbox.ru;

Изотов Андрей Викторович, к.ф.-м.н., доцент, ст. науч. сотр. ИФ СО РАН, доцент каф. радиотехники СФУ, e-mail: iztv@mail.ru;

Соловьев Платон Николаевич, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИФ СО РАН, мл. науч. сотр. СФУ, e-mail: solar@ya.ru.