

05,13

## Спин-волновой резонанс в химически осажденных Fe–Ni пленках: измерения спин-волновой жесткости и константы поверхностной анизотропии

© И.Г. Важенина, Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,  
Красноярск, Россия

E-mail: irina-vazhenina@mail.ru

(Поступила в Редакцию 20 июля 2017 г.)

Методом спин-волнового резонанса исследованы однослойные тонкие магнитные пленки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$  во всем диапазоне концентраций. Из экспериментальных спектров стоячих спиновых волн измерены величины константы поверхностной анизотропии и обменной жесткости в области концентраций от 30 до 80 at.% Ni. Установлена глубина проникновения поверхностной обменной спиновой волны  $\delta_C = 20\text{--}30\text{ nm}$  из зависимостей константы поверхностной анизотропии и константы обменного взаимодействия от толщины пленки  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  в диапазоне 250–400 nm.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 16-03-00256 и 16-03-00969).

DOI: 10.21883/FTT.2018.02.45383.242

### 1. Введение

Методы СВЧ широко применяются для исследования динамических характеристик различных классов магнитных материалов. Традиционно методы ферромагнитного (ФМР) и спин-волнового резонанса (СВР) применяются при измерении динамических характеристик тонких ферромагнитных пленок [1–4]; метод ФМР — для порошковых систем [5,6]. Новыми объектами исследования СВЧ-методов в последнее время становятся разбавленные магнитные полупроводники [7–9] и нанокompозиты ферромагнитный металл-диэлектрик (так называемые гранулированные сплавы) [10,11], а также ферригидридные наночастицы биологического и химического происхождения [12,13]. Измеряемой характеристикой является мнимая часть магнитной восприимчивости  $\chi''(\omega, k)$ , полевая либо частотная экспериментальная зависимость которой позволяет определить спин-волновую жесткость  $\eta = 2A/M_S$  и эффективную намагниченность  $M_{eff}$  и вычислить константу обменного взаимодействия  $A$ .

Определяющим условием регистрации спектра СВР в магнитной пленке является закрепление магнитного момента на ее поверхностях [14,15], количественная оценка степени закрепления определяется величиной (и знаком) константы поверхностной анизотропии  $K_S$ . Последнее позволяет в некоторых случаях из спектров СВР проводить прямые измерения величины  $K_S$ .

В большинстве случаев определение константы поверхностной анизотропии  $K_S$  проводится косвенным методом через анализ кривых намагничивания [12,16]. Использование данного метода подразумевает введение понятия эффективной магнитной анизотропии  $K_{eff}$ , ко-

торая представляет собой сумму объемной  $K_V$  и поверхностной  $K_S$  анизотропий

$$K_{eff} = K_V + \frac{\alpha K_S}{d}, \quad (1)$$

где  $d$  — размерный параметр образца (толщина пленки или размер частицы),  $\alpha$  — морфологический коэффициент, равный 2 для пленки и 6 для наночастицы. В этом случае, выделение вклада каждого слагаемого требует измерения целой серии идентичных образцов, где изменяемым параметром является величина  $d$ .

Спектр СВР, экспериментально измеряемый для отдельного образца, позволяет определить как знак поверхностной константы анизотропии, так и количественно измерить данный параметр для случая, когда  $K_S < 0$ . При  $K_S > 0$  возможна качественная оценка данного параметра [17]. Отметим, что любой из вариантов  $|K_S| \neq 0$  приводит к формированию спектра СВР в пленке [18–21].

Технология синтеза магнитных пленок, предложенная в [22,23], позволяет направленно формировать в данных тонких пленках граничные условия, отвечающие не только неравенству  $|K_S| \neq 0$ , но и условию  $K_S < 0$ . Представляемая работа посвящена исследованию методом СВР константы поверхностной анизотропии и спин-волновой жесткости в химически осажденных Fe–Ni пленках в зависимости от толщины и состава.

### 2. Получение образцов и методика эксперимента

Ранее авторами работ [22,23] была экспериментально продемонстрирована возможность искусственного формирования определенных граничных условий на поверхности тонкой ферромагнитной пленки. Основная идея

авторов состояла в нанесении дополнительного слоя толщиной от 10 до 30 nm, который бы отличался от основного слоя величиной эффективной намагниченности. Нанесение дополнительного слоя с намагниченностью большей, чем у основного слоя, приводит к созданию на поверхности пленки граничных условий типа „легкая плоскость“ и к регистрации пика в спектре СВР, отвечающего поверхностному колебанию. Дополнительный слой в настоящей работе был синтезирован в виде тонкой пленки толщиной  $\sim 20$  nm Co–P сплава, основным слоем являлась ферромагнитная тонкая Fe–Ni пленка. Синтез образцов на стеклянные подложки проводился методом химического осаждения из раствора соответствующих солей. Проведены исследования двух серий образцов. Первая серия была выполнена для исследования зависимости величины константы поверхностной анизотропии от толщины основного магнитного слоя пленки (в диапазоне толщин от 200 до 400 nm). Измерения проводились для состава Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>. Вторая серия пленок была синтезирована с толщиной слоя Fe–Ni  $\sim 220$  nm, изменяемым параметром являлся компонентный состав от 0 до 100 at.% Ni. Также в работе проведены исследования угловой зависимости поля ФМР.

Измерение величины  $K_S$  и спин-волновой жесткости  $\eta$  проводилось методом спин-волнового резонанса. Спектры СВР пленок изучались на стандартном спектрометре X-диапазона с частотой накачки резонатора  $f = 9.2$  GHz при комнатной температуре, в диапазоне волновых векторов стоячих обменных спиновых волн от  $10^5$  до  $2 \cdot 10^6$  cm<sup>-1</sup>. Пленки помещались в пучность переменного магнитного поля проходного резонатора и намагничивались нормально к поверхности.

Толщина и химический состав слоев всех синтезированных образцов контролировались методом рентгено-спектрального анализа при использовании дифрактометра ДРОН-4, с длиной волны  $\lambda = 1.54056$  Å (CuK $\alpha$ ).

### 3. Спин-волновой резонанс в тонких ферромагнитных пленках

Спин-волновой резонанс представляет собой явление резонансного поглощения энергии высокочастотного поля в магнитной пленке, толщина которой равна целому числу полуволн обменной спиновой волны с волновым вектором вдоль нормали к поверхности [24]. Рассмотрим подобную ситуацию для пленки, однородно намагниченной до насыщения внешним полем  $H$ . Равновесное положение намагниченности в этом случае будет определяться выражением [25,26]

$$H_{eff} \sin \varphi \cos \varphi = H \sin(\varphi - \alpha_H), \quad (2)$$

где  $\varphi$  — угол между нормалью, проведенной к поверхности пленки, и направлением намагниченности;  $\alpha_H$  —

угол между нормалью пленки и направлением приложенного поля  $H$ ;  $H_{eff}$  — эффективное поле, учитывающее влияние анизотропии от различных источников. Для случая однородной изотропной пленки  $H_{eff} = 4\pi M_S$ , где  $M_S$  — намагниченность насыщения, в общем случае  $H_{eff} = 4\pi M_{eff}$ .

Собственные однородные колебания намагниченности описываются выражением

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = (H \cos(\varphi - \alpha_H) - H_{eff} \cos 2\varphi) \times (H \cos(\varphi - \alpha_H) - H_{eff} \cos^2 \varphi), \quad (3)$$

где  $\omega_0$  — частота однородной прецессии намагниченности,  $\gamma$  — гиромагнитное соотношение.

Совместное решение уравнений (2) и (3) позволяет получить хорошо известные формулы Киттеля [27] для определения резонансного поля образца в виде пластины

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = (H - H_{eff})^2 \quad (\text{при } \alpha_H = 0^\circ),$$

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = H(H + H_{eff}) \quad (\text{при } \alpha_H = 90^\circ). \quad (4)$$

Воздействие однородного переменного магнитного поля  $h$  ( $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ ) с частотой  $\omega$  может приводить к появлению вынужденных неоднородных колебаний намагниченности, которые теперь описываются дисперсионным отношением

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left(H \cos(\varphi - \alpha_H) - H_{eff} \cos 2\varphi + \frac{2A}{M_S} k^2\right) \times \left(H \cos(\varphi - \alpha_H) - H_{eff} \cos^2 \varphi + \frac{2A}{M_S} k^2\right), \quad (5)$$

где  $A$  — константа обменного взаимодействия,  $k$  — волновой вектор, параллельный нормали пленки, значения которого определяются граничными условиями на поверхностях пленки.

Исходя из предположения, что в общем случае на различных поверхностях пленки поверхностные спины закреплены неодинаково, обменные граничные условия определяются выражениями [22,23,28]

$$\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} + \beta_1^S \mathbf{m}\right)_{z=L/2} = 0, \quad \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} - \beta_2^S \mathbf{m}\right)_{z=-L/2} = 0, \quad (6)$$

где  $\beta_1^S$  и  $\beta_2^S$  — параметр закрепления поверхностных спинов на различных поверхностях пленки, связанный с константой поверхностной анизотропии соотношением  $\beta^S = \frac{K_S}{A}$ ;  $L$  — толщина пленки.

В предположении, что решением уравнения (6) является плоская волна, а также при произвольных параметрах закрепления на верхней и нижней поверхности

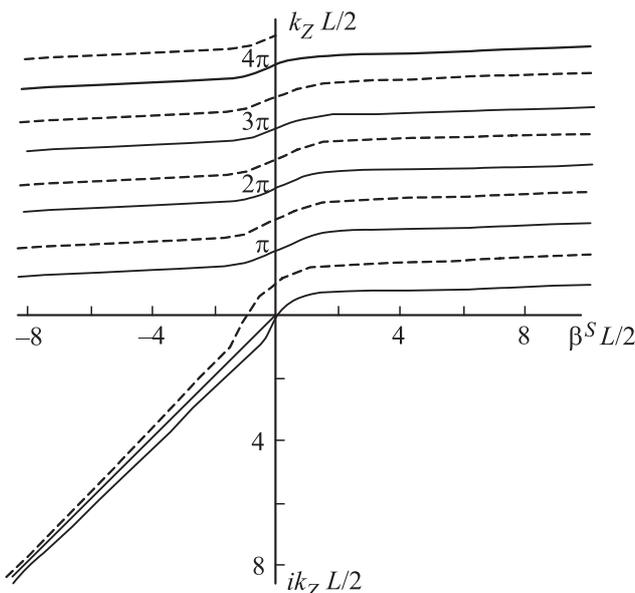
пленки, возможные значения волнового вектора  $k$  могут быть определены из выражения

$$\operatorname{tg}(k \cdot L) = \frac{k \left( \frac{K_{S1}}{A} + \frac{K_{S2}}{A} \right)}{k^2 - \frac{K_{S1}}{A} \frac{K_{S2}}{A}}, \quad (7)$$

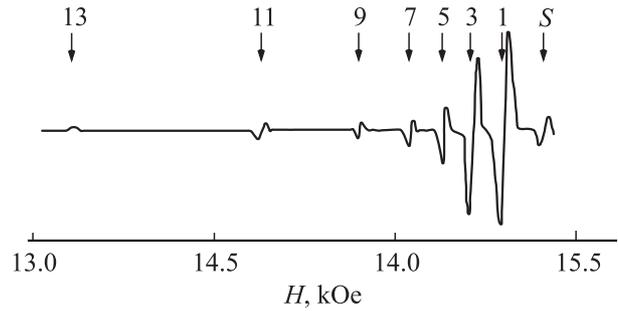
где  $K_{S1}$  и  $K_{S2}$  — значения константы поверхностной анизотропии на различных поверхностях пленки. Результат решения данного уравнения отображен графически (рис. 1).

Параметр закрепления поверхностных спинов  $\beta^S$ , а следовательно, и константа поверхностной анизотропии  $K_S$ , как видно из рис. 1, может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Если  $K_S > 0$  (легкая ось поверхностной анизотропии нормальна к поверхности пленки), то возбуждаются только гармонические моды СВР с реальными значениями волнового вектора  $k$ . Когда  $K_S < 0$  (трудная ось поверхностной анизотропии нормальна к поверхности пленки), то помимо гармонических колебаний, в спектре СВР регистрируется гиперболическая нераспространяющаяся обменная спиновая волна (поверхностная мода) с мнимым волновым вектором. Если  $K_S = 0$ , то однородным переменным магнитным полем  $\tilde{h} \sim (\mathbf{h} \perp \mathbf{H})$  возбуждается только однородное колебание намагниченности  $\mathbf{m}_0 \perp \mathbf{M}$  (ФМР), так как все остальные возможные колебания  $m(z)$  характеризуются нулевым дипольным моментом.

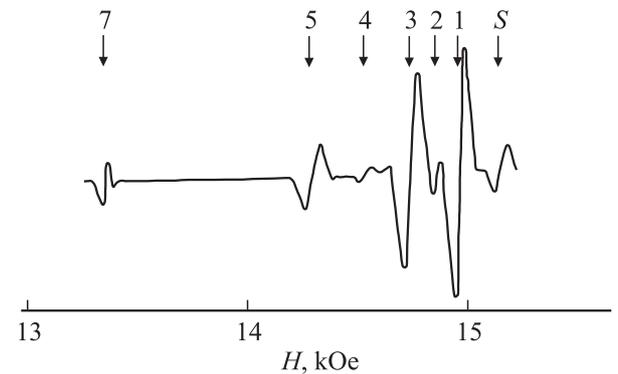
Согласно [15] в случае симметричных граничных условий с  $K_S = \infty$ , допустимые значения  $k = \frac{\pi n}{L}$ , где  $n$  — номер тригонометрической моды, принимающий значения 1, 3, 5, 7, ...



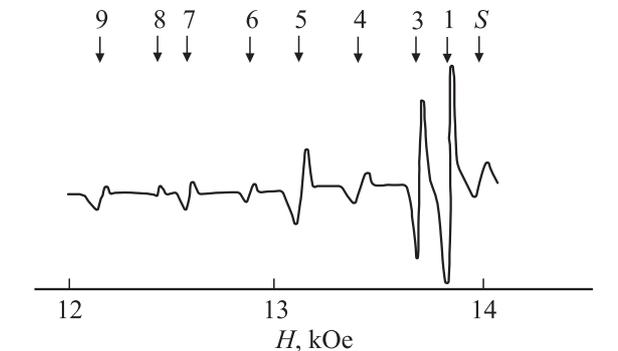
**Рис. 1.** Зависимость волнового вектора  $k$  от параметра закрепления поверхностных спинов  $\beta^S$  для различных мод СВР. Сплошные линии отображают симметричные граничные условия, пунктирные — антисимметричные [28].



**Рис. 2.** Спектр СВР пленки Co–Zr, при  $L = 270$  nm  $K_S = 0.055$  erg/cm<sup>2</sup> [29].



**Рис. 3.** Спектр СВР пленки Fe–Zr, при  $L = 160$  nm  $K_S = 0.055$  erg/cm<sup>2</sup> [30].



**Рис. 4.** Спектр СВР пленки Co–P, при  $L = 170$  nm  $K_S = 0.144$  erg/cm<sup>2</sup> [31].

Вид спектра СВР при антисимметричных граничных условиях — на одной поверхности реализуется тип закрепления „легкая ось“, а на другой — „легкая плоскость“ — определяется соотношением величин  $K_{S1} + K_{S2}$ . Первый возможный вариант, если  $|K_{S1}| = |K_{S2}|$ , тогда регистрируемый спектр (пример на рис. 2) демонстрирует наличие одной поверхностной моды в полях больших, чем поле основного тригонометрического максимума и отсутствие четных мод. Второй случай, когда величины  $|K_{S1}|$  и  $|K_{S2}|$  значительно отличаются друг от друга, пример представлен на рис. 3. И третий вариант — случай, когда сумма  $K_{S1} + K_{S2}$  незначительно отличается от нуля, последнее приводит

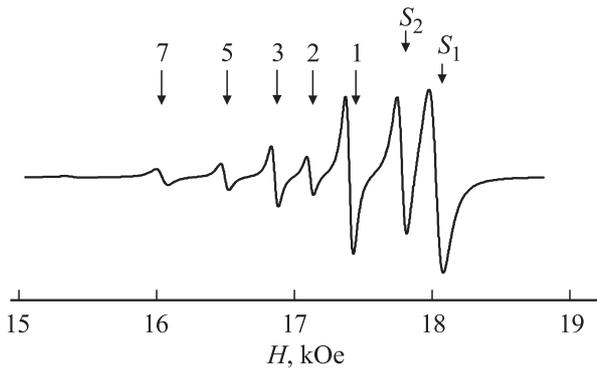


Рис. 5. Спектр СВР пленки Fe–Ni, при  $L = 220 \text{ nm}$ ,  $K_S = 0.55 \text{ erg/cm}^2$ .

к отсутствию в спектре четной моды с  $n = 2$  (пример на рис. 4). Также возможен вариант, когда в спектре СВР регистрируются две поверхностные моды, что соответствует условиям  $K_{S1} < 0$  и  $K_{S2} < 0$  (рис. 5).

Тип закрепления определяется величиной среднего значения магнитного момента на поверхности, а также распределением намагниченности по толщине пленки [32].

#### 4. Экспериментальные результаты и обсуждение

Технология синтеза образцов методом химического осаждения позволила получать пленки с  $K_S < 0$ , это приводило к появлению в спектрах СВР поверхностного пика в поле  $H_S$  большем поля  $H_1$  первой тригонометрической моды (рис. 6).

Выражение для резонансных полей при перпендикулярной ориентации образца ( $\varphi = \alpha_H = 0$ ) во внешнем магнитном поле с учетом уравнения (5) имеет вид

$$H_n = H_0 - \frac{2A}{M_S} k^2. \quad (8)$$

где  $k$  — волновой вектор, который в нашем случае связан с номером моды  $n$  в спектре СВР простыми соотношениями:  $k = \frac{\pi}{L} n$  для объемных спин-волновых мод и  $k = i\beta^S = i \frac{K_S}{A}$  для поверхностной моды;  $H_0 = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_{eff}$  — теоретическое поле однородного резонанса ( $n = 0$ ),  $M_S$  — намагниченность насыщения.

Выражение (8) позволяет из экспериментального спектра СВР определить величину спин-волновой жесткости для обменных спиновых волн

$$\eta = \frac{2A}{M_S} = \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \frac{H_n - H_{n+1}}{(n+1)^2 - n^2}, \quad (9)$$

в единицах  $\text{Oe} \cdot \text{cm}^2$ , из которой может быть вычислена как константа обменного взаимодействия  $A = \eta M_S / 2$  (единицы  $\text{erg/cm}$ ), так и спин-волновая жесткость в единицах  $\text{meV} \cdot \text{\AA}^2$  ( $D = \eta / g\mu_B$ ).

Величина константы поверхностной анизотропии (случай  $K_S < 0$ ) вычисляется по формуле

$$|K_S| = \left[ \frac{M_S A}{2} \left[ (H_S - H_1) - \frac{2A}{M_S} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \right] \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Таким образом, анализ спектров СВР заключается в правильной нумерации регистрируемых мод и идентификации поверхностной моды. Согласно работам [3,18,22,23,28,33] используются следующие правила нумерации: мода с  $n = 0$  ( $K_S = 0$ ) возбуждается только в случае однородной прецессии намагниченности; в случае бесконечно жесткого закрепления ( $K_S \rightarrow \infty$ ) и симметричных (антисимметричных) граничных условий в спектре СВР реализуются только нечетные моды; возбуждение четных мод происходит при конечных величинах  $|K_S|$  и ненулевом дипольном моменте моды (их интенсивность значительно меньше интенсивности нечетных мод); поверхностная мода наблюдается в спектре в случае реализации на одной (либо обеих) поверхности пленок граничных условий типа „легкая плоскость“ ( $K_S < 0$ ), она располагается в спектре в полях, больших поля первой объемной моды. Регистрация в представленном спектре (рис. 6) сразу двух поверхностных мод свидетельствует о  $K_{S1}$  и  $K_{S2}$  на внешней и внутренней поверхностях пленки.

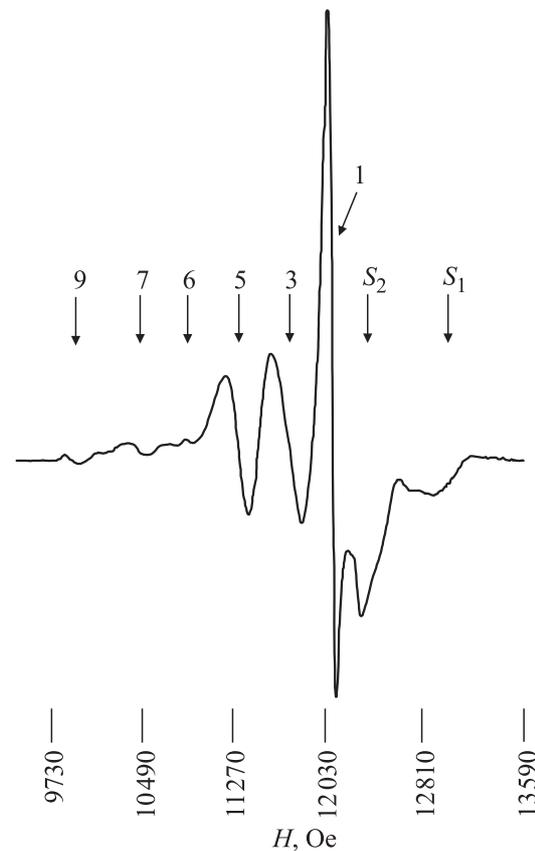


Рис. 6. Спектр СВР однослойной пленки  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  толщиной  $\sim 336 \text{ nm}$  с дополнительным слоем Co–P сплава.

Ошибки в интерпретации спектра могут приводить к спорным выводам. Так, авторы работы [34] при численном моделировании экспериментального спектра СВР пленки Co–Ni игнорируют правило соотношения интенсивностей четных и нечетных мод, что приводит их к неоднозначным значениям константы поверхностной анизотропии.

В ряде случаев игнорируются условия, определяющие соотношение интенсивностей первой объемной моды и поверхностной моды, одним из важнейших среди них является толщина пленки. Поверхностная мода описывается гиперболической функцией по пространственной координате  $z$  и характеризуется относительной интенсивностью и глубиной проникновения  $\delta_c \sim \frac{A}{K_S}$  [28]. Согласно экспериментальным результатам, полученным в ходе нашей работы (рис. 7 и 8),  $\delta_c$  может считаться постоянной при изменении толщины пленки в определенных пределах. Зависимость константы поверхностной анизотропии и константы обменного взаимодействия от толщины исследовалась для серии однослойных тонких ферромагнитных пленок состава Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> и, в отличие от работы [35], величина  $|K_S|$  в данной серии образцов с изменением толщины основного магнитного слоя остается постоянной (рис. 7). Меньшей чувствительности  $K_S$  к изменениям толщины удалось достичь из-за изменений в технологии синтеза и нанесения дополнительного слоя Co–P.

Аналитически относительная интенсивность объемных мод может быть оценена из выражения [28]

$$I_n \sim \frac{\sin^2(k_n L/2)}{(k_n L/2)^2} \left[ 1 + \frac{\sin(k_n L)}{k_n L} \right]^{-1}, \quad (11)$$

поверхностных

$$I_S \sim \frac{sh^2(k_S L/2)}{(k_S L/2)^2} \left[ 1 + \frac{sh(k_S L)}{k_S L} \right]^{-1}. \quad (12)$$

Анализ регистрируемых спектров СВР для наших пленок позволил определить отношение интенсивностей поверхностной и первой объемной моды в зависимости от толщины пленки (рис. 8).

При толщине пленки  $L \gg \delta_c$  (для наших пленок это неравенство справедливо при  $\sim 150$  nm и выше) интенсивность поверхностной моды меньше, чем первой объемной. Однако, уменьшение толщины пленки приводит к увеличению отношения  $I_S/I_1$ , вплоть до превалирования в спектре СВР поверхностной моды над первой по величине. Подобная ситуация, на наш взгляд, реализуется в работе [36]. Здесь авторы идентифицировали в спектре СВР ультратонкой пленки FePt (50 nm) наибольший пик как моду однородного резонанса, следующий по интенсивности пик как первую моду. Это позволило им по формуле, аналогичной выражению (9), рассчитать величину спин-волновой жесткости для обменных спиновых волн. Если экспериментальный спектр идентифицировать иначе — как возбуждение

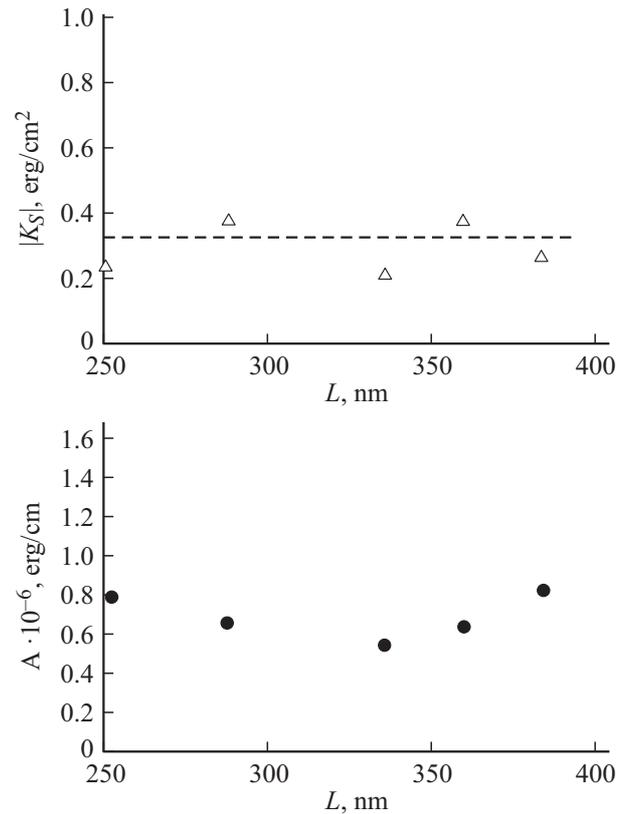


Рис. 7. Зависимость величин  $|K_S|$  и  $A$ , вычисленных по формулам (10), (9) соответственно от толщины слоя Fe–Ni.

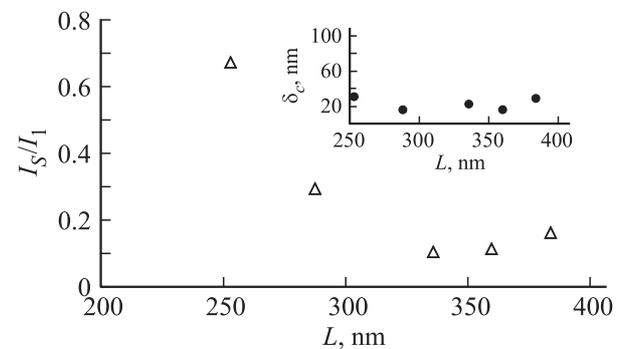


Рис. 8. Зависимость отношений интенсивностей поверхностной и первой объемной моды, а также глубины проникновения поверхностной моды (на вставке), от толщины слоя Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>.

поверхностной и первой объемной моды, то спектр СВР описывается формулой (10). Как видно из формулы (10), большая разница экспериментальных полей  $H_S - H_1$  (в [36]  $H_S - H_1 = 1200$  Oe) может быть обусловлена как величиной  $|K_S|$ , так и величиной  $\frac{2A}{M_S} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2$ . Действительно, при значениях  $A = 0.95 \cdot 10^{-6}$  erg/cm и  $M_S \approx 866$  G для пленок FePt из работы [37], мы получим величину  $\frac{2A}{M_S} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \approx 865$  Oe, тогда из выражения (10) можно определить величину  $|K_S| \approx 0.315$  erg/cm<sup>2</sup>. Вычисленное значение константы поверхностной анизотропии для

пленок FePt хорошо согласуется с величинами  $K_S$  для аналогичных пленок из [38], которые в данной работе определялись по модели Нееля.

Отметим, что в случае отсутствия в спектре СВР поверхностной моды (случай  $K_S > 0$ ), также существует возможность определения величины константы поверхностной анизотропии с помощью метода спин-волнового резонанса. На первом шаге проводятся измерения угловой зависимости первой объемной моды, полученные данные совместно с выражениями (2) и (5) позволяют определить величину волнового вектора  $k$ . Следующий этап в определении величины  $K_S$  сводится в подстановке полученного значения в выражение (7). Методический пример такой оценки величины  $K_S$  представлен в [38].

Экспериментальная угловая зависимость ( $H_S - H_1$ ), измеренная на Fe–Ni пленке толщиной  $L \sim 336$  nm и состава Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> (рис. 9), позволяет оценить степень и нелинейность зависимости между волновым вектором и направлением внешнего поля. Критические углы, при которых в спектре СВР переставал регистрироваться пик поверхностной моды (как и иные моды, кроме пика однородного резонанса), составляют 84 и 95°, значению углов 87 и 92° соответствует максимальная разница между поверхностной и первой модами. Характер наблюдаемой угловой зависимости может быть обусловлен двумя источниками. Первый — это взаимосвязь волнового вектора с эффективной толщиной пленки: поворот пленки в поле на некий угол приводит к увеличению эффективной толщины и, как следствие, изменению значения резонансного поля. Аналитический расчет подобного поведения был предсказан в работе [39].

Второй — изменение эффективных условий поверхностного закрепления, которые определяются как энергией поверхностной анизотропии, так и магнитостатической энергией, сформированной разницей намагниченностей в объеме и на поверхности пленки. Поворот образца во внешнем магнитном поле приводит к изменению вклада от магнитостатической составляющей, чем могут быть объяснены точки максимума на угловой зависимости.

Хорошо известно, что изменения состава сплава могут способствовать трансформациям в его структуре,

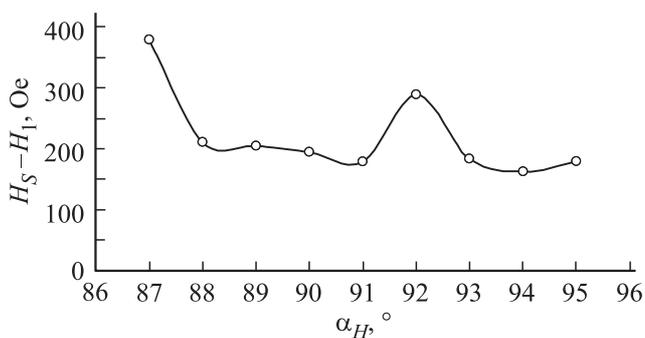


Рис. 9. Угловая зависимость полевого сдвига между поверхностной и первой объемной модами.

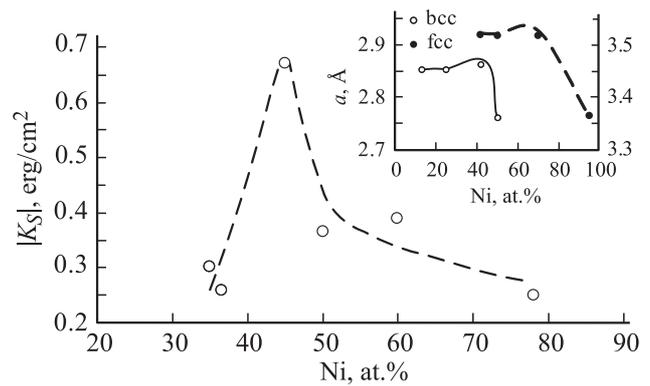


Рис. 10. Концентрационные зависимости константы поверхностной анизотропии и величины постоянной решетки (вставка) пленок Fe–Ni.

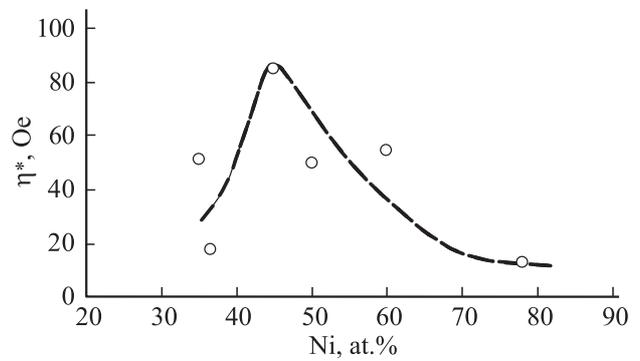


Рис. 11. Концентрационная зависимость нормированного значения обменной жесткости пленок Fe–Ni.

приводящим к изменениям в магнитных параметрах системы. С целью изучения влияния состава сплава на величину константы поверхностной анизотропии была измерена концентрационная зависимость данного параметра. Пленки изготавливались при толщине основного магнитного слоя Fe–Ni в диапазоне от 220 до 250 nm. Структурные трансформации, происходящие по мере изменения состава сплава, определялись из рентгеноструктурных исследований. Константы поверхностной анизотропии рассчитывались из спектров СВР пленок по формуле (10). Величина нормированной обменной жесткости ( $\eta^* = \frac{2A}{M_S} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2$ ) в эрстедах определялась по формуле (9). Указанные зависимости представлены на рис. 10, 11.

## 5. Заключение

Таким образом, результаты исследований методом СВР однослойных пленок FeNi сплава демонстрируют возможности данного метода как для оценки условий закрепления, так и установления величины константы поверхностной анизотропии, и величины спин-волновой жесткости.

Среднее значение  $|K_S|$  для серии пленок состава Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> (при толщинах пленки в диапазоне 250–400 nm) составило величину порядка 0.34 erg/cm<sup>2</sup>, величины константы обменного взаимодействия  $A = (0.6–0.8) \cdot 10^{-6}$  erg/cm. Глубины проникновения поверхностной обменной спиновой волны  $\delta_c = 20–30$  nm.

Трансформация атомной и наноструктуры пленок Fe–Ni сплавов при инвариантной концентрации ( $x_c = 40–45$  at.%) проявляется как на концентрационной зависимости обменной жесткости  $\eta(x)$  вблизи  $x_c$ , так и на зависимости константы поверхностной анизотропии  $K_S(x)$  в этой же области концентраций  $x_c$ .

## Список литературы

- [1] V.V. Kruglyak, C.S. Davies, V.S. Tkachenko, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Gorobets, A.N. Kuchko. *J. Phys. D* **50**, 094003 (2017).
- [2] A.I. Stognij, L.V. Lutsev, V.E. Bursian, N.N. Novitskii. *J. Appl. Phys.* **118**, 023905 (2015).
- [3] Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, М.В. Чижик, Л.А. Чеканова. *Письма в ЖЭТФ* **94**, 4, 325 (2011).
- [4] D.M. Jacobi, E. Sallica Leva, N. Alvarez, M. Vasquez Mansilla, J. Gomez, A. Butera. *J. Appl. Phys.* **111**, 033911 (2012).
- [5] G. Thirupathi, R. Singh. *Solid State Phys. AIP Conf. Proc.* **1665**, 050133-1 (2015).
- [6] Л.А. Чеканова, С.В. Комогорцев, Е.А. Денисова, Л.А. Кузвникова, И.В. Немцев, Р.Н. Ярославцев, Р.С. Исхаков. *Изв. РАН. Сер. физ.* **81**, 3, 380 (2017).
- [7] L. Dreher, C. Bihler, E. Peiner, A. Waag, W. Schoch, W. Limmer, S.T.B. Goennenwein, M.S. Brandt. *Phys. Rev. B* **87**, 224422 (2013).
- [8] А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, О.Л. Казакова, Й. Танимото. *ЖЭТФ* **135**, 6, 1134 (2009).
- [9] X. Liu, J.K. Furdyna. *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, R245 (2006).
- [10] A. Butera. *Phys. Rev. B* **60**, 17, 12270 (1999).
- [11] Е.А. Денисова, С.В. Комогортsev, Р.С. Iskhakov, Л.А. Чеканова, А.Д. Balaev, Y.E. Kalinin, A.V. Sitnikov. *JMMM* **440**, 221 (2017).
- [12] D.A. Balaev, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskiy, S.I. Popkov, S.V. Stolyar, O.A. Bayukov, R.S. Iskhakov, V.P. Ladygina, R.N. Yaroslavtsev. *JMMM* **410**, 171 (2016).
- [13] С.В. Столяр, Р.Н. Ярославцев, Р.С. Исхаков, О.А. Баюков, Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, А.А. Красиков, В.П. Ладыгина, А.М. Воротынов, М.Н. Волочаев. *ФТТ* **59**, 3, 538 (2017).
- [14] W.S. Ament, G.T. Rado. *Phys. Rev.* **97**, 6, 1558 (1955).
- [15] C. Kittel. *Phys. Rev.* **110**, 6, 1295 (1958).
- [16] A.V. Davydenko, A.G. Kozlov, A.V. Ognev, M.E. Steblyi, A.S. Samardak, K.S. Ermakov, A.G. Kolesnikov, L.A. Chebotkevich. *Phys. Rev B* **95**, 064430 (2017).
- [17] А. Станков. В кн.: *Физика магнитных пленок* / Под ред. В.А. Буравихина. Восточно-Сибирская правда, Иркутск (1968). С. 422.
- [18] В.М. Соколов, Б.А. Тавгер. *ФТТ* **10**, 6, 1793 (1968).
- [19] H. Puzskarski. *Acta Phys. Polon. A* **38**, 217 (1970).
- [20] H. Puzskarski. *Phys. Status Solidi* **38**, A145 (1970).
- [21] Б.Н. Филиппов. *ФММ* **32**, 5, 911 (1971).
- [22] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. *ФТТ* **14**, 7, 2121 (1971).
- [23] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. *ФММ* **34**, 6, 1303 (1972).
- [24] *Магнетизм и магнитные материалы. Терминологический справочник* / Под ред. Ф.В. Лисовского и Л.И. Антонова. ВАГРИУС, М. (1997). 239 с.
- [25] A.G. Gurevich, G.A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, Boca Raton. (1996). 456 p.
- [26] M. Farle. *Rep. Prog. Phys.* **61**, 755 (1998).
- [27] C. Kittel. *Phys. Rev.* **73**, 2, 155 (1948)
- [28] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. *Физические свойства и применение магнитных пленок*. Наука, Новосибирск (1975). 222 с.
- [29] Р.С. Исхаков, М.М. Бруштунов, А.С. Чеканов. *ФТТ* **29**, 29, 2699 (1987).
- [30] Р.С. Исхаков, М.М. Бруштунов, А.Г. Нармонеv, И.А. Турпанов, Л.А. Чеканова. *ФММ* **79**, 5, 122 (1995).
- [31] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, Н.С. Чистяков. *ЖЭТФ* **75**, 2 (8), 653 (1978).
- [32] J.T. Yu, R.A. Turk, P.E. Wigen. *Phys. Rev. B* **11**, 11, 420 (1975).
- [33] А. Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках: монография*. Наука, М. (1973). 591 с.
- [34] P. Talagala, P.S. Fodor, D. Haddad, R. Naik, L.E. Wenger, P.P. Vaishnav, V.M. Naik. *Phys. Rev. B* **66**, 144426 (2002).
- [35] И.Г. Важенина, Л.А. Чеканова, Р.С. Исхаков. *Изв. РАН. Сер. физ.* **81**, 3, 337 (2017).
- [36] C. Antoniak, J. Lindner, K. Fauth, J.-U. Thiele, J. Minár, S. Mankovsky, H. Ebert, H. Wende, M. Farle. *Phys. Rev. B* **82**, 064403 (2010).
- [37] E. Sallica Leva, R.C. Valente, F. Martinez, M. Vasquez Mansilla, S. Roshdestwensky, A. Butera. *Phys. Rev. B* **82**, 144410 (2010).
- [38] E. Burgos, E. Sallica Leva, J. Gomez, F. Martinez Tabares, M. Vasquez Mansilla, A. Butera. *Phys. Rev. B* **83**, 174417 (2011).
- [39] P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, Thomas D. Rossing. *Phys. Rev. Lett.* **9**, 5, 206 (1962).