

05,13

Ферромагнитный и спин-волновой резонанс в тонкой пленке (30 nm) сверхрешетки [CoFe/Cu]_N

© И.Г. Важенина¹, Р.С. Исхаков¹, М.В. Рауцкий¹, М.А. Миляев², Л.И. Наумова²

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

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: irina-vazhenina@mail.ru

Поступила в Редакцию 8 июля 2019 г.

В окончательной редакции 8 июля 2019 г.

Принята к публикации 16 июля 2019 г.

Методом ферромагнитного и спин-волнового резонанса изучены угловые зависимости спектров СВЧ-поглощения мультислойной пленки (CoFe/Cu)_N. В работе установлены: критический угол θ_c , указывающий на границы диапазонов возбуждения однородных и неоднородных спиновых мод; тип граничных условий; величины констант поверхностной анизотропии и обменного взаимодействия. Показано, что точность идентификации отдельных мод в спектрах является ключевым фактором при анализе регистрируемых кривых.

Ключевые слова: ферромагнитный и спин-волновой резонанс, константа поверхностной анизотропии, константа обменного взаимодействия, сверхрешетка.

DOI: 10.21883/FTT.2020.01.48746.544

1. Введение

Методы ферромагнитного (ФМР) и спин-волнового (СВР) резонанса известны как надежные инструменты при определении фундаментальных параметров магнитных материалов: эффективной намагниченности M_{eff} , константы обменного взаимодействия A (в диапазоне волновых векторов $k = (1-20) \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$) и спин-волновой жесткости η , константы поверхностной анизотропии K_S . Объектами исследования могут выступать самые разные классы материалов — тонкие ферромагнитные пленки [1–5], порошковые системы [6,7], разбавленные магнитные полупроводники [8,9], нанокompозиты ферромагнитный металл-диэлектрик [10–12], а также ферригидридные наночастицы биологического и химического происхождения [13,14]. Угловые зависимости резонансных полей, как в перпендикулярной, так и в параллельной ориентации постоянного магнитного поля H относительно плоскости тонкой пленки, позволяют получить информацию о наличии и величине вклада анизотропии разного вида — магнитокристаллической, магнитоупругой, поверхностной [8,15–17].

Точность определения каждого из указанных выше магнитных параметров в значительной степени зависит от точности определения резонансного поля ФМР и от корректности идентификации регистрируемых мод в неоднородном ФМР. Так, анализ спектров СВЧ-поглощения в тонких пленках требует учета ряда параметров — это граничные условия [18–21], толщина ферромагнитной пленки [22], влияющая на соотношение интенсивностей между поверхностной модой и модой

стоячей спиновой волны, а также, для мультислойных пленок, композиционный состав [23–26], определяющий распределение магнитного параметра по толщине пленки, и структурные параметры (толщина и количество отдельных слоев) [3,27]. Правила нумерации стоячих спиновых мод, регистрируемых в СВР-спектре, достаточно подробно изложены в работах [3,22,28–31].

Учет вышеперечисленных факторов при анализе регистрируемых спектров СВЧ-поглощения, позволил нам методами ФМР и СВР установить ряд основных магнитных характеристик для сверхрешетки [CoFe/Cu]_N, изготовленной в виде тонкой пленки ($\sim 30 \text{ nm}$).

2. Получение образцов и методика эксперимента

Мультислойная пленка в виде сверхрешетки [(Co_{0.88}Fe_{0.12})/Cu]_N с толщиной немагнитной прослойки $t_s = 2.05 \text{ nm}$, синтезировалась методом магнетронного напыления с использованием установки MPS-4000-C6 и представляла собой планарную наноструктуру с композицией, представленной на рис. 1, а. В качестве подложки использовали стекло Corning, толщина немагнитного Cu-слоя выбрана таким образом, чтобы в пленочной системе реализовывался второй антиферромагнитный максимум обменной связи слоев CoFe через слой Cu.

Структурные измерения, выполненные на дифрактометре ДРОН-3М с использованием $\text{CoK}\alpha$ излучения, показали, что сверхрешетка обладает совершенной структурой слоев с ГЦК-решеткой и аксиальной текстурой $\langle 111 \rangle$ с осью, нормальной к плоскости слоев.

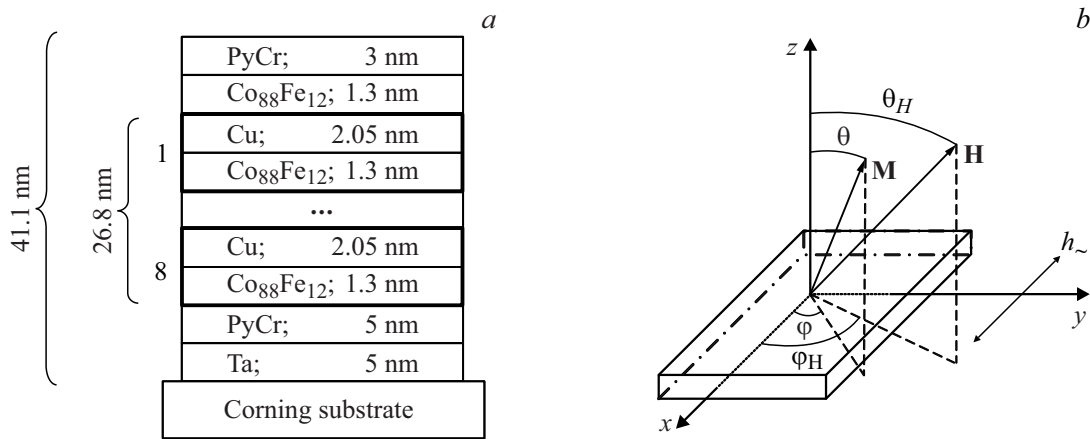


Рис. 1. Композиционная структура образца (а) и геометрия проведения эксперимента (b).

СВЧ спектры пленок были получены на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия). Измерение СВЧ-спектров проводилось при комнатной температуре в X диапазоне (частота накачки резонатора $f = 9.2$ GHz), образец помещался в пучность переменного магнитного поля h_{sim} объемного резонатора. Измерения были выполнены как при изменении направления постоянного магнитного поля \vec{H} в плоскости пленки (по углу φ_H), так и в плоскости, параллельной нормали пленки (по углу θ_H) (рис. 1, b).

3. Возбуждение обменных спиновых волн в тонких ферромагнитных пленках

Спиновые волны или волны намагниченности, в зависимости от граничных условий, могут иметь два вида распределения по толщине тонкой ферромагнитной пленки. Первый — однородная прецессия вектора намагниченности, экспериментально наблюдаемая при ФМР и второй — стоячие обменные спиновые волны, регистрируемые методом СВР.

Общее выражение резонансной частоты ω_0 ФМР в сферической системе координат [32,16,17] через полную энергию магнитной системы E , с учетом уравнения Ландау–Лифшица для движения намагниченности M , заданной полярным θ и азимутальным φ углами, может быть представлено

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где $\gamma = 1.758 \cdot 10^7$ Hz/Oe — гиромагнитное соотношение.

При этом равновесное положение вектора намагниченности определяется следующим соотношением

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0, \quad (2)$$

а плотность свободной энергии

$$\begin{aligned} E = & -M \cdot H \\ & \times [\sin(\theta) \cdot \sin(\theta_H) \cdot \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos(\theta) \cdot \cos(\theta_H)] \\ & + \frac{K_1}{4} [\sin^4(\theta) \cdot \sin^2(2 \cdot \varphi) + \sin^4(2\theta)] \\ & + \frac{K_2}{16} \cdot \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2(\theta) \cdot \sin^2(2\varphi) \\ & + [2\pi M^2 + K_n] \cos^2(\theta) + K_u \cdot \sin^2(\theta) \cdot \sin^2(\varphi - \varphi_0), \end{aligned} \quad (3)$$

где θ_H и φ_H — полярный и азимутальный угол внешнего постоянного подмагничивающего поля H ; K_1 и K_2 — первая и вторая константа кубической анизотропии; K_n — константа перпендикулярной одноосной анизотропии; K_u — константа одноосной анизотропии в плоскости, действующей под углом φ_0 .

Численно решая систему уравнений (1), (2) и (3) можно найти значение резонансного поля H_0 однородной моды при произвольном направлении внешнего магнитного поля. Предельные случаи для магнито-изотропного образца в виде бесконечно тонкого диска были получены Киттелем [33],

$$\begin{aligned} \frac{\omega_0}{\gamma} = & (H_0 - 4\pi M_{eff}) \quad (\text{при } \theta = \theta_H = 0^\circ), \\ \left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right)^2 = & H_0(H_0 + 4\pi M_{eff}) \quad (\text{при } \theta = \theta_H = 90^\circ), \end{aligned} \quad (4)$$

где M_{eff} — эффективная намагниченность.

Угловая зависимость собственных неоднородных колебаний намагниченности (стоячих обменных спиновых

волн), возбуждаемых при действии однородного переменного магнитного поля h ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$) с частотой ω , определяется выражением [34]:

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = \left(H \sin \theta_H + 4\pi M \sin \theta + \frac{2Ak^2}{M} \sin \theta\right) \times \left(H \sin \theta_H + \frac{2Ak^2}{M} \sin \theta\right) + \left(H \cos \theta_H - 4\pi M \cos \theta + \frac{2Ak^2}{M} \cos \theta\right)^2, \quad (5)$$

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

Действие постоянного магнитного поля в плоскости, совпадающей с нормалью к поверхности пленки ($\theta = \theta_H = 0^\circ$), упрощает выражение (5) до зависимости положений резонансных полей от волнового вектора, описанной Киттелем [18]:

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_{eff} - \frac{2A}{M_S} k^2. \quad (6)$$

Определяющим фактором при возбуждении стоячих спиновых волн являются граничные условия. Исходя из предположения, что в общем случае на различных поверхностях пленки поверхностные спины закреплены неодинаково, обменные граничные условия определяются выражениями [22,28,29]:

$$\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} + \beta_1^S \mathbf{m}\right)_{z=L/2} = 0, \quad \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} - \beta_2^S \mathbf{m}\right)_{z=-L/2} = 0, \quad (7)$$

где m — комплексная амплитуда переменной намагниченности; β_1^S и β_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.

Параметр закрепления поверхностных спинов β^S , а следовательно, и константа поверхностной анизотропии K_S , 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 $h \sim (\mathbf{k} \perp \mathbf{H})$ 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 [18] 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, ... 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 демонстрирует наличие одной поверхностной моды в полях больших, чем поле основного тригонометрического максимума и отсутствие четных мод [35]. Вторым случаем, когда величины $|K_{S1}|$ и $|K_{S2}|$ [36] значительно отличаются друг от друга. И третий вариант, случай когда сумма $K_{S1} + K_{S2}$ [37] незначительно отличается от нуля, последнее приводит к отсутствию в спектре четной моды с $n = 2$. Также возможен вариант, когда в спектре СВР регистрируются две поверхностные моды, что соответствует условиям $K_{S1} < 0$ и $K_{S2} < 0$. Тип закрепления определяется величиной среднего значения магнитного момента на поверхности, а также распределением намагниченности по толщине пленки [38].

4. Экспериментальные результаты и обсуждение

Вид экспериментальных спектров СВЧ-поглощения в диапазоне углов от 20 до 90 градусов представлен на рис. 2, в диапазоне углов от 0 до 10 градусов на рис. 3 и 4.

Каждая резонансная кривая в диапазоне углов от 20 до 90 градусов идентифицируется нами как результат возбуждения однородной моды ($k = 0$). Полученные экспериментальные значения резонансных полей в данном диапазоне углов θ_H с достаточной высокой точностью совпадают с теоретической кривой, рассчитанной из решения системы, составленной выражениями (1)–(3) (см. рис. 5). Выражение (4) при условии, что $\theta = \theta_H = 90^\circ$, позволяет нам определить величину $M_{eff} \approx 1000$ G.

Кривые СВЧ-поглощения в диапазоне углов от 0 до 10 градусов, имеющие сложную форму (рис. 3 и 4), были разложены на составляющие с помощью дифференцированной функции Лоренца, выбор которой учитывал отсутствие вклада электрической компоненты (обусловлено конструкцией резонатора и размерами образца). Пример выполненного разложения представлен на рис. 4, б.

Моды, наблюдаемые в СВЧ-спектре в диапазоне углов $15^\circ < \theta_H < -15^\circ$, идентифицируются нами как две поверхностные (граничные условия типа „легкая плоскость“ при $-K_{S1} \neq -K_{S2}$) и стоячая обменная спиновая волна ($n = 1$). Зависимость типа моды (однородная или неоднородная) от угла θ_H наблюдалась еще в первое десятилетие после открытия явления СВР [34]. Авторы [34] установили не только угловую зависимость

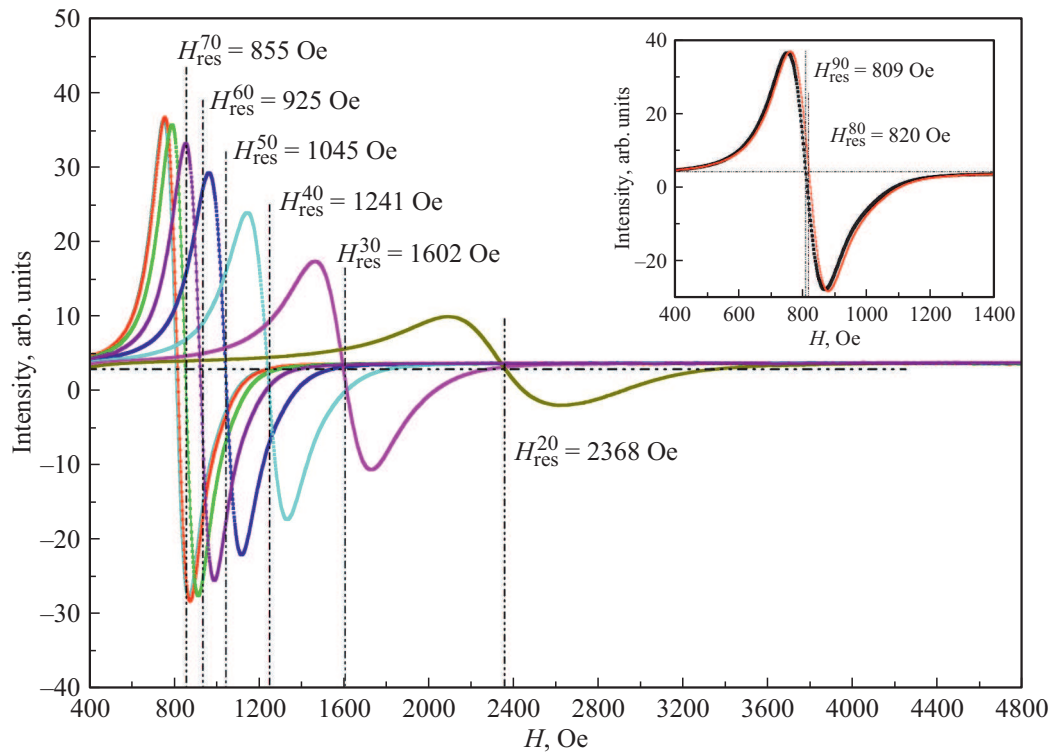


Рис. 2. Вид экспериментальных спектров в диапазоне от 20 до 90 градусов (верхним индексом в обозначении резонансного поля указана величина угла θ_H).

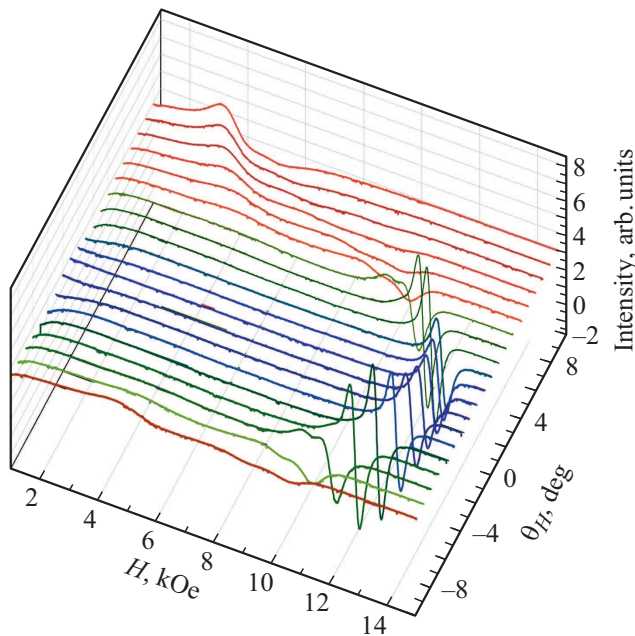


Рис. 3. Распределение экспериментальных спектров по полям в диапазоне углов от 10 до -10 градусов.

резонансных полей от угла θ_H (выражение (5)), но и определили условия, при которых может быть найден критический угол $\theta_{H\text{critic}}$ перехода неоднородных мод к однородной. Используя выражение (5), величину

$M_{eff} \approx 1000 \text{ G}$ и условия, изложенные в работе [34], нами был рассчитан $\theta_{H\text{critic}}$, который составил $15^\circ \pm 2^\circ$ в диапазоне значений полевого угла намагниченности θ от 0 до 25 градусов. Угол, при котором форма экспериментальной кривой СВЧ-спектра становится составной, совпадает с $\theta_{H\text{critic}}$ (рис. 5).

Важным фактором, при проведении интерпретации спектров, являлась интенсивность выделенных мод. Интенсивность неоднородных спиновых мод зависит от толщины образца, а также величины и знака константы поверхностной анизотропии [21]. Поведение угловой зависимости определяется величиной отклонения поля одноосной анизотропии от нормали пленки [39,40]. Исследование зависимости соотношения между интенсивностью первой объемной моды I_1 и интенсивностью поверхностной I_S моды от толщины пленки авторами работы [22] продемонстрировало, что в пленках толщиной менее 100 нм $I_S > I_1$ и особенно сильно преобладание I_S над I_1 начинает проявляться при отклонении постоянного магнитного поля от нормали пленки. Существенность вклада толщины пленки в распределение интенсивностей мод в спектре СВР можно продемонстрировать на примере работы [41], авторы которой в спектре СВР ультратонкой пленки FePt (50 нм) обозначили наибольший по интенсивности пик как моду однородного резонанса, а меньший по интенсивности как первую объемную стоячую моду. На основании проведенной идентификации они определили величины

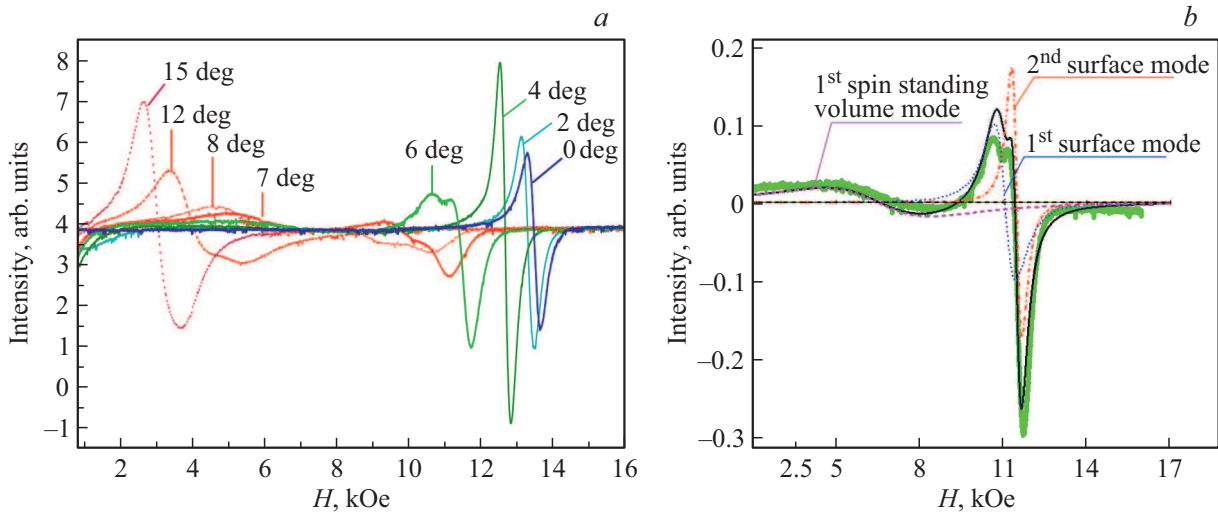


Рис. 4. а) Вид отдельных экспериментальных спектров в диапазоне от 15 до 0 градусов; б) Пример разложения на лоренцианы экспериментального спектра при $\theta_H = 6^\circ$.

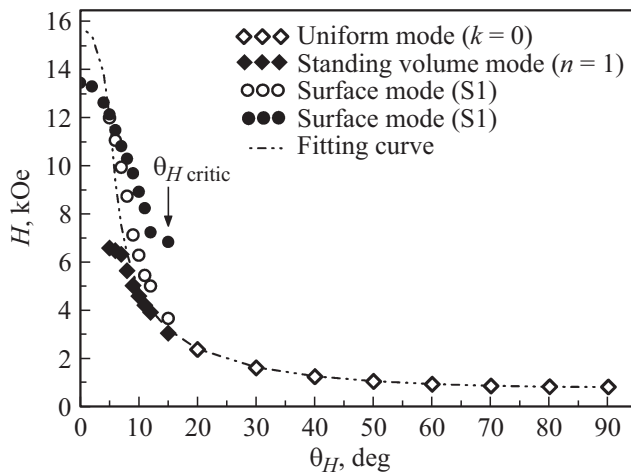


Рис. 5. Угловая зависимость положений резонансных полей.

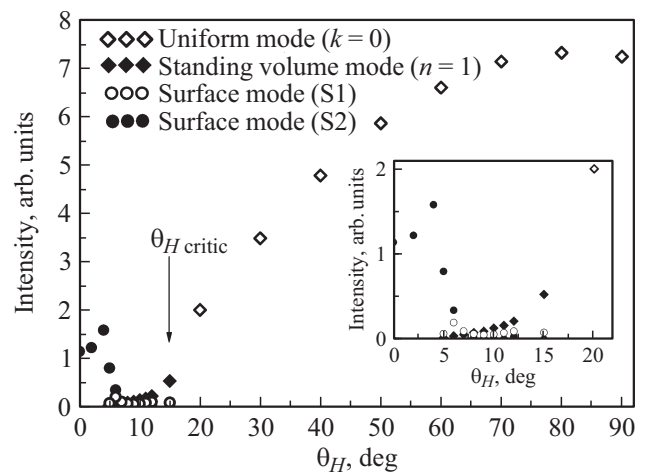


Рис. 6. Угловая зависимость интенсивностей отдельных мод.

спин-волновой жесткости η , которая получилась явно завышенной. Оценка K_S при иной идентификации спектра — как возбуждение поверхностной и первой объемной моды, дает хорошее согласие с результатами [42], авторы которой величину K_S определяли по модели Нееля.

Исследуемая нами пленка имеет общую толщину магнитных слоев ~ 30 nm, следовательно, должно соблюдаться соотношение $I_S > I_1$, что и учитывалось при идентификации обработанных спектров. Выполненное разложение экспериментальных спектров на составляющие моды позволило нам получить зависимость интенсивностей мод от угла θ_H (рис. 6).

Как уже было отмечено ранее, вид угловой зависимости интенсивности, как теоретически установлено [39] и экспериментально подтверждено [40], определяется углом отклонения оси поля анизотропии от нормали пленки. Максимум в интенсивности поверхностных мод

(рис. 6) соответствует 4 и 6°, и следовательно, имеется отклонение от оси поля поверхностной анизотропии от нормали на угол $\sim 5^\circ$. Предположение об отклонении оси именно поверхностной анизотропии основано на нескольких фактах. Первый заключается в отсутствие одноосной анизотропии в плоскости пленки, что подтверждается угловыми зависимостями резонансных полей от угла φ_H при $\theta_H = 90^\circ$. Вторым — это вид угловой зависимости интенсивности однородной моды I_0 , которая плавно возрастает при изменении угла θ_H от 20 до 90°. Подобное изменение в $I_0(\theta_H)$ происходит в случае совпадения угла одноосной перпендикулярной анизотропии с нормалью пленки и малого угла отклонения поля поверхностной анизотропии от $\theta_H = 0^\circ$. Возможной причиной в отклонении оси поля поверхностной анизотропии может являться сформированная аксиальная текстура $\langle 111 \rangle$.

Наличие в спектре поверхностных мод дает возможность для определения величины константы поверхностной анизотропии, которая (когда $K_S < 0$) вычисляется по формуле

$$|K_S| = \left[\frac{M_{eff} \cdot A}{2} \cdot \left[(H_S - H_1) - \frac{2A}{M_{eff}} \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \right] \right]^{1/2}, \quad (8)$$

а также при симметричных граничных условиях K_S может быть оценена из выражения [43]:

$$K_S = \frac{n^2 \pi}{2} \cdot \frac{A}{2} \cdot \frac{\Delta H_n}{\Delta H_S} \sqrt{\frac{I_n}{I_S}}, \quad (9)$$

где ΔH_n — ширина линии n -ой объемной стоячей спиновой моды, ΔH_S — ширина линии поверхностной моды.

Совместное решение (8) и (9) позволяет нам оценить величины A , $|K_{S1}|$ и $|K_{S2}|$ (где $S1$ и $S2$ — первая и вторая поверхностная мода): $\sim 0.2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, ~ 0.24 erg/cm² и ~ 0.54 erg/cm², соответственно. Численное значение константы обменного взаимодействия совпадает с данными работы [44], авторы которой установили влияние соотношения толщин магнитного и немагнитного слоя на величину A .

5. Заключение

Выполненное исследование динамических характеристик мультислойной пленки [CoFe/Cu] демонстрирует возможность использования методов ФМР и СВР как при определении фундаментальных магнитных параметров, так и при идентификации структурных особенностей. Регистрируемые спектры СВЧ-поглощения и их угловые зависимости позволили установить тип граничных условий — легкая плоскость на обеих поверхностях закрепления стоячих спиновых волн, оценить величины констант поля поверхностной анизотропии — $K_{S1} = -0.24$ erg/cm² и $K_{S2} = -0.54$ erg/cm², а также наличие отклонения от оси поля поверхностной анизотропии от нормали пленки и величину угла данного отклонения $\sim 5^\circ$.

Реализация неоднородных спиновых волн при перпендикулярной ориентации пленки в постоянном магнитном поле позволила нам определить величину константы обменного взаимодействия — $\sim 0.2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm. Также установлены диапазоны угла θ_H , при которых возбуждаются однородные и неоднородные моды спиновых волн.

Финансирование работы

„Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 18-42-243005 „Синтез и исследование магнитных

свойств градиентных материалов, отличающихся заданным видом изменения магнитного параметра“ и в рамках темы „Спин“ № АААА-А18-118020290104-2”.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

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**, 9, 094003 (2017).
- [2] A.I. Stognij, L.V. Lutsev, V.E. Bursian, N.N. Novitskii. *J. Appl. Phys.* **118**, 2, 023905 (2015).
- [3] P.C. 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. Álvarez, M. Vázquez Mansilla, J. Gómez, A. Butera. *J. Appl. Phys.* **111**, 3, 033911 (2012).
- [5] И.Г. Важенина, P.C. Исхаков, Л.А. Чеканова. ФТТ **60**, 2, 287 (2018).
- [6] G. Thirupathi, R. Singh. *AIP Conf. Proc.* **1665**, 050133 (2015).
- [7] Л.А. Кузовникова, Е.А. Денисова, С.В. Комогорцев, И.В. Немцев, P.C. Исхаков, Л.А. Чеканова, В.К. Мальцев. Изв. РАН. Сер. физ. **3**, 323 (2017).
- [8] L. Dreher, C. Bihler, E. Peiner, A. Waag, W. Schoch, W. Limmer, S.T.B. Goennenwein, M.S. Brandt. *Phys. Rev. B* **87**, 22, 224422 (2013).
- [9] А.И. Дмитриев, P.Б. Моргунов, О.Л. Казакова, Й. Танимото. ЖЭТФ **135**, 6, 1134 (2009).
- [10] A. Butera, J.N. Zhou, J.A. Barnard. *Phys. Rev. B* **60**, 17, 12270 (1999).
- [11] E.A. Denisova, S.V. Komogortsev, R.S. Iskhakov, L.A. Chekanova, A.D. Balaev, Yu.E. Kalinin, A.V. Sitnikov. *J. Magn. Magn. Mater* **440**, 221 (2017).
- [12] X. Liu, J.K. Furdyna. *J. Phys. Condens. Matter* **18**, 13, R245 (2006).
- [13] 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. *J. Magn. Magn. Mater* **410**, 171 (2016).
- [14] С.В. Столяр, P.Н. Ярославцев, P.C. 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).
- [15] A. Layadi. *Phys. Rev. B* **66**, 18, 184423 (2002).
- [16] J. Smit, H.G. Beljers. *Philips Res. Rep.* **10**, 113 (1955).
- [17] J.O. Artman. *Phys. Rev.* **105**, 1, 74 (1957).
- [18] C. Kittel. *Phys. Rev.* **110**, 6, 1295 (1958).
- [19] W.S. Ament, G.T. Rado. *Phys. Rev.* **97**, 6, 1558 (1955).
- [20] H. Puszkarski. *Prog. Surf. Sci.* **9**, 5–6, 191 (1979).
- [21] H. Puszkarski, P. Tomczak. *Surf. Sci. Rep.* **72**, 5, 351 (2017).
- [22] Ю.А. Корчагин, P.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. ФММ **34**, 6, 1303 (1972).
- [23] A.M. Portis. *Appl. Phys. Lett.* **2**, 4, 69 (1963).
- [24] E. Schlömann. *J. Appl. Phys.* **36**, 3, 1193 (1965).
- [25] P.C. Исхаков, Л.А. Чеканова, И.Г. Важенина. Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 10, 1469 (2013).
- [26] V.A. Ignatchenko, D.S. Tsikalov. Abstracts VI Euro-Asian Symp. „Trends in MAGnetism.“ Kirensky Institute of Physics, Krasnoyarsk (2016). P. 264.

- [27] Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, М.В. Чижик. ФТТ **54**, 4, 704 (2012).
- [28] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. ФТТ **14**, 7, 2121 (1972).
- [29] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука, Новосибирск (1975). 221 с.
- [30] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 591 с.
- [31] В.М. Соколов, Б.А. Тавгер. ФТТ **10**, 6, 1793 (1968).
- [32] H. Suhl. Phys. Rev. **97**, 2, 555 (1955).
- [33] C. Kittel. Phys. Rev. **73**, 2, 155 (1948).
- [34] P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, U.K. Cummings, M.E. Baldwin. J. Appl. Phys. **34**, 4, 1137 (1963).
- [35] Р.С. Исхаков, М.М. Бруштунов, Л.А. Чеканова. ФТТ **29**, 9, 2699 (1987).
- [36] Р.С. Исхаков, М.М. Бруштунов, А.Г. Нармонеv, И.А. Турпанов, Л.А. Чеканова. ФММ **79**, 5, 122 (1995).
- [37] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, Н.С. Чистяков. ЖЭТФ **75**, 2, 653 (1978).
- [38] J.T. Yu, R.A. Turk, P.E. Wigen. Phys. Rev. B **11**, 1, 420 (1975).
- [39] A. Layadi. Phys. Rev. B **63**, 17, 174410 (2001).
- [40] J.A. Haggmann, K. Traudt, Y.Y. Zhou, X. Liu, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. J. Magn. Magn. Mater **360**, 137 (2014).
- [41] C. Antoniak, J. Lindner, K. Fauth, J.-U. Thiele, J. Minár, S. Mankovsky, H. Ebert, H. Wende, M. Farle. Phys. Rev. B **82**, 6, 064403 (2010).
- [42] E. Burgos, E. Sallica Leva, J. Gómez, F. Martínez Tabares, M. Vásquez Mansilla, A. Butera. Phys. Rev. B **83**, 17, 174417 (2011).
- [43] А. Станков. В сб.: Физика магнитных пленок / Под ред. М.Г. Рубашевской. Восточно-Сибирская правда, Иркутск (1968). С. 422.
- [44] Р.С. Исхаков, Н.А. Шепета, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, В.Ю. Яковчук. Письма в ЖЭТФ **83**, 1, 31 (2006).

Редактор К.В. Емцев