

05,13

Спин-волновой резонанс в мультислойной структуре $\text{Co}_{1-x}\text{P}_x/\text{Co}_{1-y}\text{P}_y$ как метод регистрации брегговских щелей в спектре спиновых волн

© Р.С. Исахов¹, С. В. Столяр^{1,2}, Л.А. Чеканова¹, М.В. Чижик²

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

² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

E-mail: rauf@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 12 июля 2011 г.

В окончательной редакции 23 сентября 2011 г.)

Методом спин-волнового резонанса в мультислойных структурах $(\text{Co}_{98}\text{P}_2/\text{Co}_{95}\text{P}_5)_N$ обнаружена модификация спектра обменных спиновых волн, обусловленная образованием первой, второй, третьей зон Бриллюэна в одномерном магнетонном кристалле, сформированном периодической модуляцией обмена. Измерены величины запрещенных зон при волновых векторах $k_b = \pi/(d_1 + d_2)$ и $2k_b$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы“ (2011) и в рамках программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг.

1. Введение

Спектр волн любой природы в периодических структурах имеет зонный характер. В нем проявляются зоны разрешенных и запрещенных значений энергии ε . В обратном пространстве формируются зоны Бриллюэна, края определяются волновыми векторами $k_b = m\pi/2$ ($m = 1, 2, 3, \dots$), где m — номер зоны, вектор обратной решетки $q = 2\pi/(d_1 + d_2)$, $d_1 + d_2$ — период одномерной модуляции. При значениях k_b на графике функции $\varepsilon(k)$ возникают щели (запрещенные зоны $\Delta\varepsilon_m$). К таким структурам относятся фотонные и магнетонные кристаллы, изучению которых в настоящее время уделяется много внимания. Развиваемая в настоящее время теория волнового спектра в сверхрешетках ориентирована на два класса экспериментов. В первом случае распространяющиеся волны изучаются с использованием мультислойных структур в качестве диэлектрических зеркал и фильтров, что обусловлено появлением полос непропускания, и измеряются такие параметры, как коэффициенты отражения и прохождения волн. Во втором случае с помощью эксперимента непосредственно изучается дисперсионный закон волн $\varepsilon(k)$. В эксперименте исследуются либо стоячие обменные волны (метод спин-волнового резонанса (СВР), см., например, [1]), либо бегущие магнитостатические волны (метод Бриллюэн–Мандельштамовского рассеяния света [2]). Волновой спектр мультислойных структур существенно зависит от неоднородностей сверхрешетки (толщина границы между слоями, неоднородности слоев и т.д.), что было убедительно показано в теоретических работах [3–5]. Для экспериментальной проверки этих теоретических выводов, как и для иллюстрации общих физических принципов, в мультислойной структуре

спектральными методами необходимо измерять несколько мини-зон.

В работах [1,6] методом спин-волнового резонанса был исследован дисперсионный закон обменных спиновых волн в мультислойных пленках $[\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x(18\text{ nm})/\text{Ni}_{1-y}\text{Fe}_y(18\text{ nm})]_5$, полученных методом химического осаждения. Здесь была обнаружена энергетическая щель $\Delta\varepsilon_1$ при $k_5 = 5\pi/L = 5\pi/5(d_1 + d_2) = \pi/(d_1 + d_2) = k_b$, где L — толщина всей пленки. При анализе спектра СВР, содержащего десять спин-волновых мод, в [1,6] было введено понятие обменного дублета при $n = 5$. Этот дублет представляет собой пики поглощений краев запрещенной зоны спектра обменных спиновых волн, описываемого модами: $n = 1, 2, 3, 4, 5, 5, 6, 7$, где $k_5 = k_b$. Регистрация второй брегговской щели при $k = 2k_b$ на структурах $[\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{Ni}_{1-y}\text{Fe}_y]_5$ оказалась невозможной в силу следующих причин. Во-первых, для надежной регистрации второй брегговской щели в спектре спиновых волн общее количество регистрируемых пиков СВР (тригонометрических мод) должно быть не менее $n \geq 13$ (при условии, что число пар слоев в пленке $N = 5$; при $N = 4$, $n \geq 11$). Для наблюдения такого количества резонансных пиков общая толщина пленки должна составлять $L > 350\text{ nm}$. Во-вторых, в свежеприготовленных мультислойных пленках $[\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{Ni}_{1-y}\text{Fe}_y]_5$ ширина первой брегговской щели в полевых единицах составляет $\Delta\varepsilon_1 \approx 1\text{ kOe}$. Используемая нами частота СВЧ-поля при измерении СВР равна $f = 9.2\text{ GHz}$, поэтому полевой развертки для регистрации такой особенности спектра СВР недостаточно (в нашем случае она составляет 3–3.5 kOe).

Целью данной работы является изготовление мультислойных структур, пригодных для регистрации второй

брегговской щели в спектре спиновых волн мультислойных пленок при $k = 2k_b$, исследование спектра СВР на этих пленках и идентификация пиков спин-волновой восприимчивости.

2. Эксперимент

Стоячие спиновые волны в тонких ферромагнитных пленках (толщиной L) возбуждаются однородным переменным полем h . Эту экспериментальную методику называют методом спин-волнового резонанса, и в настоящее время, она хорошо разработана (см., например, [7,8]). Регистрируемые пики поглощений являются резонансами на стоячих волнах длиной $\lambda/2 = L - L/n$, где n — номер моды. Условием резонанса служит киттельевское соотношение

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_{\text{eff}} - \frac{2A}{M_S} k^2 \quad (1)$$

для случая ортогональной ориентации внешнего магнитного поля H относительно плоскости пленки ($H \perp h$). В (1) ω — фиксированная частота микроволнового поля, γ — гиромагнитное отношение. Величина намагниченности M_{eff} отличается от намагниченности насыщения M_S на вклад, обусловленный внутренними напряжениями пленки и ее полем анизотропии, k — волновое число спиновой волны ($k = n\pi/L$), A — константа обменного взаимодействия, $A = \alpha M_S^2/2$, где α — обменный параметр. Если имеет место полное закрепление спинов на поверхности пленки (узлы стоячих волн), то в СВЧ-спектре проявляются только нечетные моды ($n = 1, 3, 5, \dots$). Если же закрепление неполное, то становится возможным появление четных мод. Кроме того, в зависимости от знака закрепления, описываемого поверхностной анизотропией K_S , в спектре возможны поверхностные спиновые волны при $K_S < 0$. СВР используется в настоящее время для измерения, прежде всего, обменной константы, в том числе и в пленках таких неоднородных ферромагнетиков, как аморфные и нанокристаллические сплавы. Определение величины эффективной спин-волновой жесткости для пленок неоднородных сплавов проводится по формуле

$$\eta = \frac{2A}{M_S} \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 = \frac{H_1 - H_i}{n_i^2 - 1}. \quad (2)$$

Исследуемые в работе мультислойные пленки на основе сплавов Co–P были получены методом химического осаждения. На внешней поверхности ферромагнитных пленок, полученных данным способом (граница металл/воздух), естественным образом формируется поверхностная анизотропия типа „легкая плоскость“ $K_S \approx 1 \text{ erg/cm}^2$. Величину и знак поверхностного закрепления для вектора намагниченности в приподложечной части пленки формировали нанесением дополнительного ферромагнитного слоя, обменно-связанного с основной частью пленки [9]. В работе [9] было показано, что

нанесение на ферромагнитную пленку дополнительного тонкого обменно-связанного с пленкой ферромагнитного слоя (меньшей толщины) с намагниченностью, меньшей, чем намагниченность пленки, приводит к формированию поверхностной анизотропии типа „легкая ось“ ($K_S > 0$). Нанесение же на ферромагнитную пленку дополнительного обменно-связанного с пленкой ферромагнитного слоя с большей намагниченностью, чем намагниченность пленки, приводит к формированию поверхностной анизотропии типа „легкая плоскость“ ($K_S < 0$). Величина поверхностной анизотропии определяется толщиной дополнительного слоя и величиной обменного взаимодействия между слоями.

Использованные сплавы при изготовлении однослойных пленок и мультислойных пленок характеризовались следующими параметрами [10]: ГЦК — Co, состав $Co_{95}P_5$, поле локальной анизотропии $H_a = 2 \text{ kOe}$, $M_S = 890 \text{ G}$, $\alpha = 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$; ГПУ — Co, состав $Co_{98}P_2$, $H_a = 7 \text{ kOe}$, $M_S = 950 \text{ G}$, $\alpha = 1.3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$. Толщины индивидуальных слоев в мультислойных структурах отличались незначительно. Число пар слоев составляло $N = 4, 5, 7$. Измерения спектров ФМР и СВР проводились на стандартном спектрометре ЭПА-2М с частотой 9.2 GHz , температура измерений комнатная. На однослойных пленках $Co_{98}P_2$ толщиной 300 nm наблюдалось единственное поглощение с шириной линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = 700 \text{ Oe}$.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведен спектр СВР однослойной пленки $Co_{95}P_5$ толщиной $L = 300 \text{ nm}$. Спектр СВР содержит восемь пиков, что позволяет провести полный анализ указанного спектра. Видно, что в спектре данной пленки имеется поглощение, резонансное поле которого больше, чем поле наиболее интенсивного поглощения. Данный пик (поверхностный) обусловлен поверхност-

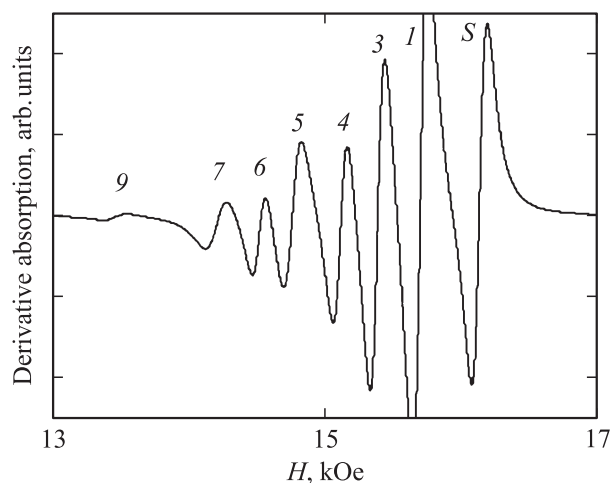


Рис. 1. Спектр СВР однослойной пленки $Co_{95}P_5$ толщиной 300 nm .

ным колебанием намагниченности. Последнее означает, что волновые вектора k стоячих спиновых волн определяются уравнениями (см. [7, 8]), полученными из обменных граничных условий при произвольных параметрах закрепления намагниченности на нижней и верхней поверхностях пленки d_1^S и d_2^S :

$$\operatorname{tg}(kL) = \frac{(d_1^S + d_2^S)k}{k^2 - d_1^S d_2^S}, \quad (3)$$

если k реально,

$$\operatorname{th}(k_S L) = \frac{-(d_1^S + d_2^S)k_S}{k_S^2 + d_1^S d_2^S}, \quad (4)$$

если $k = ik_S$ мнимо.

Здесь параметр закрепления $d_i^S = K_{iS}/A$. Величина A/K_S указывает на фиктивное смещение узла стоячей волны с поверхностью пленки. Обнаружение поверхностной моды, обозначенной на рис. 1 как S , свидетельствует о реализации либо на внешней, либо на приподложечной поверхностях данной пленки анизотропии типа „легкая плоскость“. Регистрация полевой координаты моды S позволяет непосредственно измерить величину K_S : $|K_S| = 6.2 \text{ erg/cm}^2$. Уравнение (3) для объемных мод в случае сильного закрепления ($A/K_S L \rightarrow 0$) имеет киттелевское решение $kL = n\pi$ с возбуждением только нечетных n . Для случая $|A/K_S L| < 1$ получаем решение

$$kL = n\pi(1 - A/K_S L) = n \cdot \beta, \quad (5)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$, т.е. в спектре возбуждаются моды как нечетные (симметричные относительно центра пленки), так и четные (антисимметричные относительно центра пленки). Вследствие антисимметричности четные моды имеют меньшую интенсивность по сравнению с интенсивностями окружающих их нечетных мод. И действительно, для $n = 4$: $I_4 \ll I_3$, $I_4 < I_5$; для $n = 6$: $I_6 \ll I_5$, $I_6 < I_7$ (четные пики с $n = 2, 8$ на данном спектре не проявляются). Для однослойной пленки Co_{95}P_5 толщиной $L = 300 \text{ nm}$ параметр $\beta \approx 3.124$. Так как ширина спин-волновых мод ($\sim 200 \text{ Oe}$) на порядок превышает величину смещения резонансных полей, для определения волновых векторов k_n можно пользоваться решением Киттеля.

Представленная на рис. 1 идентификация номеров спин-волновых мод позволяет по формуле (2) определить для нанокристаллического ферромагнетика Co_{95}P_5 константу неоднородного обменного взаимодействия, которая характеризует дополнительную обменную энергию, возникающую в спиновой волне. Вычисленные (по выражению (2)) величины η_i приведены на рис. 2. Видно, что обменные спиновые волны с длиной волны $\lambda/2 = L - L/5$ характеризуются большей величиной $\tilde{\eta}$, а короткие спиновые волны с $\lambda/2 = L/6 - L/9$ — меньшей величиной $\tilde{\eta}$. Этот эффект обусловлен влиянием коррелированных неоднородностей на спектр спиновых волн. Он был теоретически предсказан в работе [11]

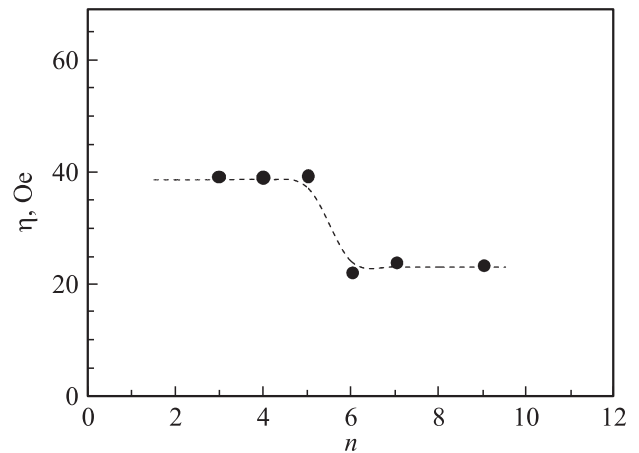


Рис. 2. Зависимость величины эффективной спин-волновой жесткости η от номера моды n в спектре СВР пленки Co_{95}P_5 толщиной 300 nm . Волновой вектор стоячей спиновой волны $k_n = n(\pi/L)$.

и неоднократно подтвержден в последующих теоретических работах (см., например, [12,13]). Главный результат цитируемых работ заключается в том, что в окрестности корреляционного волнового числа ($1/r_c$) должна наблюдаться модификация законов дисперсии (и затухания), и эта модификация имеет различную форму для неоднородностей разных физических параметров. На основе этой теории был развит экспериментальный метод корреляционной спин-волновой спектроскопии, с помощью которого были измерены корреляционные радиусы неоднородностей для многих аморфных и нанокристаллических сплавов (см., например, обзор [14] и недавние работы [15,16]). Представленная на рис. 2 зависимость $\tilde{\eta}(k)$ обусловлена неоднородностями обменного параметра, и регистрация критической длины спиновой волны λ_c ($\lambda/2 = L/6 = 50 \text{ nm}$) позволяет для нанокристаллического сплава Co_{95}P_5 определить пространственный масштаб этой неоднородности ($2r_c \approx 50 \text{ nm}$).

На рис. 3 приведен спектр СВР мультислойной пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2(30 \text{ nm})/\text{Co}_{95}\text{P}_5(20 \text{ nm})]_5$. Здесь же представлена идентификация регистрируемых резонансных поглощений. Видно, что первое резонансное поглощение является суперпозицией двух пиков — поверхностного колебания, обозначенного на рис. 3 буквой S и поглощения $n = 1$, обусловленное первой тригонометрической модой. Последнее указывает на возможность появления в спектре четных мод, т.е. необходимая идентификация $n = 1, 2, 3, 4, 5$. Для мультислойной пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2(30 \text{ nm})/\text{Co}_{95}\text{P}_5(20 \text{ nm})]_5$ с $|K_S| = 1.2 \text{ erg/cm}^2$ параметр $\beta = 3.04$. Поэтому для определения волновых векторов k_n можно пользоваться решением Киттеля (смещение резонансных полей спин-волновых мод меньше их ширины линии).

Особый интерес вызывает пятая мода, так как она характеризуется волновым вектором $k_5 = 5\pi/L = 5\pi/5(d_1 + d_2) = \pi/(d_1 + d_2) = k_b$, т.е. этот пик по-

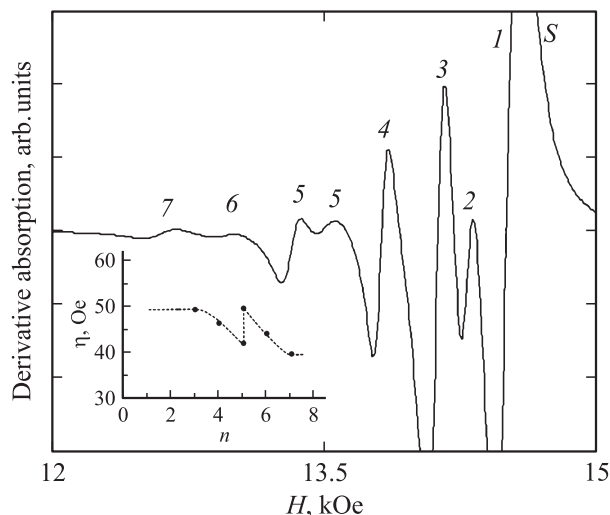


Рис. 3. Спектр СВР мультислойной пленки $[Co_{98}P_2(30 \text{ nm})/Co_{95}P_5(20 \text{ nm})]_5$. На вставке приведена зависимость величины эффективной спин-волновой жесткости η от номера моды n в спектре СВР данной пленки. Волновой вектор стоячей спиновой волны $k_n = n(\pi/L)$.

глощения регистрируется на низкоэнергетическом краю запрещенной зоны спектра спиновых волн. Тогда идентификация n низкополевых пиков СВР данной пленки должна быть продолжена следующим образом: $n = 5, 6, 7$. Об этом свидетельствуют интенсивности наблюдаемых мод. Таким образом, так же, как и в работах [1,6], вводится обменный дублет при $n = 5$, который представляет собой пики поглощений краев запрещенной зоны спектра обменных спиновых волн, описываемого модами: $n = 1, 2, 3, 4, 5, 5, 6, 7$, где $k_5 = k_b$. Моды $n = 1, 2, 3, 4, 5$ характеризуют первую зону Бриллюэна магнетонного кристалла, а моды $n = 5, 6, 7$ — вторую зону (см. вставку на рис. 3). Ширина запрещенной зоны измеряется в полевых координатах, как разница величин постоянных полей, характеризующих пятые моды; для пленки $[Co_{98}P_2(30 \text{ nm})/Co_{95}P_5(20 \text{ nm})]_5$ она равна 180 Oe. Данное значение величины запрещенной зоны существенно меньше величины щели, наблюдаемой нами в работах [1,6] при изучении спектра СВР мультислойной пленки $[Ni_{65}Fe_{35}(18 \text{ nm})/Ni_{60}Fe_{40}(18 \text{ nm})]_5$. Причина отличий обусловлена различными модулирующими магнитными параметрами. В мультислойной структуре $[Ni_{65}Fe_{35}(18 \text{ nm})/Ni_{60}Fe_{40}(18 \text{ nm})]_5$ химические составы используемых слоев были подобраны таким образом, чтобы основным модулирующим параметром выступала намагниченность насыщения. В изучаемых мультислойных структурах на основе сплавов Co–P основным модулирующим параметром является величина обменного взаимодействия (а также величина поля локальной анизотропии).

На рис. 4 представлен спектр СВР мультислойной структуры $[Co_{98}P_2(40 \text{ nm})/Co_{95}P_5(50 \text{ nm})]_4$. Спектр СВР мультислойной структуры содержит тринадцать

пиков, что позволяет провести полный анализ указанных спектров.

В спектре данной пленки имеются два пика, резонансные поля которых больше, чем поле наиболее интенсивного максимума. Данные пики соответствуют возбуждению двух поверхностных мод ($n = 0$), обозначенных на рисунке как S_1, S_2 . Данные пики свидетельствуют о реализации на внешней и приподложечной поверхностях этой мультислойной пленки обменных граничных условий с поверхностными анизотропиями типа „легкая плоскость“. Последнее указывает, что моды в спектральной кривой являются как нечетными (большой интенсивности), так и четными (малой интенсивности), т. е. идентификация спин-волновых мод $n = 1, 2, 3, \dots$

Для мультислойной пленки $[Co_{98}P_2(40 \text{ nm})/Co_{95}P_5(50 \text{ nm})]_4$, с константами поверхностных анизотропий $|K_{S1}| = 15 \text{ erg/cm}^2$, $|K_{S2}| = 5.9 \text{ erg/cm}^2$, величина параметра $\beta \approx 3.13$. Поэтому для определения волновых векторов также можно пользоваться решением Киттеля (ошибка не превышает 1%).

Особый интерес вызывают дублеты четвертой и восьмой мод, так как они характеризуются волновым вектором $k_4 = k_b$ и $k_8 = 2k_b$ соответственно.

На рис. 5,а приведены вычисленные по выражению (2) величины $\tilde{\eta}_i$. Видно, что обменный параметр $\tilde{\eta}_i$ для стоячих спиновых волн, проявляющихся в модах 1, 2, 3, 5, 6, 7, 9, описывается зависимостью $\tilde{\eta}(k)$, обусловленной неоднородностями обменного параметра (штриховая кривая рис. 5,а аналогична кривой $\eta(k)$ на рис. 2). Последнее позволяет ввести критическую длину спиновой волны $\lambda_c = \lambda_6$: спиновые волны с $\lambda > \lambda_c$ характеризуются большей величиной $\tilde{\eta}_i$, а волны с $\lambda < \lambda_c$ имеют меньшую величину $\tilde{\eta}_i$ ($\lambda_c/2 = 2r_c = 60 \text{ nm}$). Дублеты четвертой моды спектральной кривой проявляют себя двумя ординатами $\tilde{\eta}_i^{(I,II)}$ для спиновой волны $\lambda_b/2 = d_1 + d_2 = 90 \text{ nm}$, а дублеты восьмой мо-

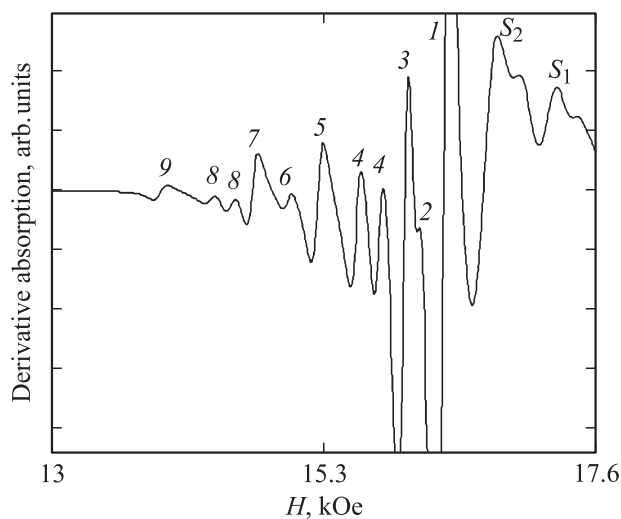


Рис. 4. Спектр СВР мультислойной пленки $[Co_{98}P_2(40 \text{ nm})/Co_{95}P_5(50 \text{ nm})]_4$.

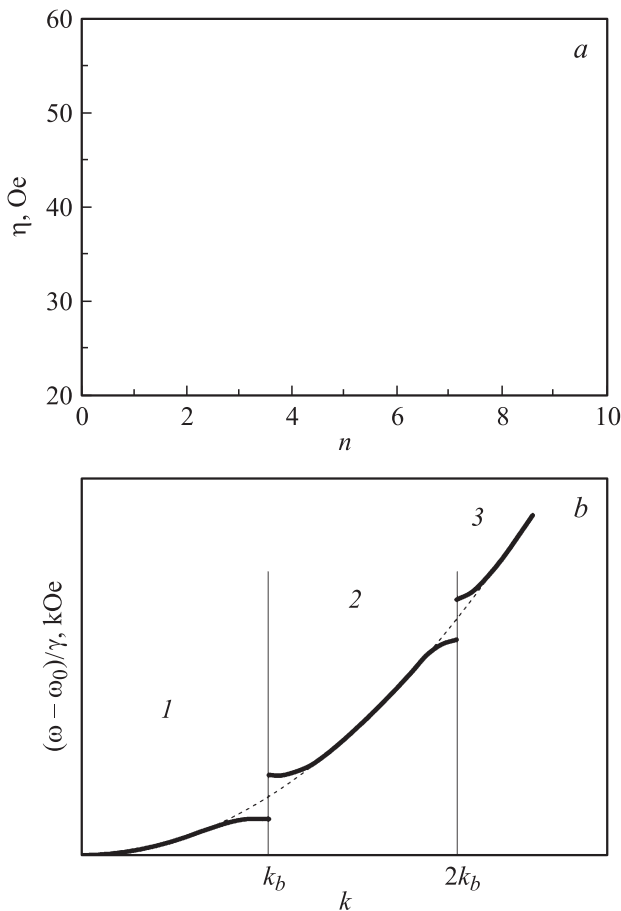


Рис. 5. *a)* Зависимость величины эффективной спин-волновой жесткости от номера моды спектра СВР пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2(40\text{ nm})/\text{Co}_{95}\text{P}_5(50\text{ nm})]_4$. Волновой вектор стоячей спиновой волны $k_n = n(\pi/L)$; *b)* Дисперсионный закон спиновых волн в мультислойной структуре (схематично).

ды — двумя ординатами $\tilde{\eta}_8^{(1,11)}$ для спиновой волны с $\lambda_b/2 = (d_1 + d_2)/2 = 45\text{ nm}$. Этим волнам соответствуют волновые векторы $k_4 = k_b$ и $k_8 = 2k_b$, т.е. границы зон Бриллюэна магнетонного кристалла (см. рис. 5, *b*). На рис. 5, *b* схематично представлен дисперсионный закон обменных спиновых волн в мультислойной пленке. Штриховая линия описывает дисперсионный закон в однородной ферромагнитной пленке.

В спектре СВР мультислойной пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2/\text{Co}_{95}\text{P}_5]_4$ (рис. 4) моды $n = 1, 2, 3, 4$ характеризуют первую зону Бриллюэна магнетонного кристалла, моды 4, 5, 6, 7, 8 — вторую зону, а моды 8, 9 — третью зону. Интенсивности наблюдаемых спин-волновых мод удовлетворяют сформулированным выше правилам. Ширина запрещенной зоны измеряется в полевых координатах как разница полей, характеризующих дублеты спин-волновых мод. Для этой мультислойной структуры ширины запрещенных зон $\Delta\epsilon_1$ и $\Delta\epsilon_2$ оказались равными 200 и 180 Oe соответственно. Результаты, представленные на рис. 5, указывают на то, что наблюдаемая модификация зависимости $\eta(k)$

обязана своим происхождением совместному действию двух факторов: изотропным флуктуациям обменного параметра и одномерной периодической модуляции обмена в мультислойной системе $[\text{Co}_{98}\text{P}_2/\text{Co}_{95}\text{P}_5]_N$.

4. Заключение

Таким образом, в одномерных магнетонных кристаллах, полученных в виде мультислойных структур „ферромагнетик/ферромагнетик“, методом спин-волнового резонанса для обменных спиновых волн обнаружена модификация спектра спиновых волн, обусловленная образованием первой, второй и третьей зон Бриллюэна. Измеренные величины запрещенных зон в полевых координатах в спектре обменных спиновых волн мультислойной пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2/\text{Co}_{95}\text{P}_5]_N$: $\Delta\epsilon_1 = 200\text{ Oe}$, $\Delta\epsilon_2 = 180\text{ Oe}$ — в пять–семь раз меньше величин аналогичной характеристики мультислойных пленок $[\text{NiFe}/\text{NiFe}]_N$.

Список литературы

- [1] Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, С.В. Столяр. В сб.: Тр. 12-го Междун. симп. „Упорядочение в минералах и сплавах“. Ростов н/Д Изд. СКНЦ ВШ ЮФУ АПСН Т. 1 (2009). С. 214.
- [2] Z.K. Wang, V.L. Zhang, H.S. Lim, S.C. Ng, M.H. Kuok, S. Jain, A.O. Adeyeyev. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 083 112 (2009).
- [3] V.A. Ignatchenko, Yu.I. Mankov, A.A. Maradudin. *Phys. Rev. B* **62**, 2181 (2000).
- [4] V.V. Kruglyak, A.N. Kuchko. *Physica B* **339**, 130 (2003).
- [5] В.А. Игнатченко, Ю.И. Маньков, Д.С. Цыкалов. *ЖЭТФ* **134**, 706 (2008).
- [6] R.S. Iskhakov, S.V. Stolyar, L.A. Chekanova, M.V. Chizhik. *Solid State Phenomena*, **168–169**, 73 (2011).
- [7] Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. *Физические свойства и применение магнитных пленок*. Наука, Новосибирск (1975). 220 с.
- [8] А.Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*. Наука, М. (1973). 588 с.
- [9] Ю.А. Корчагин, Р.Г. Хлебопрос, Н.С. Чистяков. *ФТТ* **14**, 2121 (1972), *ФММ* **34**, 1303 (1972).
- [10] Р.С. Исхаков, Г.В. Попов, М.М. Карпенко. *ФММ* **56**, 85 (1983).
- [11] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков. *ЖЭТФ* **72**, 1005 (1977).
- [12] М.В. Медведев. *ФТТ* **23**, 1943 (1980).
- [13] K. Handrich, R. Ottking. *Phys. Status Solidi B* **216**, 1073 (1999).
- [14] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков. В сб.: *Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред / Под ред. В.А. Игнатченко*. Наука, Новосибирск (1989). С. 128.
- [15] Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, В.С. Жигалов. *ФТТ* **43**, 1072 (2001).
- [16] Р.С. Исхаков, Д.Е. Прокофьев, Л.А. Чеканова, В.С. Жигалов. *Письма в ЖТФ* **27**, 8, 81 (2001).