

# Спин-волновой резонанс в мультислойных пленках (одномерных магнитных кристаллах). Правила идентификации

P. С. Исхаков<sup>1)</sup>, С. В. Столляр<sup>+, \*</sup>, М. В. Чижик\*, Л. А. Чеканова<sup>+</sup>

<sup>1)</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отд. РАН, 660036 Красноярск, Россия

\*Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 18 августа 2010 г.

После переработки 24 июня 2011 г.

Методом спин-волнового резонанса в мультислойных пленках ферромагнетик/ферромагнетик толщиной  $N(d_1+d_2)$  обнаружена характерная модификация спектра обменных спиновых волн, обусловленная первой стоп-зоной при волновом векторе  $k_b = \pi/(d_1+d_2)$  магнитного кристалла, формируемого одномерной модуляцией намагниченности. Показано, что при трансформации мультислойной пленки с термоотжигом в пленку однофазного сплава данная модификация спектра исчезает.

Исследования мультислойных пленок, представляющих собой одномерно модулированную структуру, изготовленную из чередующихся слоев двух материалов с разными параметрами, стимулированы большим разнообразием реализованных в них физических эффектов. Известно, что спектр волн любой природы в периодических структурах имеет зонный характер [1]. В нем появляются зоны разрешенных и запрещенных значений энергии  $\varepsilon$ . В обратном пространстве формируются зоны Бриллюэна. Края этих зон определяются волновым вектором  $k_b = mq/2$ , где  $m$  – номер зоны,  $q = 2\pi/(d_1 + d_2)$  – вектор обратной решетки,  $d_1 + d_2$  – период одномерной модуляции. Расчеты показывают, что при этих значениях  $k_b$  на графике функции  $\varepsilon(k)$  возникают щели (запрещенные зоны  $\Delta\varepsilon_m$ ). Ширина запрещенной зоны определяется разницей физических параметров соседних слоев. К таким структурам относятся фотонные и магнитные кристаллы, изучению которых в настоящее время уделяется много внимания. Целью нашей работы является регистрация когерентных магнитных волн в мультислойных пленках в области края зоны Бриллюэна, где осуществляется модификация функции  $\varepsilon(k)$ , представленная на рис. 1а.

Известно, что в тонких ферромагнитных пленках однородным переменным полем  $\mathbf{h}$  могут быть возбуждены стоячие спиновые волны. Это явление называют спин-волновым резонансом (СВР) [2, 3]. Когда внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  приложено ортогонально к плоскости пленки ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$ ), условием резонанса служит соотношение

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

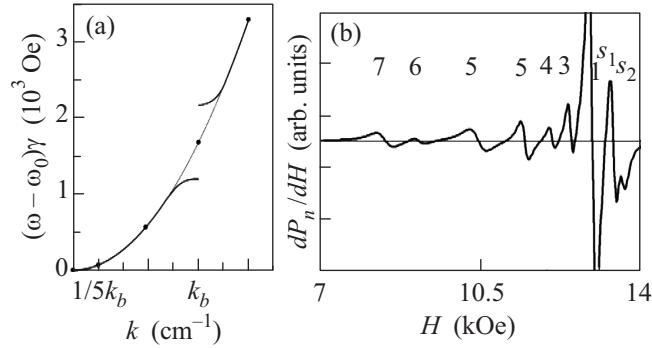


Рис.1. (а) – Схематичное представление дисперсионного закона обменных спиновых волн в мультислойной пленке (сплошная линия) толщиной  $L = 5(d_1 + d_2)$   $k_b = 0.872 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ . Точки, соединяющиеся пунктирной линией, описывают дисперсионный закон в однородной ферромагнитной пленке толщиной  $L = 1800 \text{ \AA}$  с величиной обменной жесткости  $\eta = 2.2 \cdot 10^{-9} \text{ Ое}\cdot\text{см}^2$ . (б) – Спектр СВР мультислойной пленки  $[\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}(180 \text{ \AA})/\text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}(180 \text{ \AA})]_5$ . Резонансные поля  $H_n$  определяются нулями функции  $dP_n/dH$  (или максимумами функции  $P_n(H)$ )

где  $\omega$  – фиксированная частота микроволнового поля,  $A$  – обменная константа, выражение которой  $A = 2JS^2/a$ ,  $k$  – волновое число спиновой волны ( $k = n\pi/L$ , где  $n$  – порядок моды,  $L$  – толщина пленки). График зависимости  $H_n$  от  $n^2$  дает возможность рассчитать намагниченность ( $M_s$  и  $M_{\text{eff}}$ ) и обменную константу  $A$ . Такой график можно построить, имея экспериментальную кривую СВР и проводя идентификацию  $n$  по некоторым правилам. Данные правила хорошо изложены в [4, 5] (и, наиболее полно, в [6]). Вкратце эти правила заключаются в следующем. Если имеется место полное закрепление спинов на поверхности пленки, то на кривой появляются только нечет-

<sup>1)</sup> e-mail: rauf@iph.krasn.ru

ные моды ( $n = 1, 3, 5, \dots$ ). Если же закрепление не полное, то становится возможным появление четных мод малой интенсивности ( $I_{2n} \ll I_{2n-1}$ ,  $I_{2n} < I_{2n+1}$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ , где  $I_n$  – интенсивность сигнала, которая пропорциональна производной поглощаемой мощности  $P$  по магнитному полю,  $dP_n/dH$ ). Кроме того, в зависимости от знака закрепления (закрепление описывается поверхностной анизотропией  $K_s$ ) в спектре возможны поверхностные спиновые волны (при  $K_s < 0$ ). В методе СВР экспериментальная методика позволяет регистрировать до десяти стоячих спиновых волн в диапазоне волновых векторов  $k = 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-1}$ . Следовательно, волновой вектор края зоны Бриллюэна  $k_b = \pi/(d_1 + d_2)$  мультислойной пленки толщиной  $L = N(d_1 + d_2)$  должен быть подогнан в середину измеряемого волнового диапазона.

Экспериментальные исследования спектра СВР в мультислойных пленках, выполненные ранее (см., например, [7–11]), данному условию не удовлетворяли. В этих работах измеряемый волновой диапазон был существенно ниже волнового вектора края зоны  $k_b = \pi/(d_1 + d_2)$ . (Иключение – работа [12], где изучен СВР мультислойной пленки Co/Pd). Так, в [7] спектр СВР заканчивался модой  $n = 10$  при  $N = 50$ , в [8, 9] волновой вектор определялся для  $n = 6$  при  $N = 10$ , в [10] спектр СВР ограничивался модой  $n = 7$  при  $N = 10$ , в [11] – модой  $n = 7$  при  $N = 12$ . Существенным результатом этих исследований было экспериментальное доказательство применимости соотношения (1) для описания стоячих спиновых волн в мультислойных пленках.

В качестве исходных материалов использовались мультислойные пленки NiFe/NiFe, получаемые методом химического осаждения. Химически модулированная структура  $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{Ni}_{1-y}\text{Fe}_y$  изготавливается путем варьирования концентрации переходных металлов. Количество парных слоев  $N$  было равно 5 ( $L = 5(d_1 + d_2)$ ). Используемые сплавы характеризовались следующими магнитными параметрами. Сплав  $\text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}$ : поле анизотропии  $H_a = 3.3 \text{ kOe}$ , намагниченность  $M_0 = 1000 \text{ G}$ , константа обменного взаимодействия  $A = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-1}$ ; сплав  $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}$  –  $H_a = 3.3 \text{ kOe}$ ,  $M_0 = 800 \text{ G}$ ,  $A = 0.83 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-1}$ ; сплав  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ :  $H_a = 2 \text{ kOe}$ ,  $M_0 = 600 \text{ G}$ ,  $A = 0.4 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-1}$ ; сплав  $\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}$  –  $H_a = 1 \text{ kOe}$ ,  $M_0 = 500 \text{ G}$ ,  $A = 0.25 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-1}$ . Согласно теоретической работе [13] величина щели в спектре обменных спиновых волн для изготовленных структур должна составлять  $\sim 1 \text{ kOe}$ .

Толщины индивидуальных слоев  $d_i$  были одинаковыми, но варьировались от образца к образцу: 150,

180, 200, 250 Å. Измерения спектров ФМР и СВР проводились на стандартном спектрометре ЭПА-2М с частотой 9.2 ГГц, в двух геометриях ориентации образцов относительно поля  $H$ . Температура измерений – комнатная. Были также изучены спектры образцов, отожженных в вакууме с давлением  $10^{-5}$  торр при 100, 200, 300 °C в течение 1 ч.

На рис. 1б представлена кривая, измеренная на мультислойной пленке  $[\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}(180 \text{ Å})/\text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}(180 \text{ Å})]_5$ . Она содержит десять пиков, что позволяет провести полный анализ данного спектра СВР. Видно, что в спектре этой пленки имеются два пика, резонансные поля которых больше, чем поле наиболее интенсивного максимума. Последнее означает, что волновые векторы  $k$  стоячих спиновых волн определяются уравнениями, полученными из обменных граничных условий при произвольных параметрах закрепления намагниченности на нижней и верхней поверхностях пленки  $d_1^s$  и  $d_2^s$ :

$$\operatorname{tg}(kL) = \frac{(d_1^s + d_2^s)k}{k^2 - d_1^s d_2^s}, \quad \text{если } k \text{ реально,} \quad (2)$$

$$\operatorname{th}(k_s L) = \frac{-(d_1^s + d_2^s)k_s}{k_s^2 + d_1^s d_2^s}, \quad \text{если } k \text{ мнимо} (k = ik_s). \quad (3)$$

Здесь параметр закрепления  $d_i^s = K_{is}/A$ . Обнаружение двух поверхностных мод ( $n = 0$ ), обозначенных на рис. 1б как  $S_1$ ,  $S_2$ , свидетельствует о реализации на внешней и приподложечной поверхностях этой мультислойной пленки обменных граничных условий с поверхностными анизотропиями типа “легкая плоскость” ( $K_{1s}, K_{2s} < 0$ ). Имеется возможность непосредственно измерить эти величины:  $|K_{1s}| = 2.9 \text{ эрг}/\text{см}^2$ ,  $|K_{2s}| = 4 \text{ эрг}/\text{см}^2$ . Уравнение (2) для объемных мод в случае сильного закрепления ( $A/K_s L \rightarrow 0$ ) имеет киттелеевское решение,  $kL = n\pi$ , с возбуждением только нечетных  $n$ . Для случая  $|A/K_s L| \ll 1$  получаем решение

$$kL \approx n\pi(1 - A/K_s L) = n\beta, \quad (4)$$

где  $n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ , т.е. в спектре возбуждаются как нечетные (симметричные относительно центра пленки), так и четные (антисимметричные относительно центра пленки) моды. Вследствие антисимметричности четные моды имеют меньшую интенсивность по сравнению с интенсивностями окружающих их нечетных мод. Действительно (см. рис. 1б), интенсивность 4-й моды меньше интенсивности 3-й и 5-й мод. Для обсуждаемой мультислойной пленки  $\beta = 3.115$ . Поэтому для определения волновых векторов можно пользоваться решением Киттеля, так как

величина смещения резонансных полей (из-за разницы  $\pi - \beta$ ) на порядок меньше ширины спин-волновых мод. Особый интерес вызывают 5-я и последующие моды. Пятая мода 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 регистрируется на низкоэнергетическом краю запрещенной зоны спектра спиновых волн (см. рис. 1а). Видно (см. рис. 1б), что последующие моды не могут быть описаны как  $n = 6, 7, 8$ , так как в этом случае интенсивности данных мод не согласуются с правилом интенсивности. Следовательно, идентификация  $n$  низкополевых пиков СВР данной пленки должна быть продолжена таким образом:  $n = 5, 6, 7$ . Только в этом случае сохраняется правило интенсивностей:  $I_5 > I_6, I_6 < I_7$ . В результате вводится обменный дублет при  $n = 5$ . Он представляет собой пики поглощений края запрещенной зоны спектра обменных спиновых волн, описываемого модами  $n = 1, 2, 3, 4, 5, 5, 6, 7$  (рис. 1а), где  $k_5 = k_b$ . Следовательно, моды  $n = 1, 2, 3, 4, 5$  принадлежат первой зоне Бриллюэна магнитного кристалла, а моды  $n = 5, 6, 7$  – второй зоне. Ширина запрещенной зоны изменяется в полевых координатах как разница величин постоянных полей, характеризующих 5-е моды. Для спектра обменных стоячих спиновых волн, представленного на рис. 1б, ширина щели равна 1.04 кОе. Пересчитывая эту величину в частотные координаты, мы получаем оценку величины запрещенной зоны в спектре обменных спиновых волн:  $\Delta\omega \approx 3$  ГГц. Интересно, что наша оценка по порядку величины совпадает с величиной запрещенной зоны, измеренной в [14] (около 2 ГГц), для магнитостатистических волн, распространяющихся в плоскости пленки, для одномерного магнитного кристалла, сформированного литографией из полосок (шириной 250 нм) Со и NiFe. Обращает на себя внимание асимметрия амплитуд и ширин пиков поглощений на краях запрещенной зоны. Эффект асимметрии амплитуд и ширин пиков высокочастотной восприимчивости на краях запрещенной зоны спектра сверхрешеток был обнаружен в теоретической работе [15] в сверхрешетках с двумерными неоднородностями.

Достоверность проведенной идентификации  $n$ , т.е. экспериментальной регистрации запрещенной зоны в спектре спиновых волн, доказывается термообработкой данной мультислойной пленки. Энталпия смешения Ni и Fe отрицательна. Поэтому мультислойная пленка является термодинамически неравновесной системой. Следовательно, при термоотжиге будет формироваться пленка композиционно однородного пермаллоя. На рис. 2 представлены модификации спектра СВР, стимулированные термо-

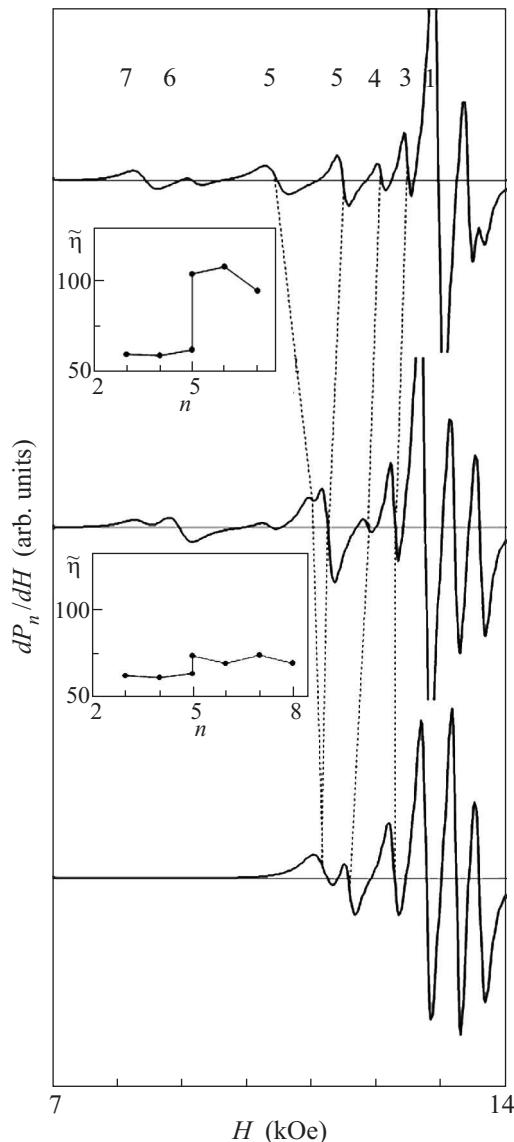


Рис. 2. Трансформация спектра СВР мультислойной пленки  $[Ni_{65}Fe_{35}(180 \text{ \AA})/Ni_{60}Fe_{40}(180 \text{ \AA})]_5$  в результате термообработки при  $T = 200, 300^\circ\text{C}$ . Продолжительность отжига 1 ч. На вставках – зависимость эффективной обменной жесткости  $\tilde{\eta}_i$  (в полевых единицах)

отжигом, а также эффективная обменная жесткость  $\tilde{\eta}_i$ , рассчитанная из спектра СВР по выражению (1):  $\tilde{\eta}_i = (H_1 - H_i)/(n_i^2 - 1)$ . Видно, что после первого этапа отжига в спектре СВР появляется дополнительный низкополевой 8-й пик, уменьшается величина щели и усиливается асимметрия низко- и высокоэнергетического пиков на краю запрещенной зоны. Интенсивность 8-й моды свидетельствует о справедливости выбранной идентификации низкополевых пиков:  $n = 5, 6, 7, 8$ . После второго этапа отжига в однофазной пленке регистрируется спектр

СВР с модами  $n = 0, 0, 1, 2, 3, 4, 5$  с реализацией для объемных мод СВР этой пленки линейной зависимости  $H_n$  от  $n^2$ .

Известно [4, 6], что в ферромагнитных пленках могут быть сформированы антисимметричные граничные условия: на одной поверхности пленки – анизотропия типа “легкая плоскость” ( $K_{1s} < 0$ ), а на другой поверхности пленки – анизотропия типа “легкая ось” ( $K_{2s} > 0$ ). В случае равенства этих анизотропий ( $K_{1s} + K_{2s} = 0$ ) для уравнения (2) получаем киттельевское решение, т.е. однородное переменное поле может возбудить в таких пленках только спиновые волны с нечетным номером  $n$  и с  $n = 0$ .

На рис. 3 представлен спектр СВР мультислойной пленки  $[Ni_{90}Fe_{10}(150 \text{ \AA})/Ni_{80}Fe_{20}(150 \text{ \AA})]_5$ , для которой были сформированы данные граничные условия. Видно, что в спектре СВР исходной мультислойной пленки реализуются одна поверхностная мода и нечетные объемные моды. На рис. 4 приведена экспериментальная зависимость резонансных полей от квадрата номера моды. Величина щели в полевых координатах равна 800 Ое. Здесь же (рис. 3, 4) представлены результаты модификации спектра СВР в ходе термоотжига, превращающего данную модулированную мультислойную пленку в однофазный слой пермаллоя. Модификация спектра этой мультислойной пленки начинается уже в ходе отжига при  $100^\circ\text{C}$ . Прослеживается существенное уменьшение величины щели (вдвое по сравнению с исходной) с усилением асимметрии “краевых” пиков поглощений, а также сокращение всего полевого диапазона СВР (рис. 3b). В ходе отжига при  $200^\circ\text{C}$  происходит качественная перестройка спектра СВР: восстанавливается полевой диапазон, в спектре появляются четные моды (рис. 3c). Зависимость  $H_n(n^2)$  (рис. 4c) может быть представлена двумя прямыми, что указывает на постоянную величину обмена для спиновых волн с  $n = 1–4$ , и рост величины обменной жесткости для волн с  $n = 5–7$ . Последнее указывает на то, что одномерная периодическая модуляция намагниченности здесь заменяется на ее изотропные флуктуации, приводящие к соответствующей модификации  $\tilde{\eta}_i$  и спектра спиновых волн (см., например, [16, 17]). Отжиг при  $300^\circ\text{C}$  величину этих флуктуаций намагниченности существенно уменьшил: здесь резонансные поля  $H_n$  уже укладываются на линейную зависимость от  $n^2$  (рис. 4d).

Таким образом, в одномерных магнитных кристаллах, изготовленных в виде мультислойных пленок ферромагнетик/ферромагнетик, методом СВР для спиновых волн, распространяющихся вдоль оси модуляции спиновых параметров, удалось проанаблю-

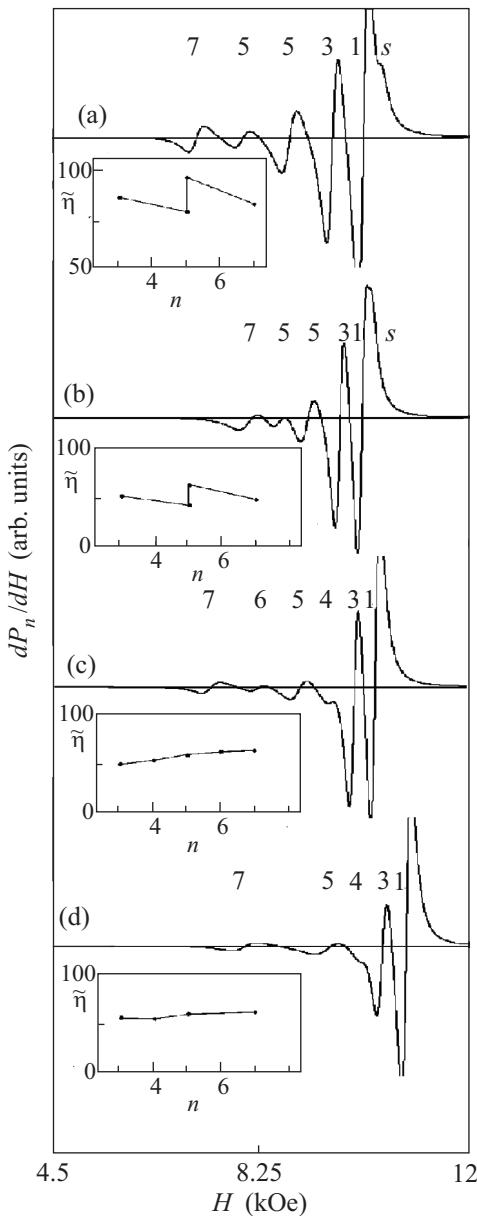


Рис. 3. Спектр СВР мультислойной пленки  $[Ni_{90}Fe_{10}(150 \text{ \AA})/Ni_{80}Fe_{20}(150 \text{ \AA})]_5$ . (a) – Исходное состояние. (b) – Отжиг при  $T = 100^\circ\text{C}$ . (c) – Отжиг при  $T = 200^\circ\text{C}$ . (d) – Отжиг при  $T = 300^\circ\text{C}$ . Продолжительность отжига 1 ч. На вставках – зависимость эффективной жесткости  $\tilde{\eta}_i$  от номера спин-волновой моды  $n$

дать модификацию спектра спиновых волн, обусловленную образованием первой и второй зон Бриллюэна на магнитном кристалле, а также измерить величину запрещенной зоны в спектре обменных спиновых волн.

Работа выполнена при финансовой поддержке цлевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы” на 2009, 2010 гг. (# РНП 2.1.1/3498),

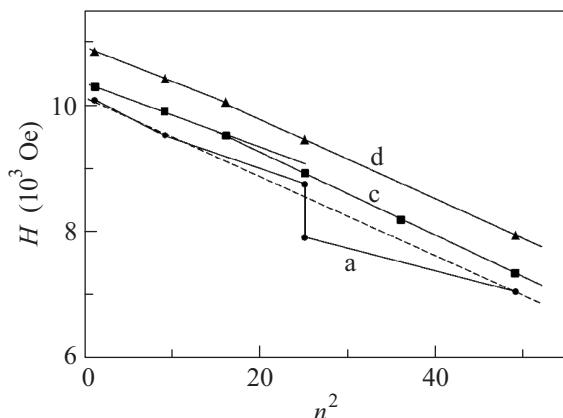


Рис. 4. Зависимость  $H_n(n^2)$  для мультислойной пленки  $[\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}(150 \text{ \AA})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(150 \text{ \AA})]_5$ : исходное состояние (a), отжиг при  $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$  (c) и отжиг при  $T = 300 \text{ }^\circ\text{C}$  (d)

а также ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы. Авторы благодарят профессора Игнатченко Вальтера Алексеевича за полезные обсуждения.

1. Л. Бриллюэн, М. Пароди, *Распространение волн в периодических структурах*, М.: Изд-во иностранной литературы, 1959.
2. C. Kittel, Phys. Rev. **110**, 1295 (1958).
3. M. H. Seavey and P. E. Tannenwald, Phys. Rev. Lett. **1**, 168 (1958).

4. Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов, *Физические свойства и применение магнитных пленок*, Н.: Наука, 1975.
5. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, М.: Наука, 1973.
6. Р. Г. Хлебопрос, *Размерные и кинетические эффекты в слоистых ферромагнитных структурах*, Автореф. дисс. д.ф.-мат. наук, Красноярск, 1975.
7. R. P. van Stapele, F. J. A. M. Greidanus, and J. W. Smits, J. Appl. Phys. **57**, 1282 (1985).
8. R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl et al., J. Appl. Phys. **70**, 6418 (1991).
9. R. Kordecki, R. Meckenstock, J. Pelzl et al., J. Magn. Magn. Mater. **121**, 524 (1993).
10. Р. С. Исхаков, Ж. М. Мороз, Л. А. Чеканова и др., ФТТ **45**, 846 (2003).
11. Р. С. Исхаков, Н. А. Шепета, С. В. Столляр и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 31 (2006).
12. Р. С. Исхаков, И. В. Гавришин, Л. А. Чеканова, Письма в ЖЭТФ **63**, 938 (1996).
13. V. V. Kruglyak and A. N. Kuchko, Physica B **339**, 130 (2003).
14. Z. K. Wang, V. L. Zhang, H. S. Lim et al., Appl. Phys. Lett. **94**, 083112 (2009).
15. В. А. Игнатченко, Ю. И. Маньков, Д. С. Цикалов, ЖЭТФ **134**, 706 (2008).
16. Р. С. Исхаков, С. В. Столляр, Л. А. Чеканова, В. С. Жигалов, ФТТ **43**, 1072 (2001).
17. Р. С. Исхаков, Д. Е. Прокофьев, Л. А. Чеканова, В. С. Жигалов, Письма в ЖТФ **27**, 81 (2001).