

УДК 538.975;539.216.6;539.232;537.635;537.622.4

НЕОДНОРОДНОСТИ В МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРНЫХ СПЛАВАХ, ВЫЯВЛЯЕМЫЕ МЕТОДОМ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА, НА ПРИМЕРЕ ПЛАНАРНЫХ СИСТЕМ Co–P И Co–Ni

© 2019 г. И. Г. Важенина^{1, *}, Л. А. Чеканова¹, Р. С. Исхаков¹

¹Институт физики имени Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

*E-mail: irina-vazhenina@mail.ru

Поступила в редакцию 20.11.2018 г.

После доработки 16.12.2018 г.

Принята к публикации 25.02.2019 г.

Методом спин-волнового резонанса исследованы неоднородные тонкие слоистые магнитные пленки Co–P и Co–Ni аморфных и нанокристаллических сплавов. Обнаружено, что формирование заданного профиля магнитного потенциала по толщине покрытия приводит к характерным модификациям спектра спин-волнового резонанса. Также важным фактором, определяющим вид модификации, является тип доминирующего магнитного параметра (намагниченность или константа обменного взаимодействия).

DOI: 10.1134/S0367676519060371

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в тонких ферромагнитных пленках электромагнитным излучением СВЧ диапазона могут быть возбуждены стоячие спиновые волны [1, 2]. Когда внешнее магнитное поле H приложено ортогонально к плоскости пленки ($H \perp h$), условием резонанса служит соотношение

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

где ω – фиксированная частота микроволнового поля, A – константа обменного взаимодействия, представляемая выражением $A = 2JS^2/a$, k – волновой вектор ($k = n\pi/L$, где n – номер моды, L – толщина пленки). График зависимости H_r от n^2 можно построить имея экспериментальную кривую спин-волнового резонанса (СВР) и проводя идентификацию n по некоторым правилам, хорошо изложенным в [3, 4].

Теоретически возможности иных видов зависимости резонансных полей, при формировании определенного вида магнитного потенциала, были предсказаны Шлёманном [5] и Портисом [6]. Эти зависимости в дальнейшем нашли экспериментальное подтверждение для разнообразных планарных структур [7–10]. Однако, результаты этих экспериментальных работ отличает непредсказуемость вида регистрируемых спектров даже на планарных системах одного химического состава: последнее указывает на тот факт, что рас-

пределение магнитных параметров в этих системах носит случайный характер.

Цель представляемой работы – отработка технологической методики формирования структур с заданным распределением магнитного спинового параметра по толщине пленки.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

Образцы пленок, исследуемые в работе, были синтезированы методом химического осаждения из растворов солей соответствующих металлов. Число слоев пленок N [$\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}$]_N и [$\text{Co}_x\text{P}_{1-x}$]_N пленок варьировалось от 7 до 9, толщина индивидуально слоя – 20–25 нм. Состав по толщине ферромагнитной пленки менялся монотонно от слоя к слою для формирования соответствующей зависимости величин $4\pi M_{eff}(z)$ и $A(z)$.

Резонансные характеристики измерены на стандартном ЭПР спектрометре (частота накачки 9.2 ГГц) при комнатной температуре. Пленки намагничивали как параллельно, так и перпендикулярно к поверхности образца в полях до 20 кЭ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Две серии слоистых пленок Co–P сплава отличались друг от друга формируемым профилем доминирующего магнитного параметра – величиной константы обменного взаимодействия. Образцы

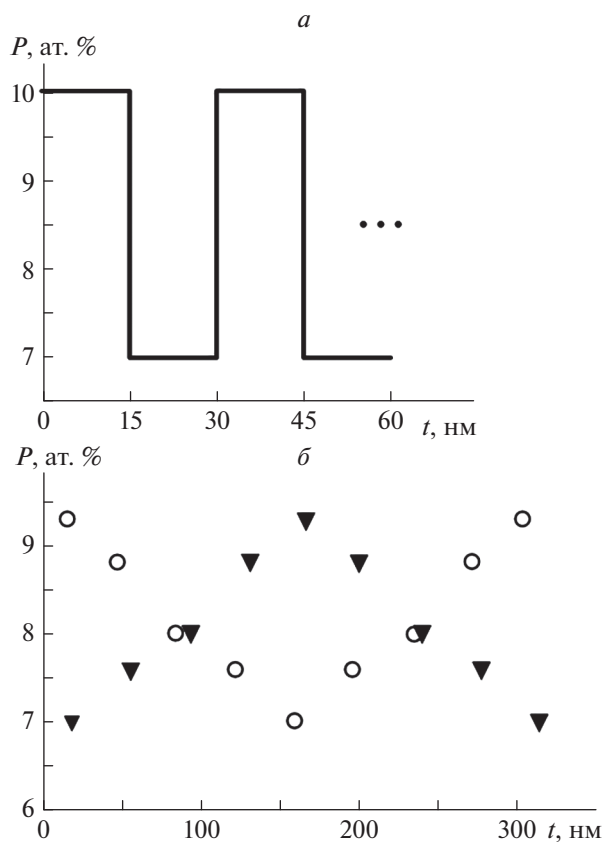


Рис. 1. Распределение величины константы обменного взаимодействия, приводящие к формированию первой стоп-зоны магнетонного кристалла (а), либо зависимости резонансных полей вида $H_r(n) \sim n^{2/3}$ (б).

первой серии представляют собой структуры с чередующимися слоями аморфного (90 ат. % Со) и кристаллического (93 ат. % Со) Со–Р сплава, что обусловлено сформированной ступенчатой функцией изменения концентрации фосфора по толщине образца (рис. 1а). Вторая серия представлена градиентными покрытиями того же сплава, но концентрация фосфора в этом сплаве была подобрана таким образом, чтобы происходило квазилинейное изменение содержания фосфора (по толщине покрытия от концентрации, обеспечивающей аморфность сплава, до кристаллических составов) (рис. 1б). Тем самым был создан аперидический магнетонный кристалл. Разный характер изменения средней величины доминирующего магнитного параметра по толщине пленки для двух представляемых случаев приводит к различным модификациям спектров СВР. В случае ступенчатого профиля концентрации фосфора по толщине пленки наблюдается образование первой квазизоны Бриллюэна (рис. 2а), о чем свидетельствует регистрируемый дуплет на седьмом пике. Квазилинейное изменение концентрации

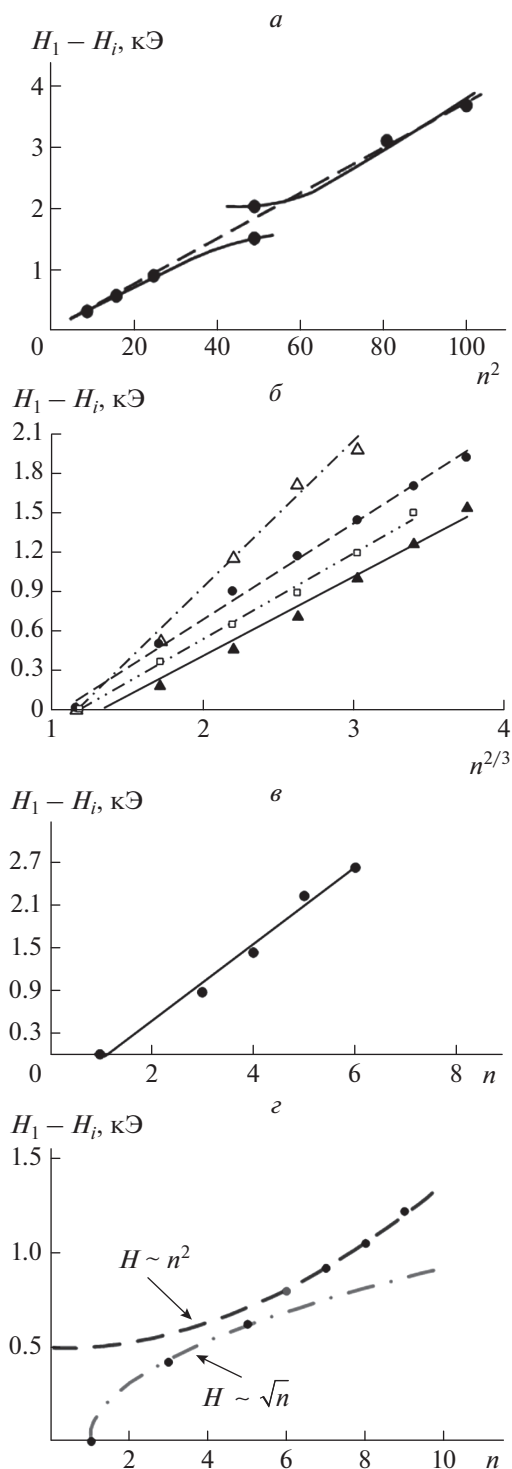


Рис. 2. Зависимости резонансных полей для различных планарных систем Со–Р (а и б) и Со–Ni (в и г).

фосфора по толщине градиентных пленок Со–Р сплава приводит к зависимости резонансных полей от номера моды вида: $H_r(n) \sim n^{2/3}$ (рис. 2б).

Модификации спектров СВР в слоистых пленках Со–Ni сплава осуществлялись изменением

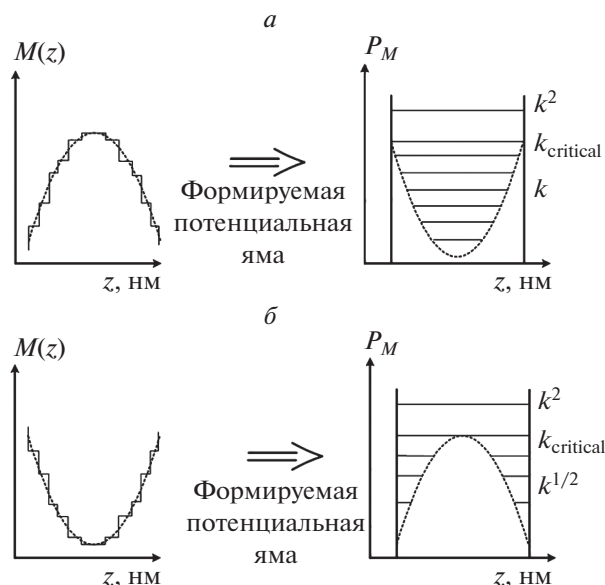


Рис. 3. Функциональная зависимость намагниченности M по толщине слоистого покрытия и профиль магнитного потенциала P_M Co–Ni планарных покрытий.

ВЫВОДЫ

Экспериментальные спектры СВР для выбранных планарных систем свидетельствуют о формировании спектров обменных стоячих спиновых волн модифицированного вида, выявляющих образование первой зоны Бриллюэна магнетонного кристалла [12], а также отражающих разницу в профилях магнитного потенциала, заданных технологическими параметрами.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, 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”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kittel C. // Phys. Rev. 1958. V. 110. № 6. P. 1295.
2. Seavey M.H. // Phys. Rev. Lett. 1958. V. 1. № 5. P. 168.
3. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок, Новосибирск: Наука, 1975. 222 с.
4. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М.: Наука, 1973. 591 с.
5. Schlomann E. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. № 3. P. 1193.
6. Portis A.M. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 2. № 4. P. 69.
7. Hoekstra B., van Staple R.P., Robertson J.M. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. № 1. P. 382.
8. Bihler C., Schoch W., Limmer W. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. Art. № 045205.
9. Sasaki Y., Liu X., Wojtowicz T., Furdyna J.K. // J. Superconduct. 2003. V. 16. № 1. P. 143.
10. Liu X., Zhou Y.Y., Furdyna J.K. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. Art. № 195220.
11. Ignatchenko V.A., Tsikalov D.S. Abstr. VI Euro-Asian Symp. “Trends in MAGnetism”. 2016. P. 264.
12. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Чижик М.В. // ФТТ. 2012. Т. 54. № 4. С. 704; Iskhaikov R.S., Stolyar S.V., Chekanova L.A., Chizhik M.V. // Phys. Sol. State. 2012. V. 54. № 4. P. 748.

намагниченности по толщине, с целью создания параболического профиля магнитного параметра [6, 11]. Первый вариант модификации удалось получить увеличением величины намагниченности в каждом отдельном слое от подложки к центру с меньшего значения на большее (рис. 3а). Спектральная зависимость полей от номера моды описывается в этом случае зависимостью $H_r(n) \sim n$ ($0 < k < k_{\text{critical}}$) (рис. 2в). Второй тип модификации был получен уменьшением намагниченности в каждом отдельном слое от подложки к центру с большего значения на меньшее (рис. 3б), что приводит к модификациям положений резонансных полей в спектре СВР вида: $H_r(n) \sim \sqrt{n}$ (в диапазоне $0 < k < k_{\text{critical}}$) и $H_r(n) \sim n^2$ ($k > k_{\text{critical}}$) (рис. 2з).