

УДК 538.97,539.216.2,539.23

СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В ГРАДИЕНТНЫХ $[\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}]_N$ - И $[\text{Co}_x\text{P}_{1-x}]_N$ -ПЛЕНКАХ

© 2013 г. Р. С. Исхаков¹, Л. А. Чеканова¹, И. Г. Важенина²

E-mail: rauf@iph.krasn.ru

Получены градиентные пленки ферромагнитных 3-*d*-металлов с наперед заданным профилем магнитного потенциала по толщине пленки. Обнаружено, что спектр спин-волнового резонанса в этих пленках характеризуется аномальными зависимостями резонансных полей H_r , спин-волновых мод от номера моды: $H_r(n) \sim n$, $H_r(n) \sim n^{2/3}$.

DOI: 10.7868/S0367676513100165

ВВЕДЕНИЕ

Метод спин-волнового резонанса (СВР) позволяет непосредственно экспериментально изучить энергетический спектр обменных спиновых волн в тонких ферромагнитных пленках [1, 2]. Резонансные поля спиновых мод, соответствующих стоячим обменным спиновым волнам, удовлетворяют известному киттелевскому соотношению $H_r(n) \sim n^2$, где n – номер моды. Экспериментальная регистрация этой зависимости позволяет для материала магнитной пленки, измерить такие основные параметры как намагниченность насыщения и обменная константа (см., например, [3]). Было установлено, что киттелевское соотношение (после некоторой модификации) описывает стоячие обменные спиновые волны в ферромагнитных пленках аморфных [4–6] и нанокристаллических [7–9] сплавов, а также в мультислойных пленках [10–13]. В то же время за последнее десятилетие обнаружено два класса новых магнитных материалов – это разбавленные магнитные полупроводники и нанокомпозиты ферромагнитный металл–диэлектрик, в пленках которых наблюдается существенное отличие экспериментального спектра спиновых волн от киттелевского, а именно: в этих пленках регистрировались спектры СВР, удовлетворяющие соотношениям $H_r(n) \sim n$ [14, 15], $H_r(n) \sim n^{2/3}$ [16, 17]. Цель настоящей работы – изготовление ферромагнитных пленок на основе 3-*d*-металлов, пригодных для исследования методом спин-волнового резонанса, обладающих спектром СВР: $H_r(n) \sim n$ и $H_r(n) \sim n^{2/3}$

и установление причин формирования данных спектров.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

Измерения спектров ФМР и СВР пленок проводили на стандартном спектрометре ЭПА-2М с частотой накачки 9.2 ГГц, температура измерений комнатная. Пленки $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}$ и $\text{Co}_x\text{P}_{1-x}$ были получены методом химического осаждения, толщины пленок – от 200 до 250 нм. Спектры СВР этих пленок характеризовались как стандартным киттелевским соотношением $H_r(n) \sim n^2$, так и тем, что расстояния между спин-волновыми модами увеличиваются пропорционально номеру моды. Также виден в более высоких полях пик поверхностного колебания, указывающий на величину и знак поверхностной анизотропии, закрепляющей динамическую намагниченность.

Регистрация киттелевского спектра в пленках $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}$ и $\text{Co}_x\text{P}_{1-x}$, позволила определить для этих сплавов эффективную намагниченность $4\pi M_{ef}$ и обменную константу A , а также установить функциональную зависимость этих параметров от концентрации компонент x .

Градиентные пленки $[\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}]_N$ и $[\text{Co}_x\text{P}_{1-x}]_N$ были изготовлены также методом химического осаждения в виде слоистых пленок с числом слоев N от 7 до 9, с толщиной индивидуального слоя 20–25 нм и разными составами индивидуального слоя. Состав по толщине градиентной пленки менялся монотонно для формирования соответствующей зависимости величин $4\pi M_{ef}(z)$ и $A(z)$. На этих градиентных пленках наблюдалось от пяти до семи спин-волновых мод, однако резонансные поля H_r уже не удовлетворяли киттелевской зависимости.

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, Красноярск.

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Красноярский институт железнодорожного транспорта.

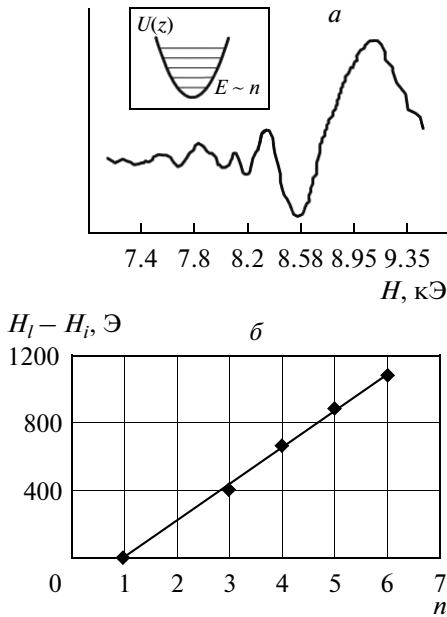


Рис. 1. *a* – спектр спин-волнового резонанса и *б* – зависимость резонансных полей H_r спиновых мод от номера моды для $[\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}]_N$ -пленки

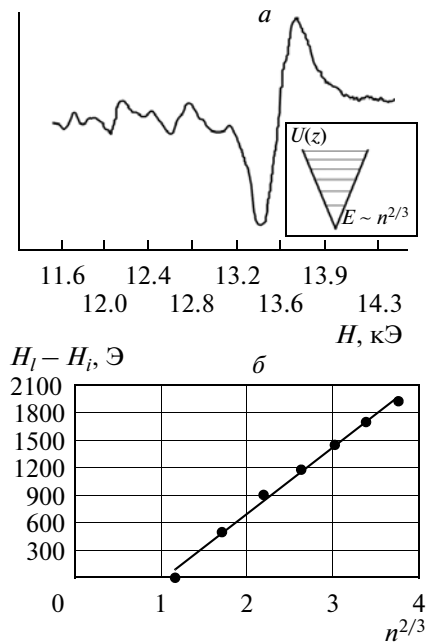


Рис. 2. *a* – спектр спин-волнового резонанса, *б* – зависимость резонансных полей H_r спиновых мод от номера моды для $[\text{Co}_x\text{P}_{1-x}]_N$ -пленки.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведен спектр СВР градиентной пленки $[\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}]_N$ толщиной $L = 250$ нм. Спектр СВР содержит пять пиков с нерегулярным изменением интенсивности, что позволяет ввести идентификацию четных (малая интенсивность) и нечетных (большая) мод. Зависимость резонансных полей H_r от n представлена здесь же. Видно, что она удовлетворяет линейной зависимости $H_r(n) \sim n$, расстояния между спин-волновыми модами не зависят от номера моды. Также видно, что в спектре СВР отсутствует поверхностная мода.

На рис. 2 приведен спектр СВР градиентной пленки $[\text{Co}_x\text{P}_{1-x}]_N$ толщиной $L = 300$ нм. Спектр СВР содержит семь пиков, интенсивность которых также позволяет разделить их на четные и нечетные. Отсутствует поверхностная мода (см. рис. 1), резонансные поля H_r удовлетворяют сложной зависимости вида $\left[\frac{3\pi}{2} \left(n + \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3}$. Действительно, как видно из спектра СВР, расстояние между спин-волновыми модами с ростом номера моды уменьшается.

Для интерпретации полученных результатов приведем уравнение движения для динамической намагниченности (H – внешнее магнитное поле):

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + \left[\frac{\omega - H + 4\pi \cdot M_{ef} - \frac{2A}{M_S^2} \frac{d^2 M}{dz^2}}{\gamma} + \frac{2A}{M_S} \right] m = 0, \quad (1)$$

получаемое стандартной процедурой из уравнения Ландау–Лифшица. Обратим внимание на математическое подобие уравнения движения намагниченности пленок стационарному уравнению Шрёдингера для частиц в однояменном потенциале $U(z)$. Действительно, резонансные поля $H_r(n)$ (равны собственным величинам E_n), а соответствующий спин-волновой профиль $m_n(z)$ (равен собственному вектору или функции) аналогичны характеристикам, определяемым решением уравнения Шрёдингера. Решения уравнения Шрёдингера для различных функциональных зависимостей $U(z)$ хорошо известны (см., например, [18]), поэтому из вида функциональной зависимости $H_r(n)$, экспериментально определенной из спектра СВР, мы можем сделать соответствующие суждения о функциональной зависимости вида потенциала $U(z)$. Так, киттелевский спектр следует из потенциала вида прямоугольная яма. Собственные величины E_n и $H_r(n) \sim n^2$, собственные функции (z) и $m(z)$ – тригонометрические. Спектр $E_n \sim n$ характерен для гармонического осциллятора, следовательно, магнитный потенциал для градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}]_N$ может быть представлен в виде параболы.

Спектр $E_n \sim n^{2/3}$ характерен для потенциала $U(z)$ в виде треугольника, следовательно, магнитный потенциал в уравнении (1) для градиентных пленок $[\text{Co}_x\text{P}_{1-x}]_N$ может быть представлен

в виде линейной функции по толщине пленки $f(z) \sim (z_1 - z)$.

ВЫВОДЫ

Обнаружено, что в ферромагнитных металлических пленках на основе 3-*d*-металлов путем манипуляций магнитными параметрами могут быть реализованы спектры СВР с аномальными зависимостями $H_r(n) \sim n$, $H_r(n) \sim n^{2/3}$, существенно отличающимися от стандартных киттелевских ($H_r \sim n^2$). Полученный результат открывает новые подходы для оптимизации СВЧ-свойств ферромагнитных пленок.

Работа выполнена в рамках Государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации № 2.4396.2011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kittel C. // Phys. Rev. B. 1958. 110. P. 1295.
2. Seavay H.H., Tannenwald P.E. // 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. С. 222.
4. Игнатченко В.А., Исхаков Р.С., Чеканова Л.А., Чистяков Н.С. // ЖЭТФ, 1978. Т. 75. №2. С.653.
5. Maksimowicz L.J., Zuberek R. // J. Magn. Magn. Matter. 1986. V. 58. P. 303.
6. Исхаков Р.С., Бруштунов М.М., Чеканов А.С. // Физика тв. тела. 1987. Т. 29. № 9. С. 2699.
7. Исхаков Р.С., Бруштунов М.М., Нармонева А.Г., Турпанов И.А., Чеканова Л.А. // ФММ. 1995. Т. 79. № 5. С. 122.
8. Frait Z., Schreiber F. // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. № 9. P. 6473.
9. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Жигалов В.С. // Физика тв. тела. 2001. Т. 43. № 6. С. 1072.
10. Van Staple R.P., Greidanus F.J.A.M., Smits J.W. // J. Appl. Phys, 1985. V.57. P 1282.
11. Kordecki R., Meckenstock R., Pelzl J., Nikitov S., Lodder J.C. // J. Magn. Magn. Matter. 1993. V. 121. P. 524.
12. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Чижик М.В. // Письма в ЖЭТФ, 2011. Т. 94. в.4. С. 325.
13. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Чижик М.В. // Физика тв. тела. 2012. Т. 54. № 4. С. 704.
14. Butera A., Zhou J.N., Barnard J.A. // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. № 17. P. 12270.
15. Sasaki Y., Liu X., Wojtowicz T., Furdyna J.K. // J. Phys.: Condens. Matter. 2006. V. 18. P. 245.
16. Goennenwein S.T.B., Graf T., Wassner T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. R730.
17. Bihler C., Schoch W., Limmer W. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 045205.
18. Флюгге З. Задачи по квантовой механике. Т. 1. М.: Мир, 1974. С. 341.