

## СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В ГРАДИЕНТНЫХ $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ ПЛЕНКАХ

Р.С. Исхаков<sup>1</sup>, Л.А. Чеканова<sup>1</sup>, И.Г. Важенина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, Россия,  
660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38,

<sup>2</sup>Красноярский институт железнодорожного транспорта, Россия,  
660028, Красноярск, Ладосово, 89  
[rauf@iph.krasn.ru](mailto:rauf@iph.krasn.ru)

The obtainment technology of the gradient films into that parabolic magnetic potential formed by modification of the effective magnetization magnitude over thickness of the specimen was developed. The liner dependence of the resonant field on a mode number of gradient film is appeared from SWR spectrums. The solution of magnetization motion equation in the gradient films is given by way of multinomial named polynomial's Hermit. The creation possibility of the new materials by manipulation of the magnetic systems parameter is exhibited.

Развита технология получения градиентных пленок, в которых сформирован параболический магнитный потенциал путем модификации величиной эффективной намагниченности по толщине образца. Спектры СВР для градиентной пленки показали линейную зависимость резонансного поля от номера моды. Решение уравнения движения намагниченности в градиентных пленках дается через многочлены, называемые полиномами Эрмита. Демонстрируется возможность создания новых материалов за счет манипулирования магнитными параметрами системы.

Спектр спин-волнового резонанса (СВР) в тонких металлических пленках был теоретически предсказан [1] и экспериментально наблюдался [2]. Стоячие спиновые волны в пленках описываются с помощью волнового уравнения Шредингера:

$$\frac{2A}{M} \frac{d^2 m}{dz^2} + \left( \frac{\omega}{\gamma} - H - H_a(z) - \frac{2A}{M^2} \frac{d^2 M}{dz^2} \right) m = 0, \quad (1)$$

где  $A$  – обменная жесткость (Эрг/см),  $M$  – намагниченность насыщения (Гаусс),  $m$  – высокочастотная намагниченность (Гаусс),  $\omega$  – угловая частота (рад  $\text{с}^{-1}$ ),  $H$  – приложенное магнитное поле (Э),  $H_a$  – поле анизотропии (Э), и  $\gamma$  – гиромагнитное соотношение ( $\text{Э}^{-1}\text{с}^{-1}$ ). Уравнение (1) описывает зависимость намагниченности  $m$  от толщины образца  $z$  в следующем виде

$$m(z, t) = m(z) \cdot e^{i\omega \cdot t}. \quad (2)$$

В однородной пленке магнитные спиновые параметры системы являются постоянными по толщине образца, поэтому основное решение уравнения (1) представляется как

$$m(z) = a \cdot e^{-ik \cdot z} + b \cdot e^{ik \cdot z}, \quad (3)$$

где  $a$  и  $b$  – постоянные и  $k$  – волновой вектор. При подстановке  $m$  из выражения (3) в волновое уравнение (1), мы получаем привычную квадратичную спиновую волновую дисперсионную формулу

$$\frac{\omega}{\gamma} = H + H_a + \frac{2A}{M} k^2. \quad (4)$$

Портис в своей работе [3] предположил возможность существования неоднородных пленок, в которых реализуется параболическое изменение намагниченности от центра пленки:

$$M = M_0 \left( 1 - \frac{4\varepsilon \cdot z^2}{L^2} \right), \quad (5)$$

что привело к записи волнового уравнения (1) в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 m}{\partial z^2} + (\lambda - \alpha^2 z^2)m = 0 \quad (6)$$

где при толщине образца  $L$  введены обозначения:

$$\lambda = \frac{H_0 - H}{2A/M_0},$$

$$\alpha^2 = \frac{4\varepsilon}{L^2} \left( \frac{4\pi}{2A/M_0^2} - \lambda \right).$$

Здесь  $\varepsilon$  - параметр искажения магнитной структуры пленки, который используется для того, чтобы определить профиль эффективной магнитной анизотропии вдоль  $z$ .

В этом приближении дифференциальное уравнение (6) принимает легко узнаваемый вид волнового уравнения для гармонического осциллятора. При подходящих граничных условиях только определенные комбинации  $\lambda$  и  $\alpha$  будут приводить к физическому решению, и нормированные собственные функции имеют вид

$$u_n(z) = \left( \frac{1}{2^n n!} \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \right)^{\frac{1}{2}} H_n(\sqrt{\alpha}z) e^{-\frac{1}{2}\alpha z^2}, \quad (7)$$

где  $H_n(\sqrt{\alpha}z)$  - многочлены, называемые полиномами Эрмита.

Дисперсионное соотношение, соответствующее данному решению, будет записываться следующим образом:

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_{eff} - \frac{4}{L} \sqrt{4\pi\varepsilon \cdot 2A} \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (8)$$

Подобное распределение спектра в (Ga,Mn)As пленках, выращенных молекулярно лучевой эпитаксией, представлено авторами работ [4,5].

Целью выполнения данной работы стало создание нового материала на основе тонких металлических слоев для наблюдения дисперсионного закона удовлетворяющего уравнению (8). Условия реализации образца обусловлены следующими требованиями – возможностью управления магнитными параметрами (намагниченность, обмен и т.д.). Экспериментальные образцы представляют собой мультислойные структуры с одинаковой толщиной отдельных слоев, примерно 20 нм. На основании экспериментальных данных работ [6,7], в которых показана взаимосвязь между видом модификации дисперсионного соотношения и главным флуктуирующим магнитным параметром, сплав отдельного слоя -  $Co_xNi_y$ , что позволит при изменяемом содержании Ni в слое управлять по толщине образца эффективной намагниченностью. Кривая изменения намагниченности по толщине образца  $|2z|$ , в соответствии с данными для индивидуальных слоев, приведена на рисунке 1.

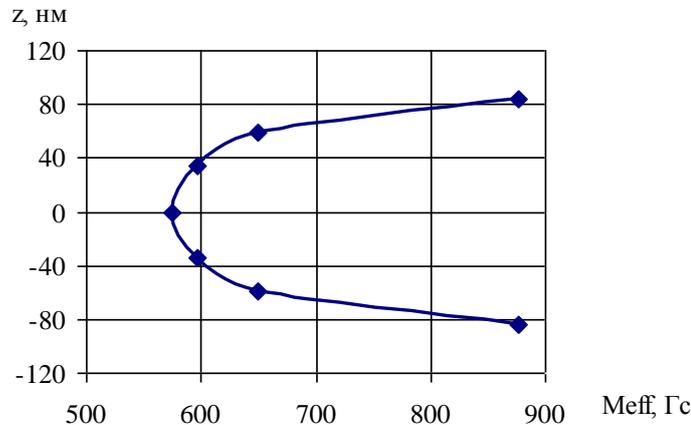
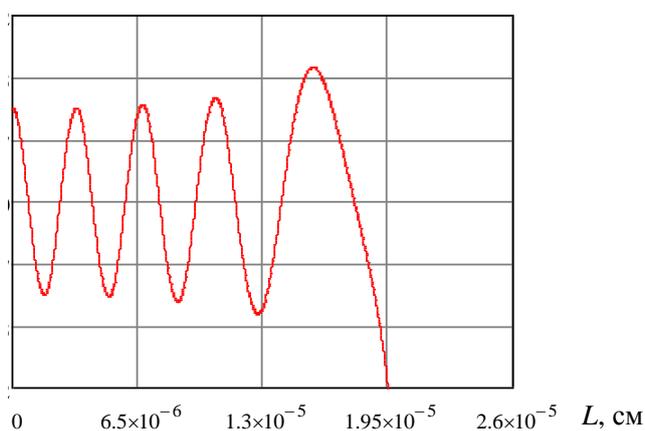


Рис. 1. Распределение намагниченности по толщине образца  $|2z|$ .

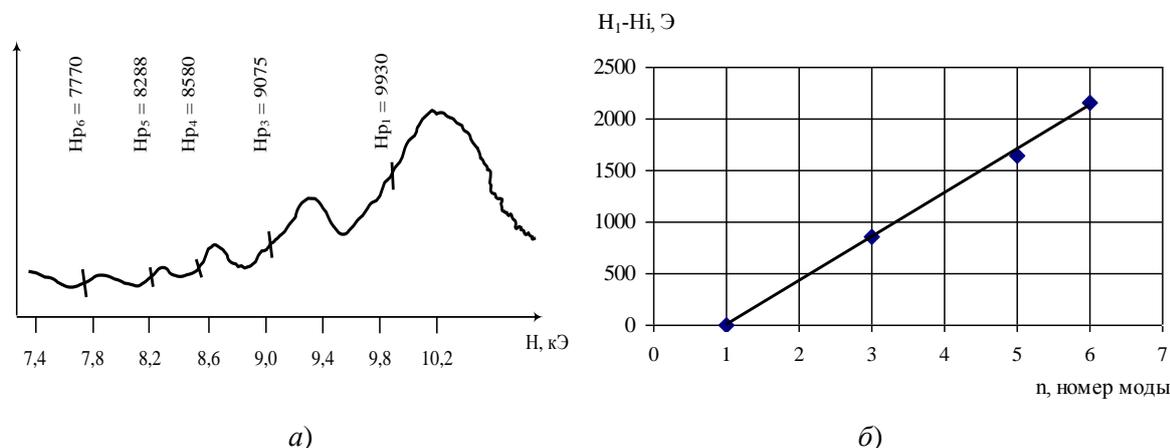
Резонансные характеристики измерялись на стандартном ЭПР спектрометре (частота накачки 9,2 ГГц). Пленки намагничивались как параллельно, так и перпендикулярно к поверхности образца в полях до 20 кЭ.

Анализ спектров ФМР и СВР позволил определить следующие характеристики градиентной пленки  $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$ : параметр  $\varepsilon$  составляет 0.16, эффективная намагниченность насыщения  $M_{eff}$  всего образца – 1048.8 Гс, обменная константа  $A$  с учетом линейной зависимости резонансного поля от номера моды равна  $1.04 \cdot 10^{-6}$  Эрг/см, толщина образца  $L = 1647 \cdot 10^{-8}$  см. Приведенные данные позволяют произвести численный расчет уравнения (6), графического решения которого представлено на рисунке 2.



**Рис. 2.** Графическое решение волнового уравнения для неоднородной пленки.

Подтверждением образования по толщине образца стоячей спиновой волны, описываемой не гармонической функцией, служит также зависимость распределения резонансных полей от номера моды (рисунок 3).



**Рис. 3.** а) спектр спин-волнового резонанса и б) зависимость позиций спиновых мод для  $[\text{Co}_x\text{Ni}_y]_N$  пленки

Линейная зависимость резонансных полей свидетельствует о реализации параболического магнитного потенциала по толщине образца, и образовании стоячей спиновой волны, описываемой не гармонической функцией. Управление магнитным потенциалом выполнено через манипулирование таким магнитным параметром системы как намагниченность.

Научное исследование выполнено при поддержке Сибирского федерального университета (проект «Многослойные обменно-связанные пленочные структуры и наночастицы. Структура, магнитные свойства, приложения») в рамках Государственного задания министерства образования и науки Российской Федерации на оказание услуг.

## Список литературы

- [1]. C. Kittel // Phys. Rev., (1958), v. B110, p.A1295
- [2]. H.H. Seavay, P.E. Tannenwald // Phys.Rev.Lett., (1958), v.1,№.5, p.168-169
- [3]. A. M. Portis //Appl. Phys. Lett. **2**, (1963), 69.
- [4]. Y. Sasaki, X. Liu, T. Wojtowicz, and J. K. Furdyna // Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism, (2003), v. 16, No. 1.
- [5]. X. Liu, Y. Y. Zhou, and J. K. Furdyna // Phys.Rev.B (2007), v.75, p. 195220
- [6]. В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков // ЖЭТФ, (1978), т.75, №4, с.1438-1443.
- [7]. В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, Н.С. Чистяков // ЖЭТФ, (1978), т.75, №2, с.653-657.