

05,13

## Спектры спин-волнового резонанса в пленках с однородным градиентом поля анизотропии

© А.М. Зюзин, Н.В. Янцен

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва,  
Саранск, Россия

E-mail: zyuzin.am@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 19 января 2016 г.)

Показано, что количество высокоинтенсивных спин-волновых мод в спектре спин-волнового резонанса пленок с однородным градиентом эффективного поля анизотропии зависит от толщины пленки, а также от обменной жесткости. Установлено, что существует некоторое „критическое“ значение толщины пленки, зависящее от значения обменной жесткости и величины градиента. При толщине пленки, меньшей этого значения, в спектре резонансного поглощения возбуждается лишь одна высокоинтенсивная мода.

### 1. Введение

Исследование спиновой динамики в пленках ферритов-гранатов представляет несомненный научный и практический интерес, связанный с возможностью применения данных материалов в устройствах спинтроники и магнетoeлектроники [1,2], логических элементах на спиновых волнах [3–5] и др.

Спин-волновой резонанс (СВР) в одноосных многослойных пленках изучен довольно подробно. В частности, показано, что спектры СВР в двухслойных пленках с однородными слоями, в которых возбуждение стоячих спиновых волн обусловлено динамическим механизмом закрепления спинов, обладают ярко выраженной анизотропией [6–8]. Спектры СВР в двух- и трехслойных пленках с сильно различающимися значениями параметра затухания в слоях, в которых доминирующим механизмом закрепления спинов является диссипативный механизм [9,10], наоборот, являются практически изотропными. Важное значение в связи с перспективами практического использования пленок ферритов-гранатов, а также для развития спин-волновой спектроскопии [11,12] имеют исследования влияния различного типа распределения поля анизотропии, а также других параметров на спин-волновые характеристики.

В настоящей работе исследовалось влияние толщины пленки с однородным градиентом эффективного поля анизотропии, а также обменной жесткости на спектры СВР.

### 2. Эксперимент

Исследуемые пленки ферритов-гранатов были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической плоскостью (110). Состав пленок  $(\text{BiLuGd})_3(\text{FeGa}_5)\text{O}_{12}$  задавался соответствующим составом раствора в расплаве и определялся методом рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Намаг-

ниченность насыщения  $4\pi M$  равнялась 107 G, толщина  $h = 1.6 \mu\text{m}$ , константа обменного взаимодействия  $A$ , которая определялась по температуре Кюри [13], была равна  $1.23 \cdot 10^{-7} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-1}$ , гиромагнитное отношение  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , значение обменной жесткости  $D = (2A/M) = 28 \cdot 10^{-9} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$ . Толщина пленок изменялась путем послойного стравливания в ортофосфорной кислоте при температуре  $120^\circ\text{C}$ . Близкое к линейному распределение полей одноосной  $H_{ku}$  и ромбической  $H_{kr}$  компонент анизотропии по толщине пленок достигалось плавным изменением температуры раствора в расплаве в процессе эпитаксиального выращивания. Такой характер распределения  $H_{ku}$  и  $H_{kr}$  подтверждает анализ трансформации спектров СВР, происходящей при послойном стравливании. Поле  $H_{ku}$  изменялось от 340 Oe вблизи подложки до  $-656$  Oe на свободной поверхности. Поле  $H_{kr}$  изменялось от 212 до  $-202$  Oe соответственно. Регистрация спектров СВР производилась при комнатной температуре на радиоспектрометре PS100.X на частоте микроволнового поля  $\nu = 9.34 \text{GHz}$ .

### 3. Расчет спектров

Расчет спектров СВР проводился путем решения волнового уравнения для переменной намагниченности [8]

$$\frac{2A}{M} \frac{\partial^2 m}{\partial z^2} - \left( H + H_k^{\text{eff}} - \frac{\omega}{\gamma} \right) m = 0. \quad (1)$$

Эффективное поле анизотропии  $H_k^{\text{eff}}$  учитывало вклад  $H_{ku}$  и  $H_{kr}$  и принималось линейно изменяющимся по толщине пленки  $H_k^{\text{eff}} = Bz + C$ . Расчет показывает, что если  $H_{ku}$  и  $H_{kr}$  линейно изменяются по толщине, то распределение  $H_k^{\text{eff}}$ , как и поля однородного резонанса  $H_{ur}$ , также будет близким к линейному по  $h$ . Поскольку значения константы обмена и намагниченности насыщения в существенно меньшей степени зависят от температуры роста, обменная жесткость  $(2A/M)$  при расчете принималась постоянной по толщине пленки.

С помощью замены переменной

$$x = l^{-1} \left[ z + \left( H + C - \frac{\omega}{\gamma} \right) B^{-1} \right],$$

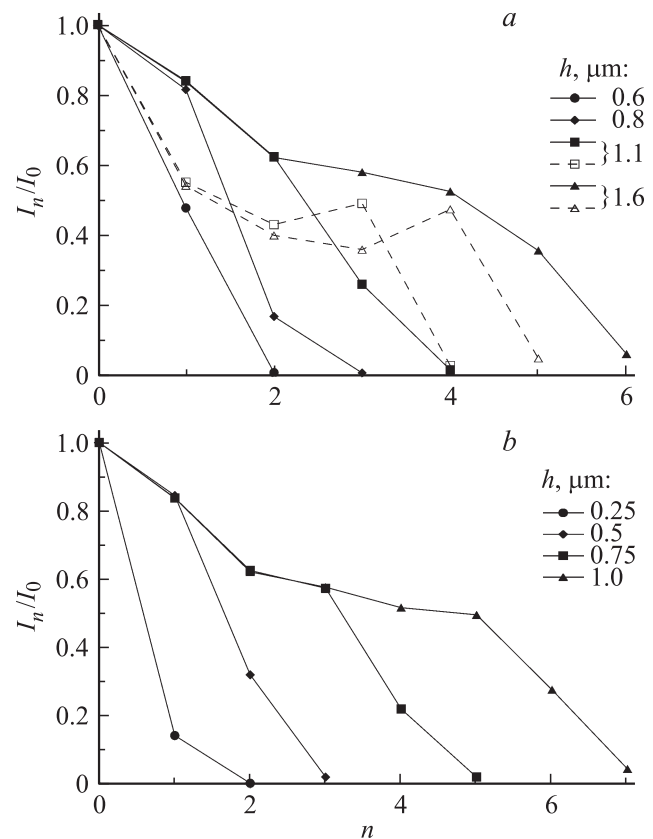
где  $l = (2A/MB)^{1/3}$ , уравнение (1) приводилось к виду  $\frac{\partial^2 m(x)}{\partial x^2} - xm(x) = 0$ . Решение данного уравнения представляет собой линейную комбинацию функций Эйри  $m(x) = a\text{Ai}(x) + b\text{Bi}(x)$ . Константы  $a$  и  $b$  находились путем учета граничных условий на поверхностях пленки  $m'(x_0) = m'(x_L) = 0$ , а также условия нормировки  $\int_0^L dz m^2(z) = l[x_L m^2(x_L) - x_0 m^2(x_0)] = 1$ .

#### 4. Обсуждение результатов

Известно, что в двух- или трехслойных пленках с однородными слоями [9,14], а также в пленках, в которых закрепление спинов обеспечивается поверхностной анизотропией, распределение пиков поглощения спин-волновых (СВ) мод по магнитному полю подчиняется квадратичному закону, а интенсивность этих пиков убывает с номером моды  $n$  по закону  $I_n \propto (1/n^2) - (1/n^4)$ .

Как следует из результатов эксперимента и проведенного расчета, в пленках с однородным градиентом эффективного поля анизотропии зависимость интенсивности пиков возбуждаемых СВ-мод от их номера можно разделить на два участка: 1) участок высокоинтенсивных мод с близкими значениями амплитуд; 2) участок СВ-мод с весьма малой интенсивностью. Первая область соответствует возбуждению локализованных мод, для которых в пределах толщины пленки существует так называемая „точка поворота“ [8,14,15], в которой волновое число СВ-моды переходит от действительных значений к мнимым. В этой точке свойства пленки для спиновых колебаний изменяются с дисперсивных на реактивные. Наличие реактивной области пленки является фактором, приводящим к закреплению спинов, что в свою очередь обуславливает возбуждение высокоинтенсивных СВ-мод. Второй участок зависимости соответствует объемным модам, для которых волновое число является действительным на всей толщине пленки. Амплитуды этих мод весьма малы, интенсивности их пиков поглощения на один и более порядков меньше интенсивностей пиков, соответствующих СВ-модам первого участка.

На рис. 1, *a* представлены расчетные и экспериментальные зависимости интенсивностей линий поглощения СВ-мод от их номера при различных толщинах исследуемой неоднородной пленки, значение  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$  для которой равно  $514 \text{ Oe}/\mu\text{m}$ . Видно, что на первом участке интенсивность пиков изменяется примерно в 2 раза, затем происходит резкий спад. На рис. 1, *b* приведены расчетные зависимости  $I(n)$  для пленки  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с

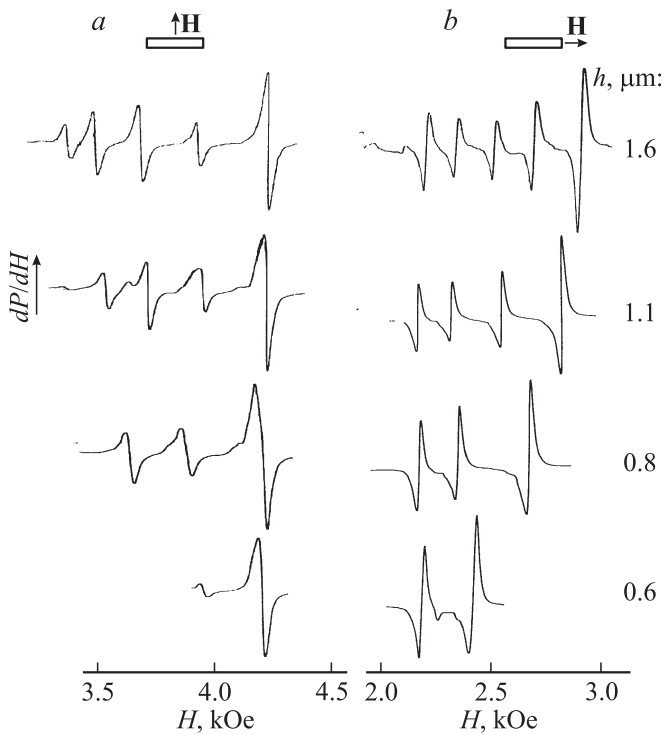


**Рис. 1.** *a*) Зависимость от номера моды  $n$  относительной интенсивности  $I_n/I_0$  при различной толщине пленки  $(\text{BiLuGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ . Сплошные линии и темные символы — расчет, штриховые линии и светлые символы — эксперимент. *b*) Зависимости  $I_n/I_0$  от номера моды  $n$  для пленки  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .

таким же значением  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$ , но ее обменная жесткость  $(2A/M) = 5.3 \cdot 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$ , т.е. примерно в 5 раз меньше. Видно, что, несмотря на столь значительное изменение обменной жесткости, характер зависимости  $I(n)$  остается аналогичным.

На рис. 2, *a, b* представлены экспериментальные зависимости спектров СВР от толщины пленки при двух ориентациях  $\mathbf{H}$  относительно ее плоскости. Видно, что по мере уменьшения толщины путем послойного стравливания происходит монотонное уменьшение количества высокоинтенсивных СВ-мод. Как следует из рис. 1, *a, b* и 2, *a, b* результаты расчета согласуются с экспериментом.

Отметим, что при изменении ориентации  $\mathbf{H}$  относительно пленки (рис. 2, *a, b*) изменяется область возбуждения нулевой моды, резонансное поле которой при постоянной  $\nu$  является наибольшим. При перпендикулярной ориентации она локализована вблизи подложки, и поэтому ее положение практически не изменяется по мере уменьшения толщины. При данной ориентации характер высокополевого участка спектра практически не изменяется, т.е. интенсивности и распределение по резонансным полям пиков остающихся мод не пре-

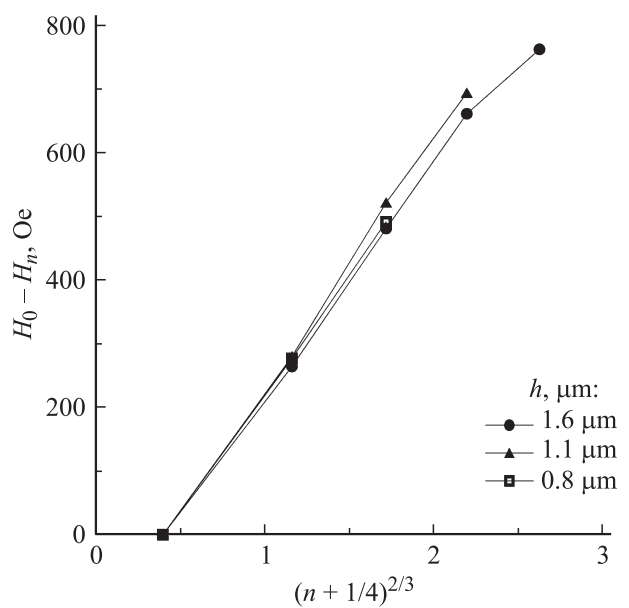


**Рис. 2.** Зависимость спектра СВР от  $h$  для перпендикулярной (а) и параллельной (b) ориентации  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки.

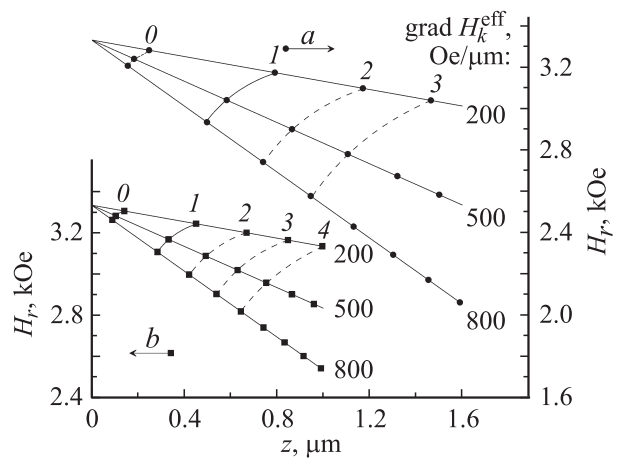
терпевают существенных изменений (рис. 2, а). При параллельной ориентации  $\mathbf{H}$  относительно пленки нулевая мода локализована вблизи свободной поверхности пленки, и при уменьшении  $h$  ее резонансное поле смещается в область меньших значений. При этом, наоборот, положение последней из высокоинтенсивных мод практически не изменяется (рис. 2, b). Из результатов расчета и данных эксперимента также следует, что в отличие от случаев двух- или трехслойных пленок с однородными слоями наклон дисперсионных кривых (зависимость разности резонансных полей нулевой и  $n$ -й СВ-мод от  $n$ ) с уменьшением толщины практически не изменяется (рис. 3) и хорошо аппроксимируется зависимостью  $H_0 - H_n \propto (n + 1/4)^{2/3}$  [8]. Отметим, что в пленках с однородным распределением  $H_k^{\text{eff}}$  интервал между пиками СВ-мод по шкале полей с номером моды не возрастает, а, наоборот, уменьшается.

На рис. 4 приведены результаты расчета распределения точек поворота по толщине пленки (ось абсцисс) и соответствующих резонансных полей высокоинтенсивных СВ-мод (по оси ординат) при трех различных значениях  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$  и двух значениях обменной жесткости:  $D = 28 \cdot 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$  (пленки  $(\text{BiLuGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ ) и  $5.3 \cdot 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$  (пленки  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ). Для обоих образцов поле однородного резонанса в низкоанизотропной области принималось равным  $(\omega/\gamma) = 3314 \text{ Oe}$ . Из рисунка видно, что с уве-

личением  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$  резонансное поле нулевой моды смещается от значений  $\omega/\gamma$ . Точка поворота также смещается относительно границы пленки. С уменьшением  $D$  при одинаковой величине  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$  резонансные поля СВ-мод смещаются в область более высоких значений магнитного поля, распределение точек поворота становится более частым, и соответственно при фиксированной толщине пленки увеличивается количество высокоинтенсивных СВ-мод. Из рис. 4, а, b также следует, что при значениях толщины пленки, меньших некоторого „критического“ (сплошная линия 1), зависящего от величины  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$  и  $D$ , в спектре СВР будет возбуждаться лишь одна высокоинтенсивная (нулевая) СВ-мода.



**Рис. 3.** Экспериментальные дисперсионные зависимости  $H_0 - H_n$  от  $(n + 1/4)^{2/3}$  при перпендикулярной ориентации  $\mathbf{H}$  относительно пленки для различных  $h$ .



**Рис. 4.** Распределение точек поворота по толщине (ось абсцисс) и резонансных полей (ось ординат) СВ-мод для пленок  $(\text{BiLuGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  (а) и  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (b) при различных значениях  $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$ .

## 5. Выводы

1. В отличие от спектра многослойных пленок с однородными слоями спектр СВР пленок с линейным распределением поля анизотропии по толщине (с однородным градиентом) состоит из серии высокоинтенсивных СВ-мод и СВ-мод с весьма малой интенсивностью. Показано, что количество возбуждаемых СВ-мод при неизменном градиенте поля анизотропии прямо зависит от толщины пленки. Варьируя толщину пленки, можно регулировать количество возбуждаемых высокоинтенсивных мод или при фиксированном значении поля  $H$  полосу частот их возбуждения.

2. Установлено, что распределение резонансных полей высокоинтенсивных СВ-мод и амплитуд их пиков поглощения практически не зависит от толщины пленки, но сильно зависит от значений обменной жесткости и градиента эффективного поля анизотропии (в общем случае от градиента поля однородного резонанса) по толщине пленки.

3. С уменьшением обменной жесткости ( $2A/M$ ) при неизменных  $\text{grad} H_k^{\text{eff}}$  и  $h$  возрастает количество возбуждаемых микроволновым полем высокоинтенсивных спин-волновых мод. Существует некоторое „критическое“ значение толщины, зависящее от величины градиента эффективного поля анизотропии и обменной жесткости; при толщинах, меньших этого значения, в спектре резонансного поглощения возбуждается лишь одна высокоинтенсивная (нулевая) мода.

## Список литературы

- [1] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takahashi, S. Maekawa, E. Saitoh. *Nature* **464**, 262 (2010).
- [2] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G.E.W. Bauer, S. Maekawa, E. Saitoh. *Nature Mater.* **9**, 894 (2010).
- [3] S. Klingler, A. V. Chumak, T. Mewes, B. Khodadadi, C. Mewes, C. Dubs, O. Surzhenko, B. Hillebrands, A. Conca. *J. Phys. D* **48**, 1 (2015).
- [4] A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang. *IEEE Trans. Magn.* **44**, 2141 (2008).
- [5] T. Schneider, A.A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R.L. Stamps, M.P. Kostylev. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022 505 (2008).
- [6] А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, Д.А. Зюзин, С.Н. Сабаев. *ЖТФ* **81**, 6, 63 (2011).
- [7] C. Wilts, S. Prasad. *IEEE Trans. Magn.* **17**, 2405 (1981).
- [8] B. Hoekstra, R.P. van Staple, J.M. Robertson. *J. Appl. Phys.* **48**, 382 (1977).
- [9] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов. *ЖЭТФ* **111**, 5, 1667 (1997).
- [10] А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, А.В. Куляпин. *ФТТ* **45**, 2208 (2003).
- [11] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков. *ЖЭТФ* **75**, 1438 (1978).
- [12] Р.С. Исхаков, С.В. Столяр, М.В. Чижик, Л.А. Чеканова. *Письма в ЖЭТФ* **94**, 325 (2011).
- [13] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 528 (1996).
- [14] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физматлит, М. (1994). 464 с.
- [15] П.Е. Зильберман, А.В. Луговский, А.А. Шарафатдинов. *ФТТ* **37**, 2010 (1995).