



Общероссийский математический портал

А. М. Зюзин, Н. В. Янцен, Влияние градиента поля анизотропии на спектры спин-волнового резонанса в пленках ферритов-гранатов,
Письма в ЖТФ, 2016, том 42, выпуск 16, 7–13

<https://www.mathnet.ru/pjtf6322>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.91

13 мая 2025 г., 04:30:37



05:07

Влияние градиента поля анизотропии на спектры спин-волнового резонанса в пленках ферритов-гранатов

© А.М. Зюзин, Н.В. Янцен

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск
E-mail: zuzin.am@rambler.ru

Поступило в Редакцию 11 марта 2016 г.

Показано, что, в отличие от однородных, в пленках с линейным распределением эффективного поля анизотропии по толщине спектр спин-волнового резонанса состоит из серии высокоинтенсивных спин-волновых (СВ) мод и мод с весьма малой интенсивностью. Установлено, что распределение резонансных полей высокоинтенсивных СВ-мод зависит от величины градиента эффективного поля анизотропии. При неизменной толщине пленки с увеличением градиента количество таких мод возрастает.

Исследование особенностей спиновой динамики в пленках ферритов-гранатов представляет несомненный научный и практический интерес, связанный с возможностью применения данных материалов в устройствах магнетоэлектроники, спинтроники [1–4] и ряде других.

Известно, что в спектрах спин-волнового резонанса (СВР) двухслойных пленок с однородными слоями или пленок, в которых закрепление спинов обеспечивается поверхностной анизотропией, интенсивность пиков поглощения спин-волновых (СВ) мод убывает с номером моды n как $I_n \propto 1/n^2 \div 1/n^4$. Распределение их резонансных полей подчиняется квадратичному закону $H_0 - H_n \propto n^2$ [5,6].

Целью настоящей работы являлось исследование зависимости основных характеристик спектров СВР от величины градиента эффективного поля анизотропии $\text{grad} H_k^{eff} = \partial H_k^{eff} / \partial z$ (ось z совпадает с нормалью к пленке).

Исследования проводились на монокристаллических пленках ферритов-гранатов состава $(\text{Bi}_{0.98}\text{Lu}_{1.9}\text{Gd}_{0.13})(\text{Fe}_{3.54}\text{Ga}_{1.46})\text{O}_{12}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической плоскостью (110). Намагничен-

ность насыщения $4\pi M$ равнялась 107 G, толщина $h = 2.1 \mu\text{m}$, параметр затухания Гильберта $\alpha = 0.014$, константа обменного взаимодействия A , которая определялась по температуре Кюри [7], была равна $1.23 \cdot 10^{-7} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1}$, гиромангнитное отношение $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Регистрация спектров СВР производилась на радиоспектрометре PS100.X на частоте 9.34 GHz.

Как показал анализ трансформации спектров СВР, происходящей при послойном стравливании, пленки являлись неоднородными, обладая близким к линейному распределением полей одноосной H_{ku} и ромбической H_{kr} компонент анизотропии по их толщине. Такое распределение достигалось плавным изменением температуры раствора в расплаве в процессе эпитаксиального выращивания пленок. Поле H_{ku} при температуре 20°C изменялось от 340 Oe вблизи подложки до -967 Oe на свободной поверхности, поле H_{kr} соответственно от 212 до -332 Oe. Значения полей одноосной и ромбической компонент анизотропии и величина $\text{grad} H_k^{eff}$ определялись по резонансным полям нулевой и последней из высокоинтенсивных СВ-мод при ориентации \mathbf{H} вдоль оси [110], совпадающей с нормалью к пленке, а также осей [001] и $[1\bar{1}0]$, лежащих в ее плоскости. Кроме того, значения полей анизотропии на поверхности пленки, граничащей с подложкой, определялись также по резонансным полям одиночной линии поглощения тонкого слоя ($h \approx 0.15 \mu\text{m}$) после стравливания верхней части пленки.

В эксперименте величину $\text{grad} H_k^{eff}$ изменяли путем увеличения температуры образца. Поскольку с ростом температуры величина поля анизотропии уменьшается, это обуславливает уменьшение и его градиента. Понятно, что изменение температуры одновременно приводит к уменьшению константы обменного взаимодействия A и намагниченности насыщения $4\pi M$. Но, как следует из результатов работы [8], обменная жесткость (отношение $2A/M$) изменяется не столь существенно, за исключением области вблизи точки Кюри.

Расчет спектров СВР проводился путем решения волнового уравнения для переменной намагниченности [9]

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

Эффективное поле анизотропии H_k^{eff} учитывало вклад H_{ku} и H_{kr} и принималось линейно изменяющимся по толщине пленки

$H_k^{eff} = Bz + C$. Расчет показывает, что если H_{ku} и H_{kr} линейно изменяются по толщине, то распределения H_k^{eff} , как и поля однородного резонанса H_{ur} , по h также будут близки к линейным.

С помощью замены переменной уравнение (1) приводили к виду $\partial^2 m(x)/\partial x^2 - xm(x) = 0$. Решения данного уравнения находились в виде линейной комбинации функций Эйри, при этом учитывались граничные условия на поверхностях пленки и условие нормировки [9].

Как следует из результатов эксперимента и расчета, проведенных в настоящей работе, в пленках с линейным изменением поля однородного резонанса по их толщине (однородным $\text{grad } H_k^{eff}$), зависимость интенсивности пиков возбуждаемых мод от их номера можно разделить на два участка: 1 — участок высокоинтенсивных мод с близкими значениями амплитуд и 2 — участок СВ-мод с весьма малой интенсивностью. Первый участок соответствует возбуждению локализованных мод, для которых существует так называемая „точка поворота“ [7,10], в которой волновое число СВ-моды переходит от действительных значений к мнимым. Второй участок соответствует объемным модам, интенсивности пиков поглощения которых примерно на порядок и более меньше интенсивностей пиков первого участка. Нами исследована зависимость спектра высокоинтенсивных СВ-мод от величины градиента эффективного поля анизотропии при ориентациях внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H} вдоль оси одноосной компоненты анизотропии, совпадающей с нормалью к пленке, а также вдоль оси ромбической компоненты, лежащей в ее плоскости.

Спектр СВР при перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно пленки и его трансформация, происходящая при изменении величины градиента, приведены на рис. 1. Видно, что спектр состоит из серии пиков поглощения с интенсивностями одного порядка (высокоинтенсивные моды). Начиная с некоторого номера интенсивность пиков резко падает. С уменьшением величины $\text{grad } H_k^{eff}$ количество высокоинтенсивных мод монотонно уменьшается и при некотором значении спектр трансформируется в единственную линию поглощения. Подобная же трансформация спектра СВР наблюдалась и при ориентации \mathbf{H} вдоль оси ромбической компоненты анизотропии, лежащей в плоскости пленки.

На рис. 2, а приведены экспериментальные зависимости резонансных полей высокоинтенсивных СВ-мод и их количества от величины $\text{grad } H_k^{eff}$ для перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно пленки.

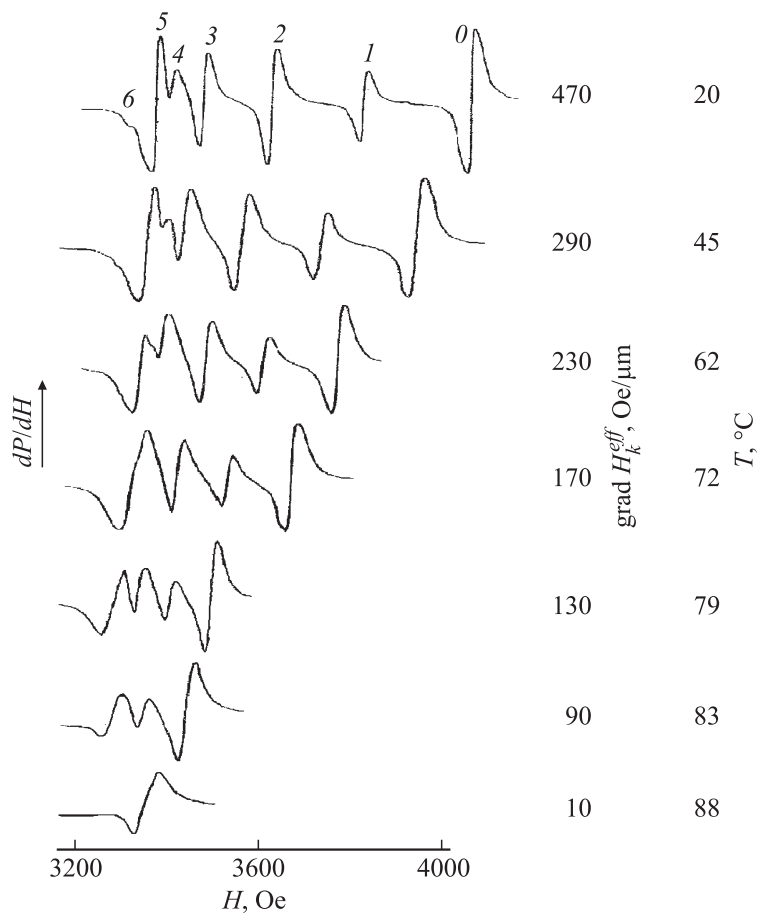


Рис. 1. Трансформация спектра СВР при изменении $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$. Цифры у пиков — номера СВ-мод.

На рис. 2, *b* приведены аналогичные расчетные зависимости. При расчете поле H_{ur} низкоанизотропной области пленки принималось неизменным и равным $\omega/\gamma = 3314$ Ое. Видно, что расчетные зависимости согласуются с экспериментальными. Как следует из приведенных результатов, при неизменной толщине пленки с возрастанием гради-

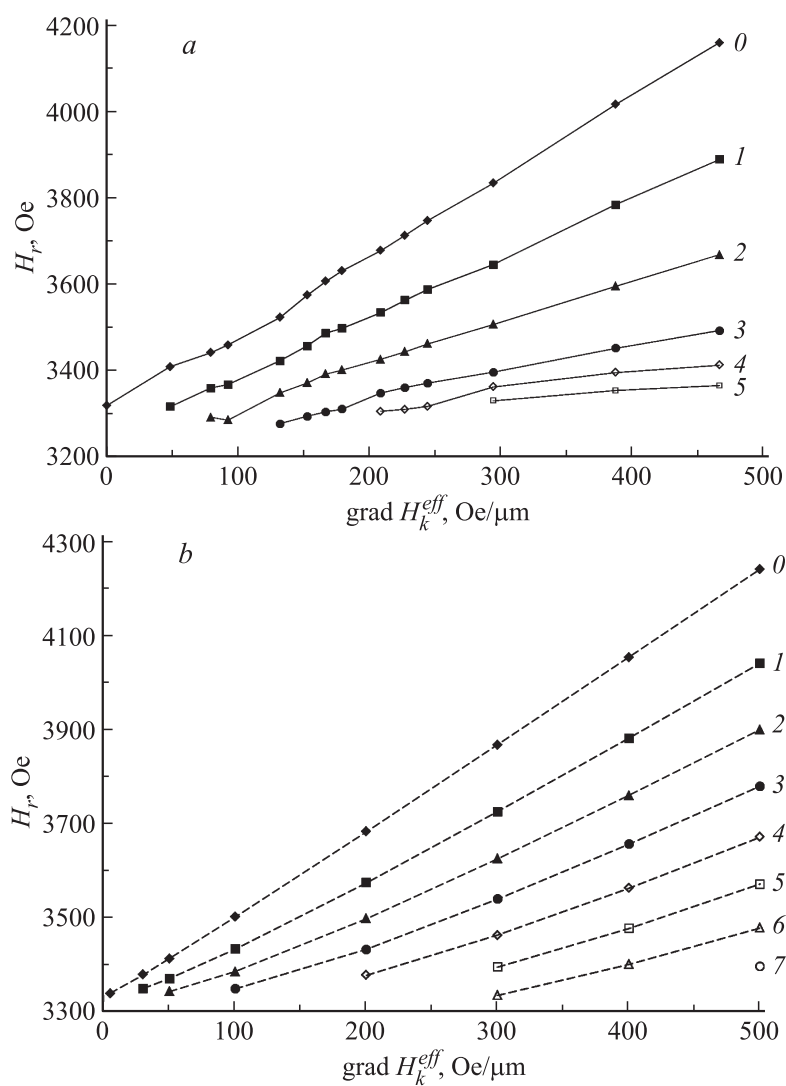


Рис. 2. Экспериментальные (a) и расчетные (b) зависимости резонансных полей высокоинтенсивных СВ-мод и их количества от величины $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$ для перпендикулярной ориентации **H**. Цифры у кривых — номера СВ-мод.

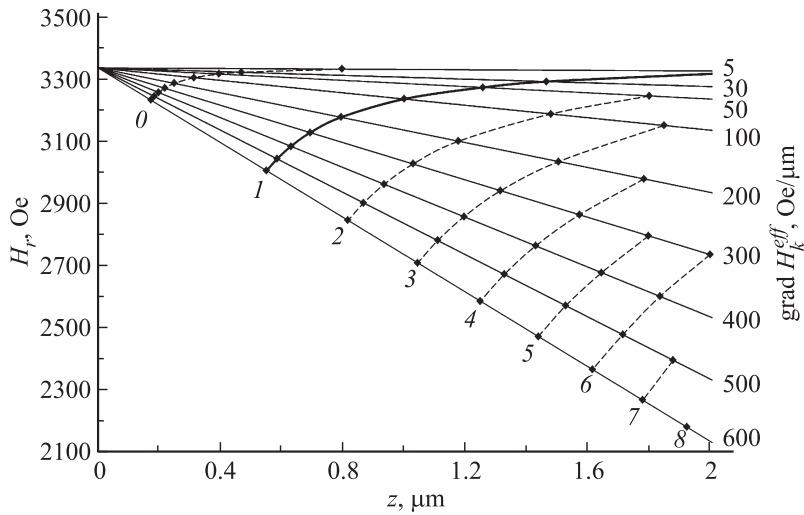


Рис. 3. Распределение точек поворота высокоинтенсивных СВ-мод по толщине пленки (абсцисса) и соответствующих резонансных полей (ордината) при различных значениях $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$. Прямые — распределения H_r по толщине пленки.

ента происходит увеличение количества высокоинтенсивных мод, при этом интервал магнитных полей между ними возрастает. Зависимость разности резонансных полей нулевой и n -й СВ-мод $H_0 - H_n$ от n хорошо аппроксимируется как $H_0 - H_n \propto (n + 1/4)^{2/3}$ [9]. Необходимо отметить, что, как следует из полученных нами расчетных и экспериментальных результатов, такая зависимость справедлива только для высокоинтенсивных СВ-мод.

На рис. 3 представлены расчетные результаты по распределению положений точек поворота для высокоинтенсивных СВ-мод по толщине пленки (координате z) и их резонансных полей при различных значениях $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$. Видно, что с увеличением $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$ положения точек поворота смещаются в низкоанизотропную область пленки. Для каждой величины $\text{grad } H_k^{\text{eff}}$ существует некоторая толщина (определяемая линией 1), меньше которой в спектре СВР будет возбуждаться лишь одна высокоинтенсивная СВ-мода. Данный вывод подтверждается и результатами эксперимента (рис. 1).

Таким образом, на основе результатов, полученных в работе, можно сделать следующие выводы:

1. Показано, что распределение резонансных полей высокоинтенсивных СВ-мод сильно зависит от величины градиента эффективного поля анизотропии. С его увеличением количество возбуждаемых высокоинтенсивных мод монотонно возрастает. При некоторой толщине пленки, зависящей от градиента, в спектре резонансного поглощения возбуждается лишь одна высокоинтенсивная мода.

2. Ширина спектра — интервал магнитных полей возбуждаемых высокоинтенсивных СВ-мод (или частот при постоянном H) зависит от величины градиента H_k^{eff} и толщины пленки. Обнаруженная специфика спектров СВР в магнитных пленках с однородным градиентом может представлять интерес для разработки управляемых магнитным полем СВЧ-фильтров на спиновых волнах и других применений.

Список литературы

- [1] *Uchida K., Xiao J., Adachi H. et al. // Nat. Mater. 2010. V. 9. P. 894.*
- [2] *Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S. et al. // Nature. 2010. V. 464. P. 262.*
- [3] *Schneider T., Serga A.A., Leven B. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. N 2. P. 022 505(1–3).*
- [4] *Khitun A., Bao M., Wang K.L. // IEEE Trans. Magn. 2008. V. 44. N 9. P. 2141.*
- [5] *Зюзин А.М., Сабаев С.Н., Радайкин В.В., Бакулин М.А. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 16. С. 53.*
- [6] *Зюзин А.М., Бажанов А.Г., Сабаев С.Н., Радайкин В.В. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 4. С. 33.*
- [7] *Зильберман П.Е., Луговский А.В., Шарафатдинов А.А. // ФТТ. 2010. Т. 37. С. 1995.*
- [8] *Зюзин А.М., Бажанов А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. В. 7. С. 528.*
- [9] *Hoekstra B., van Stapelle R.P., Robertson J.M. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 1. P. 382.*
- [10] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. С. 464.*