

PACS: 76.50.+g, 75.30.Os

В.С. Деллалов, Н.К. Даньшин, А.И. Линник, В.Ф. Шкарь

ОСОБЕННОСТИ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В НЕОДНОРОДНОЙ ГРАНАТОВОЙ ПЛЕНКЕ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
83114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

Статья поступила в редакцию 30 марта 1999 года

В магнитном поле, нормальном к плоскости пленки, на частоте 4.99 GHz исследованы спин-волновые резонансы (СВР) в неоднородной Vi -замещенной гранатовой пленке. В предположении, что эффективное поле анизотропии меняется по толщине пленки нелинейно, численно решалось дифференциальное уравнение второго порядка, описывающее распространение спиновой волны. Расчетные значения резонансных полей пиков СВР сравнивались с экспериментальными, и в результате был получен профиль поля эффективной анизотропии по толщине пленки.

Введение

Возможность возбуждения стоячих спиновых волн в тонкой ферромагнитной пленке переменным однородным магнитным полем была предсказана Киттелем [1] и экспериментально подтверждена Сиви и Танненвальдом [2]. Киттель [1] предположил, что СВР может наблюдаться в тонких пленках, если спины на поверхности пленки закреплены ($m_s = 0$ – граничное условие на переменную составляющую намагниченности). Это закрепление объяснялось либо поверхностной анизотропией, либо существованием антиферромагнитного слоя на поверхности [1,3]. Позже было показано, что неоднородности, например, по намагниченности пленки могут также приводить к возбуждению СВР – без закрепления спинов на поверхности. В работе [4] предполагалось существование тонкого поверхностного слоя, имеющего меньшую намагниченность. Однако во многих экспериментах наблюдалось отклонение спин-волновых мод от обычного квадратичного закона распределения линий СВР по полю [1]. Поэтому Шлеман [5] для интерпретации эксперимента [6] предположил линейное изменение намагниченности. Все указанные модели [3–5] содержатся в обзоре Спаркса [7].

Следует также отметить, что большая часть указанных экспериментов была выполнена на тонких металлических пленках. Когда появилась возможность получения гранатовых пленок хорошего качества, выращенных эпитаксиально на немагнитных подложках, эксперименты стали проводиться на пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ). Пленки ЖИГ были однородными, за исключением очень тонкого поверхностного слоя, в результате чего спины на поверхности закреплялись. Закрепление могло быть обусловлено диффузионной областью с меньшей намагниченностью на границе раздела подложка–пленка [8].

Если поверхностный слой в ЖИГ достаточно большой, в нем возбуждается серия СВР, отличных от объемных [9]. В [10] исследовались гранатовые пленки, предназначенные для применения в устройствах на ЦМД. Такие пленки обладают одноосной анизотропией, ин-

дуцированной процессом роста, и стрессовой анизотропией, обусловленной рассогласованием констант решеток пленки и подложки. Анизотропия сильно зависит от условий роста, а намагниченность – от состава раствора-расплава, из которого выращиваются пленки. Поэтому можно предположить, что большие отклонения от квадратичного закона в пространственных СВР-модах происходят из-за неоднородности магнитных параметров. Например, в [10] обнаружено, что анизотропия в пленке меняет знак по толщине.

Для описания экспериментальных результатов в работе [10] рассматривались две модели. В первой предполагалось, что пленка двухслойная с различными константами анизотропии в слоях, во второй – что константа одноосной анизотропии изменяется линейно по толщине пленки, но с различными градиентами в разных слоях. Последний прием нам представляется довольно искусственным, так как при непрерывном росте пленки нет видимых причин разбиения ее на большее или меньшее количество слоев с разными параметрами. Выбор соответствующих гипотетических профилей был обусловлен тем обстоятельством, что авторы решали уравнение, описывающее распространение спиновой волны, аналитически.

В данной работе мы задались зависимостью поля эффективной анизотропии от толщины, близкой, по нашему мнению, к реальной, и предприняли численное решение уравнения.

Теория, результаты и обсуждение

Рассмотрим двухслойную пленочную феррит-гранатовую структуру, в которой слой 1 толщиной d_1 и с намагниченностью M_1 обладает анизотропией типа «легкая плоскость», а слой 2 толщиной d_2 и с намагниченностью M_2 имеет ось легкого намагничивания, направленную по нормали к плоскости пленки. При вычислении резонансного спектра такой структуры сделаем допущения, аналогичные принятым в [10]: а) магнитные параметры меняются только вдоль оси z , которая перпендикулярна плоскости пленки; б) высокочастотная намагниченность m зависит только от z ; в) прецессия намагниченности является циркулярной. Учитывая эти предположения, необходимо решить дифференциальное уравнение второго порядка типа Шредингера [10], описывающее зависимость m от z :

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

где A – константа обменного взаимодействия (erg/cm); M – намагниченность (Gs); m – высокочастотная намагниченность (Gs); ω – угловая частота (rad/s); H – внешнее магнитное поле (Oe); $H_A(z)$ – поле анизотропии (Oe); γ – гиромагнитное отношение (s·Oe) $^{-1}$.

С целью упрощения задачи положим, что намагниченность M в слоях не зависит от координаты и слой 2 является неоднородным по анизотропии. Зависимость поля анизотропии в этом неоднородном слое от z будем искать в виде: $H_A(z) = K_1 + K_2 \exp(-kz) - 4\pi M_2$, где K_1 и K_2 – константы, имеющие размерность магнитного поля, k – константа, имеющая размерность см $^{-1}$. Все константы подбираются при сравнении расчета с экспериментом. Положим также, что $z = 0$ является границей раздела слоев. Тогда уравнение (1) перепишем таким образом

$$\frac{2A_1}{M_1} \frac{d^2 m_1}{dz^2} + \left(\frac{\omega}{\gamma_1} - H - \frac{2K_A}{M_1} + 4\pi M_1 \right) m_1 = 0 \quad \text{при } z < 0, \quad (2)$$

$$\frac{2A_2}{M_2} \frac{d^2 m_2}{dz^2} + \left(\frac{\omega}{\gamma_2} - H - K_1 - K_2 \exp(-kz) + 4\pi M_2 \right) m_2 = 0 \quad \text{при } z \geq 0, \quad (3)$$

где K_A – константа анизотропии в слое 1.

Граничные условия запишем в виде:

$$\frac{dm_2}{dz}(d_2) = \frac{dm_1}{dz}(-d_1) = 0; \quad (4)$$

$$m_1(0) = m_2(0), \quad \frac{A_1}{M_1} \frac{dm_1}{dz}(0) = \frac{A_2}{M_2} \frac{dm_2}{dz}(0). \quad (5)$$

Граничные условия (4) соответствуют случаю, когда спины не закреплены на границах пленка-воздух и пленка-подложка [11,12].

В качестве объекта исследования выбрана двухслойная пленка, выращенная методом жидкофазной эпитаксии по двухтигельной технологии [13] на подложке галлий-гадолиниевого граната с ориентацией нормали к плоскости подложки по оси (111). При этом первым на подложку нанесен слой с составом $(Y\text{GdLa})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и толщиной 0.1 μm , который характеризовался плоскостью легкого намагничивания. Второй слой, выращенный поверх первого, имел состав $(Y\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и характеризовался осью легкого намагничивания (нормальной к плоскости пленки). Его толщина (вместе с неоднородным пограничным слоем) составляла около 2.0 μm . Параметры слоев определялись методами, описанными ранее в [14], и имели следующие значения: $4\pi M_1 = 450$ Gs, $4\pi M_2 = 172$ Gs, $A_1 = A_2 = 2.6 \cdot 10^{-7}$ erg/cm, $\gamma_1 = 1.69 \cdot 10^7$ (s·Oe) $^{-1}$, $\gamma_2 = 1.76 \cdot 10^7$ (s·Oe) $^{-1}$, $K_A = 8.9 \cdot 10^2$ erg/cm 3 .

Измерения выполнялись на отражательном радиоспектрометре прямого усиления с модуляцией магнитного поля. При этом в опытах записывалась производная от мнимой части магнитной восприимчивости по магнитному полю. Измерительной ячейкой служила полосковая линия, на которую наклеивались образцы в виде дисков диаметром 6 мм. Внешнее магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости пленки.

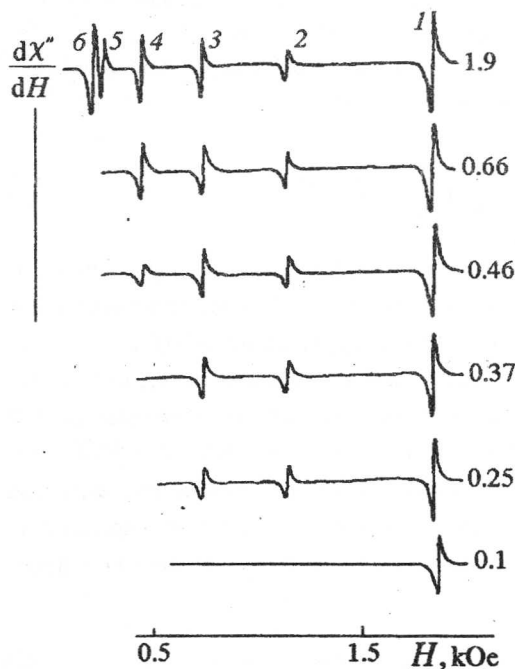


Рис. 1. Линии резонансного поглощения, наблюдаемые в образце при последовательном травлении второго слоя пленки до толщины, указанной возле каждой записи (в μm), в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пленки на частоте $\nu = 4.99$ GHz при температуре $T = 295$ K

На рис. 1 показаны записи линий поглощения в нормально намагниченной пленке. Здесь и далее под линией поглощения на самом деле подразумевается производная от мнимой части магнитной восприимчивости по магнитному полю. Толщину пленки уменьшали с помощью химического травления в ортофосфорной кислоте. Цифры в конце каждой записи обозначают суммарную толщину обоих магнитных слоев в микрометрах. Изучению такого рода спектров посвящены работы [11,12]. В них, в частности, показано, что колебание под номером 1 соответствует однородному ФМР в первом слое, под номером 6 – во втором слое, линии 2, 3, 4, 5 обычно отождествляют с СВР в первом слое. Если удалить второй слой (например, методом последовательного травления), то исчезнет закрепление спинов на границе раздела. Причем при полном травлении второго слоя все моды СВР первого слоя должны исчезнуть одновременно [11]. Однако, как видно из

рис. 1, в нашем случае по мере травли второго слоя линии 6, 5, 4, 3, 2 исчезают поочередно. Этот факт приводит нас к выводу, что пленка является либо слоистой, либо неоднородной.

Чтобы убедиться, что мы действительно имеем дело с СВР, а не с однородными ФМР от отдельных слоев многослойной структуры (а Bi -содержащие пленки действительно могут быть многослойными, если не принять специальных мер при их выращивании), образец был подвергнут высокотемпературному отжигу в течение 10. h при температуре 1320 К. Известно, что такая обработка вызывает изменение параметров материала пленки, в том числе и уменьшение наведенной в процессе роста одноосной магнитной анизотропии [15]. Выполненный отжиг уменьшил одноосную анизотропию пленки. При этом, как и следовало ожидать [15], линии 6 и 1 (рис. 2) однородного ФМР в каждом слое сместились в область высоких полей. В то же время линии 2–5 сместились в область низких полей. При этом резонансное поле линии 5 стало меньше, чем резонансное поле линии 6 (ФМР во втором слое), поэтому данная мода СВР не возбуждается [12].

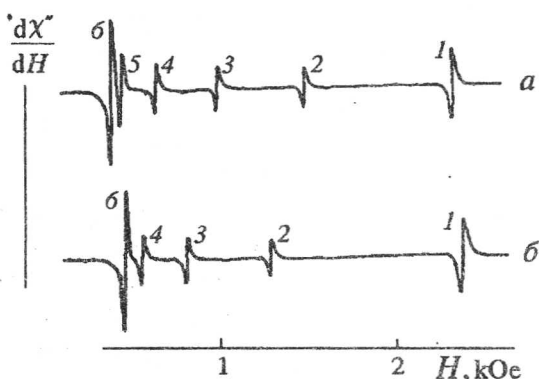


Рис. 2. Записи линий резонансного поглощения в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пленки для исходного (а) и отожженного (б) образцов на частоте $\nu = 4.99 \text{ GHz}$

Таким образом, можно считать установленным, что линии 2–5 – это именно СВР, а не ФМР от разных слоев многослойной структуры. Их поочередное исчезновение при травлении образца можно объяснить наличием неоднородного промежуточного слоя пленки. Следует отметить, что и здесь положения по полю линий СВР с $n = 1$ и $n = 6$ практически совпадают с положениями линий однородного ФМР – соответственно в слое 1 и в однородной части слоя 2. Потому при расчете резонансных полей для СВР с $n = 1$ и $n = 6$ можем пользоваться формулами для однородного ФМР. Это позволило определить константы K_1 и K_2 в уравнении (3), которые оказались равными 1582 и 1810 Ое соответственно.

В то же время положения линий СВР с $n = 2, 3, 4, 5$ существенно зависят от профиля поля анизотропии $H_A(z)$, который в нашем случае задается величиной коэффициента k . Для разных значений этого коэффициента с помощью прикладного пакета программ Mathcad 6 plus численно решены уравнения (2) и (3) с граничными условиями (4), (5). Результаты приведены на рис. 3. На вставке показаны профили полей эффективной магнитной анизотропии по толщине пленки для следующих значений коэффициента k , cm^{-1} : 10^4 ; $3.7 \cdot 10^4$; 10^5 . На основной части рисунка приведены расчетные величины резонансных полей СВР для вышеуказанных значений k . Как видно, наилучшее согласие с экспериментом имеет место при $k = 3.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$.

На рис. 4 представлены решения уравнений (2) и (3) для разных номеров мод СВР в случае, когда профиль анизотропии задается этим оптимальным значением коэффициента k . Как видно из этого рисунка, каждая последующая мода (по мере увеличения n) все дальше проникает в глубь неоднородного слоя пленки. При этом волновой вектор каждой волны монотонно уменьшается, а амплитуда – растет. Волна с заданным n проникает на

глубину, соответствующую положению плоскости поворота спиновой волны [16]. В нашем случае положение этой плоскости находится из условия

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_2} - H - K_1 - K_2 \exp(-kz) \right) = 0. \quad (6)$$

По достижении ее волна отражается (начинает экспоненциально затухать). Положение этой плоскости, как видно из рис. 4, соответствует точке перегиба на последних полупериодах амплитуд волн, т.е. условию $\frac{d^2 m}{dz^2} = 0$. Численное значение толщины неоднородного слоя, на которой происходит отражение волны, показано на оси z для каждого n -го профиля.

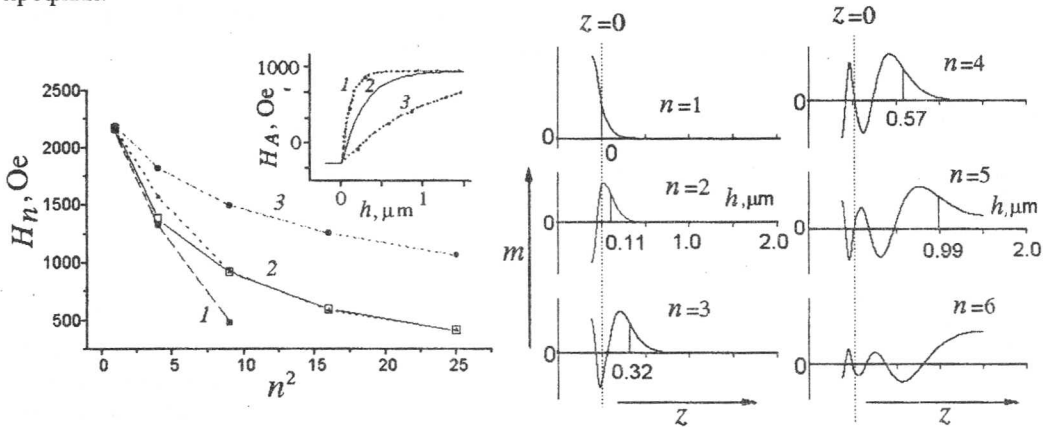


Рис. 3. Зависимость резонансных полей пиков СВР H_n от квадрата номера пика n^2 : $\square$ – эксперимент, $\blacksquare$ (1), $\blacktriangle$ (2), $\bullet$ (3) – теория. На вставке показаны различные профили поля эффективной магнитной анизотропии, которые закладывались в расчеты. Каждой серии точек на рисунке соответствует свой профиль на вставке

Рис. 4. Распределения амплитуд спиновых волн по толщине неоднородного слоя пленки, полученные путем решения уравнения (1) при $k = 3.7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Штриховая линия $z = 0$ соответствует границе между 1- и 2-м слоями пленки. Численные значения глубины проникновения спиновых волн в неоднородный слой пленки показаны под вертикальными линиями, соответствующими положению плоскостей поворота (отражения) волн

Следует заметить, что указанная плоскость не является чем-либо физически выделенной субстанцией внутри неоднородного слоя пленки. На самом деле это лишь виртуальная плоскость, положение которой, как видно из условия (6), зависит от внешнего поля и соответствует моменту совпадения H с резонансным полем n -й линии СВР.

Заключение

Таким образом, установлено, что обнаруженные линии поглощения в пространственно-неоднородной по анизотропии пленке обусловлены возбуждением в ней СВР, положение которых по полю определяется реальным профилем магнитной анизотропии. В предположении, что поле эффективной анизотропии изменяется нелинейно по толщине пленки, рассчитаны резонансные поля пиков СВР и результаты сравнены с экспериментом. Особенностью распространения спиновых волн в исследованной пленочной структуре является негармоничное пространственное распределение амплитуд – по мере проникновения каждой волны в глубину неоднородного слоя ее волновой вектор уменьшается, а амплитуда – растет. Причем глубже проникают волны, соответствующие большим номерам мод СВР.

1. C. Kittel, Phys. Rev. **110**, 1295 (1958).
2. M.H. Seavey, P.E. Tannenwald, Phys. Rev. Lett. **1**, 168 (1958).
3. P. Pincus, Phys. Rev. **118**, 658 (1960).
4. P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, T.D. Rossing, Phys. Rev. Lett. **9**, 206 (1962).
5. E. Schlömann, J. Appl. Phys. **36**, 1193 (1965).
6. M. Nisenoff, R.W. Terhune, J. Appl. Phys. **36**, 732 (1965).
7. M. Sparks, Phys. Rev. **B1**, 3831 (1970).
8. S. Bhagat, H. Lessoff, C. Vittoria, C. Guenzer, Phys. Stat. Sol. (a) **20**, 731 (1973).
9. А.В. Помялов, П.Е. Зильберман, Радиотехника и электроника **31**, 94 (1986).
10. B. Hoekstra, R.P. van Staple, J.M. Robertson, J. Appl. Phys. **48**, 382 (1977).
11. А.М. Grishin, V.S. Dellalov, V.F. Shkar, E.I. Nikolayev, A.I. Linnik, Phys. Lett. **A140**, 133 (1989).
12. А.М. Гришин, В.С. Деллалов, В.Ф. Шкар, С.В. Ямпольский, ФНТ **22**, 1056 (1996).
13. Е.И. Николаев, И.А. Красин, Кристаллография **33**, 478 (1988).
14. А.М. Гришин, В.С. Деллалов, Е.И. Николаев, В.Ф. Шкар, С.В. Ямпольский, ЖЭТФ **104**, 3450 (1993).
15. А.М. Балбашов, Ф.В. Лисовский, В.К. Раев и др., Элементы и устройства на ЦМД, Н.Н. Евтихийев и Б.Н. Наумов (ред.), Радио и связь, Москва (1987).
16. А.Г. Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, Наука, Москва (1973).

V.S. Dellalov, N.K. Dan'shin, A.I. Linnik, V.F. Shkar

SPIN-WAVE RESONANCE PECULIARITIES IN AN INHOMOGENEOUS GARNET FILM

Spin-wave resonance in magnetic fields normal to the film is observed in inhomogeneous Bi-doped garnet film. A Schrödinger-type second-order differential equation is solved, it describes the spin wave spreading, assuming that the effective anisotropy field varies nonlinearly with the interlayer distance. By comparing the experimental data and theoretical calculation a profile of the effective anisotropy field is built and a spin-wave amplitude distribution is calculated.

Fig. 1. Thickness dependence of the derivative of the resonance absorption for the film measured at 4.99 GHz and 295 K. The thickness of the film is indicated on the right

Fig. 2. Resonance absorption observed in the magnetic field perpendicular to the plane of the film at 4.99 GHz: *a* – initial film, *b* – annealed film

Fig. 3. Dependence of the resonance fields of SWR modes H_n on the square of the mode number n^2 : – experiment, ■(1), ▲(2), ●(3) – theory. In the insert there are different anisotropy field profiles used in calculations. At the graph each group of dots corresponds to its own profile in the insert

Fig. 4. $m(z)$ of the normal modes obtained from equation (1) for $k = 3.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Dashed line $z = 0$ corresponds to the interlayer boundary. The depth of spin-wave penetration through inhomogeneous layer of the film is indicated under each curve $m(z)$. This depth corresponds to the position of the plane of spin-wave turning (reflection)