

БАКУЛИН М. А., БЕЗБОРОДОВ С. В., ЗЮЗИН А. М.,

РАДАЙКИН В. В., САБАЕВ С. Н.

**ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ ЗАКРЕПЛЕНИЯ СПИНОВ ОТ ЧАСТОТЫ СВЧ
ПОЛЯ В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ¹**

Аннотация. Обнаружено, что с возрастанием частоты СВЧ поля происходят существенные изменения в спектре спин-волнового резонанса. В частности, уменьшается величина рассогласования дисперсионных кривых при перпендикулярной и параллельной ориентациях магнитного поля относительно плоскости плёнки. Данный эффект объясняется увеличением степени закрепления спинов на межслойной границе.

Ключевые слова: спин-волновой резонанс, двухслойная пленка.

BAKULIN V. A., BEZBODODOV S. V., ZYUZIN A. M.,

RADAYKIN V. V., SABAIEV S. N.

**DEPENDENCE OF SPIN PINNING DEGREE ON MICROWAVE FIELD
FREQUENCY IN TWO-LAYER MAGNETIC FILMS**

Abstract. The study showed that the increase of microwave field frequency makes significant changes in the spectrum of spin-wave resonance. In particular, the disagreement of dispersion curves is decreasing when magnetic field has perpendicular and parallel orientation in the film plane. This fact is due to increasing of the spin pinning degree at interlayer border.

Keywords: spin-wave resonance, two-layer magnetic film.

В большом числе работ спектр спин-волнового резонанса (СВР) в двухслойных пленках наблюдается в интервале магнитных полей ограниченном полями однородного резонанса в одном и другом слоях. В этом случае слой с меньшим значением поля однородного резонанса является реактивной (упругой) средой, в котором спиновая волна экспоненциально затухает. Данный фактор приводит к достаточно эффективному динамическому механизму закреплению спинов. В магнитных полях, меньших наименьшего из полей однородного резонанса в слоях, оба слоя становятся для спиновых волн дисперсивными средами, а сами волны объемными, то есть гармоническими как в одном, так и в другом слоях. В работе [1] показано, что при большом различии полей однородного резонанса в слоях, стоячие спиновые волны (СВ-моды) могут эффективно возбуждаться как в одном, (когда второй слой реактивная среда), так и во втором слое, когда первый слой является средой дисперсивной, но обеспечивающий эффективное закрепление спинов на

¹ Работа выполнена при поддержке РФФИ и Правительства Республики Мордовия № 13-08-97181.

границе раздела слоев [2-3]. Несмотря на большое число публикаций, посвященных СВР, мало работ, в которых изучались бы особенности спектров СВР, в частности их трансформация, при изменении частоты переменного (СВЧ) магнитного поля.

Цель данной работы состояла в исследовании влияния частоты СВЧ-поля на рассогласование дисперсионных кривых спектров спин-волнового резонанса в двухслойных магнитных плёнках при перпендикулярной и параллельной ориентациях внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H} относительно плоскости плёнки.

Исследования проводились на двухслойных монокристаллических плёнках ферритов-гранатов, которые были получены методом жидкофазной эпитаксии. Состав и параметры слоёв исследуемых плёнок (толщина h , намагниченность M , параметр затухания Гильберта α , гиромангнитное отношение γ , эффективное поле одноосной анизотропии H_k^{eff}) приведены в таблице 1. Параметры H_k^{eff} и γ определялись по значениям полей однородного резонанса при перпендикулярной и параллельной ориентациях постоянного магнитного поля относительно плоскости пленки. Намагниченность насыщения определялась по интенсивности и ширине линии поглощения нулевой моды соответствующего слоя, а также линий ферромагнитного резонанса (ФМР) однослойного аналога [4].

Таблица 1

Состав и параметры слоёв исследуемых плёнок

Образец	№ слоя	Состав	h , μm	$4\pi M$, G	α	$\gamma, 10^7$ $Oe^{-1} \cdot s^{-1}$	H_k^{eff} , Oe
1	1*	$Y_{2.98}Sm_{0.02}Fe_5O_{12}$	0.417	1740	0.003	1.76	-1715
	2*	$Sm_{0.45}Er_{2.55}Fe_5O_{12}$	2.5	1330	0.2	1.38	96
2	1*	$Y_{2.98}Sm_{0.02}Fe_5O_{12}$	0.98	1740	0.003	1.76	-1715
	2*	$Er_{2.58}La_{0.42}Fe_{3.95}Ga_{1.05}O_{12}$	1.2	450	0.84	1.66	-78

1* - слой возбуждения, 2* - слой закрепления.

Регистрацию спектров СВР производили на ЭПР спектрометре EMX Plus (Bruker) на частотах СВЧ поля $f = 9.3GHz$ и $f = 34GHz$ (X и Q диапазоны соответственно) при комнатной температуре.

Отметим, что при регистрации спектров СВР на постоянной частоте СВЧ поля ω в качестве дисперсионной кривой, как правило принимается зависимость $H_0 - H_n = f(k^2)$, где H_0 и H_n - резонансные поля нулевой и n -й СВ мод, k - волновое число. В этом случае

разность $H_0 - H_n$, также как частота спиновых волн (при постоянном H), квадратична по k . При построении дисперсионных кривых для двухслойных пленок, значения волновых чисел СВ-мод принимались равными $\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{h_1}$ [5]. Такая нумерационная схема предполагает, что узел стоячей спиновой волны находится на границе раздела между слоями.

Проведенные эксперименты позволили установить, что с увеличением частоты СВЧ поля происходят существенные изменения в спектре СВР. Обнаружено, что величина рассогласования дисперсионных кривых при параллельной и перпендикулярной ориентациях магнитного поля относительно плоскости плёнки заметно уменьшается (рис. 1). Кроме того, при обеих ориентациях, с ростом частоты уменьшается количество наблюдаемых мод.

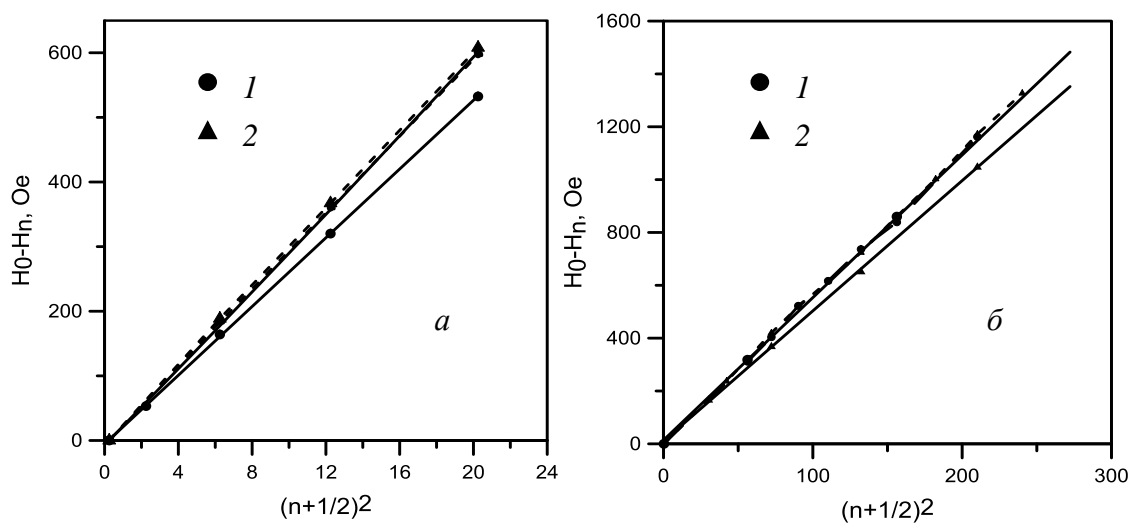


Рис.1. Дисперсионные кривые $H_0 - H_n = f(n+1/2)^2$: а) образец №1, б) образец №2. Сплошные линии X диапазон, штриховые Q диапазон. 1 – перпендикулярная ориентация. 2 – параллельная ориентация.

Во всех исследуемых образцах с увеличением частоты СВЧ-поля обнаружено заметное увеличение угла наклона дисперсионных кривых для перпендикулярной ориентации. Для параллельной ориентации он оставался практически неизменным.

Нами был проведен расчёт спектров СВР, возбуждаемых в двухслойных пленках. Движение намагниченности \mathbf{M} в магнитной пленке при наличии затухания в спиновой системе описывали уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [6]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M} \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания Гильберта. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} определялось выражением:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 - \vec{N}\mathbf{M} + \frac{A}{M} \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial z^2} + \mathbf{h} \exp(i\omega t) \quad (2)$$

где \mathbf{H}_0 и \mathbf{h} ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0, \mathbf{h} \ll \mathbf{H}_0$) – внешнее постоянное и высокочастотное поля, \vec{N} – тензор эффективных размагничивающих коэффициентов, A – константа обменного взаимодействия. Начало координат помещали на одной из поверхностей пленки, ось z совпадала с вектором \mathbf{M}_0 .

Для случая малых колебаний $m \ll M_0$, $\mathbf{M}(z,t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(z) \exp(i\omega t)$ из (1) получим линеаризованное уравнение движения намагниченности

$$\begin{aligned} i \frac{\omega}{\gamma} \mathbf{m} + \mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{0z} - \vec{N}\mathbf{M}_0) + (\vec{N} \times \mathbf{m}) \times \mathbf{M}_0 - \\ - \frac{2A}{M_0^2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial z^2} \times \mathbf{M}_0 \right) - i \frac{\alpha \omega}{\gamma M_0} (\mathbf{M}_0 \times \mathbf{m}) = -\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h} \end{aligned} \quad (3)$$

где вектор \mathbf{H}_{0z} – проекция вектора \mathbf{H}_0 на ось z .

Для двухслойной плёнки необходимо найти решения уравнения движения намагниченности (3) записанного для каждого из слоев и граничных условий на свободных и межслойной границах двухслойной плёнки. На свободных поверхностях слоев должны выполняться условия:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z} \right|_{z=-d_1} &= 0, \\ \left. \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial z} \right|_{z=d_2} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

а на межслойной границе – обменные граничные условия

$$\begin{aligned} \left. \frac{\mathbf{m}_1}{M_1} = \frac{\mathbf{m}_2}{M_2} \right|_{z=0}, \\ \left. \frac{A_1}{M_1} \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z} = \frac{A_2}{M_2} \frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial z} \right|_{z=0}, \end{aligned} \quad (5)$$

где d_1 и d_2 – толщина первого и второго слоев соответственно.

Это позволяет найти усредненное по толщине плёнки значение переменной намагниченности, а, следовательно, и определить высокочастотную восприимчивость χ [7-9].

$$\langle \mathbf{m} \rangle = \frac{1}{d_1 + d_2} \left(\int_{-d_1}^0 \mathbf{m}_1(z) dz + \int_0^{d_2} \mathbf{m}_2(z) dz \right) = \hat{\chi} \mathbf{h}, \quad (6)$$

где $\hat{\chi}$ – тензор высокочастотной восприимчивости пленки [10]. При расчете спектра СВР использовались экспериментальные значения A , M , γ и α [11].

Значения полей однородного резонанса в слоях определяли из соотношения (6), находя экстремумы мнимой части высокочастотной восприимчивости χ''_{xx} по полю, при различных значениях частоты СВЧ поля для параллельной и перпендикулярной ориентации.

По полученным значениям H_n строились дисперсионные кривые, для которых определялся угловой коэффициент (η). Так же был определен η для дисперсионной кривой, соответствующей полному закреплению спинов на межслойной границе

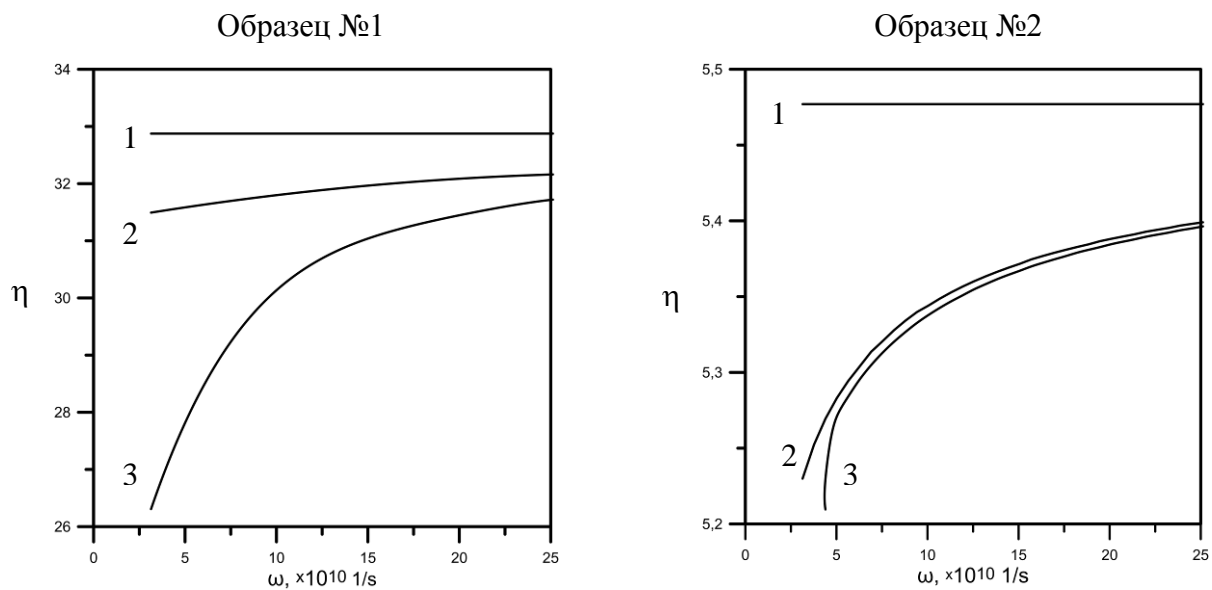


Рис. 2. Зависимость η угла наклона дисперсионных кривых от частоты СВЧ поля: 1– случай полного закреплению, 2– при параллельной ориентации постоянного магнитного поля, 3– при перпендикулярной.

$$H_0 - H_n = \frac{2A}{M} \frac{\pi^2}{h^2} \left(n + \frac{1}{2} \right)^2 \quad (7)$$

На рисунке 2 представлены графики зависимости наклона дисперсионных кривых от частоты СВЧ поля.

Расчетные зависимости (рис. 2) согласуются с экспериментальными результатами. Из рисунков видно, что с увеличением частоты возрастает наклон дисперсионных кривых при перпендикулярной и параллельной ориентациях. При этом уменьшение рассогласования происходит за счет более резкого возрастания углового коэффициента дисперсионной кривой для перпендикулярной ориентации. Как показал расчет, увеличение углового коэффициента обусловлено изменением пространственной фазы СВ-моды на границе

раздела слоев, а именно с увеличением частоты происходит смещение узла СВ-моды в сторону границы раздела. Данный эффект в наибольшей степени проявляется при перпендикулярной ориентации, когда слой закрепления - реактивная среда и соответствует увеличению степени закрепления спинов. При параллельной ориентации внешнего магнитного поля узел спиновой волны расположен весьма близко к границе раздела и с увеличением его смещение не столь выражено.

Также был проведен расчет зависимости η от значения параметра затухания в слое закрепления (рис. 3). Видно, что для образца №2, с большим значением α (доминирующий диссипативный механизм закрепления спинов) рассогласование между дисперсионными кривыми существенно меньше и с увеличением частоты изменяется в меньшей степени.

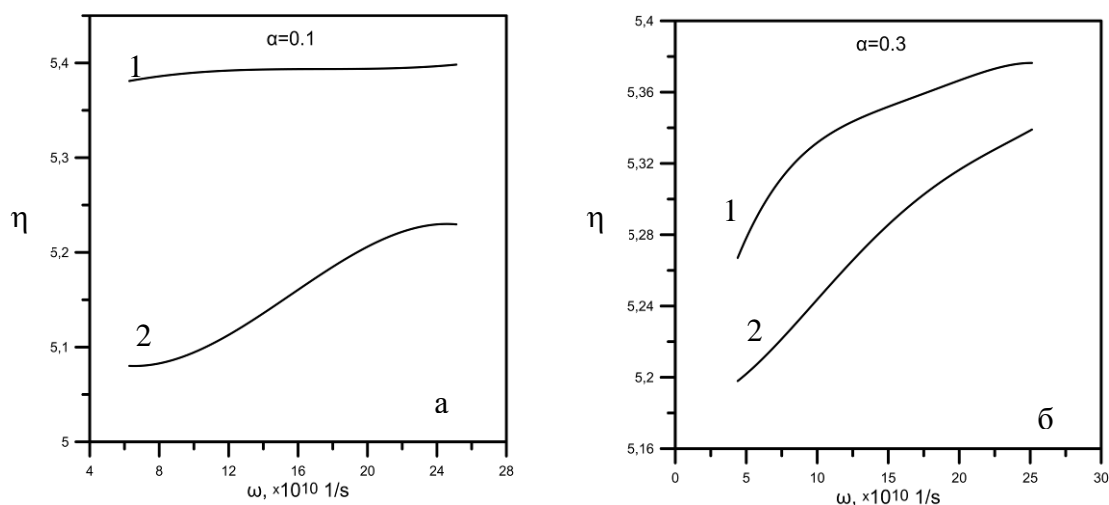


Рис. 3. Зависимость η углового коэффициента дисперсионных кривых от частоты СВЧ поля 1 – при параллельной ориентации постоянного магнитного поля, 2 – при перпендикулярной, при различных значениях параметра затухания в слое закрепления α : а) 0.1, б) 0.3.

Таким образом, увеличение параметра затухания в слое закрепления, ведет к усилению закрепления спиновой волны и к уменьшению величины рассогласования дисперсионных кривых при перпендикулярной и параллельной ориентации.

На основе полученных в настоящей работе результатов можно сделать следующие выводы.

1. Обнаружено, что увеличение частоты СВЧ-поля приводит к уменьшению величины рассогласования дисперсионных кривых.

2. Показано, что увеличение частоты приводит к более сильному закреплению спинов на межслойной границе, в результате чего узел СВ-моды заметно приближается к границе раздела слоев. Это приводит к увеличению значений волновых чисел и, как следствие, возрастанию угла наклона дисперсионных кривых.

3. Угол наклона дисперсионных кривых при параллельной ориентации с увеличением частоты СВЧ-поля практически не изменяется, в то время как при перпендикулярной ориентации (когда слой закрепления – реактивная среда) возрастает и, при $f = 34\text{GHz}$, практически сравнивается с углом наклона дисперсионных кривых при параллельной ориентации.

4. Увеличением параметра затухания слоя закрепления приводит к возрастанию степени закрепления и к уменьшению рассогласования дисперсионных кривых. Данный фактор в большей степени проявляется на низких частотах СВЧ-поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зюзин А. М., Бакулин М. А., Радайкин В. В. и др. Влияние разности полей однородного резонанса в слоях двухслойной пленки на спектры СВР // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2010. – Т. 74, № 10. – С. 1491-1493.
2. Wolts С.Н., Zebrowski J., Komenou K. Ferromagnetic resonance study of the anisotropy profile in implanted bubble garnets // J. Appl. Phys. – 1979. – Vol.50, № 9. – P.5878.
3. Носов Р. Н., Семенцов Д. И. Модификация спектров спин-волнового резонанса в пленках с затуханием и конечным поверхностным закреплением спинов // Физика твердого тела. – 2000. – Т.42, № 8. – С. 1430.
4. Зюзин А. М., Ваньков В. Н., Радайкин В. В. Определение намагниченности насыщения анизотропных магнитных пленок по интенсивности и ширине линии ФМР // Письма в журнал технической физики. – 1991. – Т. 17, № 23. – С. 65-69.
5. Зюзин А. М., Сабаев С. Н., Радайкин В. В. и др. Анизотропия спектров спин-волнового резонанса при диссипативном механизме закрепления спинов // Физика твердого тела. – 2002. – Т. 44, № 5. – С. 893-897.
6. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. – 464 с.
7. Зюзин А. М., Бакулин М. А., Зюзин Д. А. и др. Спектры спин-волнового резонанса в двухслойных магнитных пленках // Журнал технической физики. – 2011. – Т. 81, № 6. – С. 63-67.
8. Василевская Т. М., Семенцов Д. И. Спин-волновой резонанс в продольно намагниченной пленке // Физика твердого тела. – 2007. – Т. 49, № 10. – С. 1824-1830.
9. Саланский Н. М., Ерухимов М. Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. – Новосибирск: Наука, 1975. – 224 с.

10. Зюзин А. М., Ваньков В. Н. Угловая зависимость интенсивности линий ФМР в анизотропных пленках // Физика твердого тела. – 1990. – Т. 32, № 7. – С. 2015-2019.
11. Зюзин А. М., Бажанов А. Г. Температурная зависимость константы обменного взаимодействия в пленках ферритов-гранатов // Письма в Журнал технической и экспериментальной физики. – 1996. – Т. 63, №. 7. – С. 528-532.