

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ ОТ ЧАСТОТЫ МИКРОВОЛНОВОГО ПОЛЯ И ПАРАМЕТРА ЗАТУХАНИЯ

*А. М. Зюзин**, *М. А. Бакулин*, *С. В. Безбородов*, *В. В. Радайкин*, *С. Н. Сабеев*

*Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева
430005, Саранск, Россия*

Поступила в редакцию 27 мая 2015 г.

Установлены факторы, влияющие на наклон дисперсионной кривой спектра спин-волнового резонанса в многослойных пленках. Показано, что возрастание угла наклона кривой при перпендикулярной ориентации постоянного магнитного поля относительно пленки, происходящее с увеличением частоты, связано с усилением действия как динамического, так и диссипативного механизмов закрепления спинов. Установлено, что увеличение параметра затухания приводит к возрастанию степени закрепления спинов в случае, когда слой закрепления является для спиновых колебаний реактивной средой, и может приводить к уменьшению, когда он является дисперсивной средой. Определены условия, при которых обеспечивается более высокая точность определения константы обменного взаимодействия по спектру спин-волнового резонанса в многослойных пленках.

DOI: 10.7868/S0044451016040106

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования спиновой динамики в многослойных пленочных структурах ферритов-гранатов приобретают в последнее время особый интерес, связанный с перспективами применения этих материалов для логических операций со спиновыми волнами в тонкопленочных волноводах [1–3], магнотронных транзисторах и других элементах магнитоэлектроники и спинтроники [4, 5].

В большинстве работ, посвященных изучению спин-волнового резонанса (СВР) в двухслойных пленках, спектр наблюдается в интервале магнитных полей, ограниченном полями однородного резонанса в одном H_{01} и другом H_{02} слоях [6–9]. В этом интервале слой с меньшим значением поля H_{0i} представляет собой для спиновых колебаний реактивную (упругую) среду, в которой спиновая волна экспоненциально затухает. Данный фактор приводит к достаточно эффективному динамическому механизму закрепления спинов и возможности возбуждения однородным микроволновым полем гармонических стоячих спиновых волн (СВ-мод) в слое

с более высоким значением H_{0i} . В магнитных полях, меньших наименьшего из полей H_{01} и H_{02} , оба слоя становятся для спиновых волн дисперсивными средами и, следовательно, сами волны — гармоническими. В результате амплитуда СВ-мод становится пренебрежимо малой и соответствующие пики поглощения перестают наблюдаться в спектре [7, 10]. В работе [11] показано, что при большом различии полей однородного резонанса в слоях стоячие спиновые волны могут интенсивно возбуждаться не только тогда, когда второй слой — реактивная среда, но и когда он является дисперсивной средой. Эффективное закрепление спинов в этом случае обусловлено достаточно большим различием амплитуд переменных намагниченностей в слоях. Изменения состояния с дисперсивной среды на реактивную можно достичь, например, изменением ориентации внешнего магнитного поля \mathbf{H} с перпендикулярной относительно пленки на параллельную или наоборот, в зависимости от соотношения значений H_{01} и H_{02} , а также изменением температуры образца. Кроме того, как установлено в настоящей работе, такие переходы могут происходить и при изменении частоты микроволнового поля. В работах [12, 13] было обнаружено различие (разность) углов наклона дисперсионных кривых, построенных для спектров СВР при перпендикулярной и параллельной ориентациях \mathbf{H} . За-

* E-mail: zyzun.am@rambler.ru

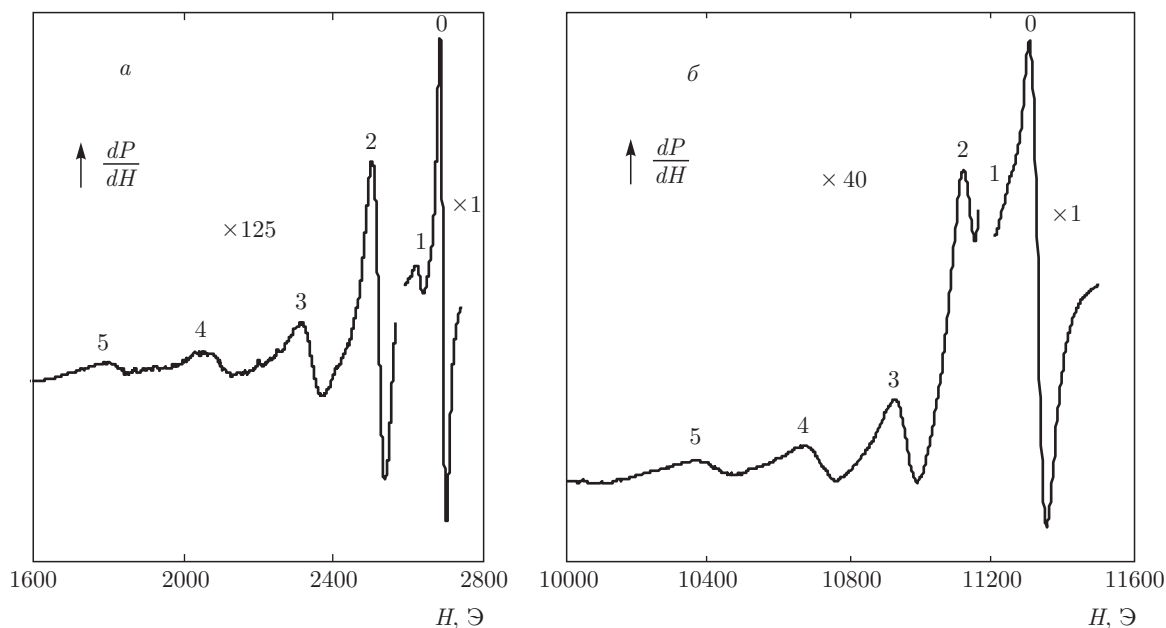


Рис. 1. Спектры СВР для образца № 1 на частотах $\nu_1 = 9.4$ ГГц (а) и $\nu_2 = 34$ ГГц (б) при параллельной ориентации \mathbf{H} относительно плоскости пленки. Цифры у пиков — номера СВ-мод

крепление спинов в исследуемых пленках было обусловлено одновременным действием диссипативного [14] и динамического механизмов. Стоячие спиновые волны при обеих ориентациях возбуждались в слое с малым значением параметра затухания α .

Целью настоящей работы являлось исследование влияния частоты микроволнового поля ν и параметра затухания на дисперсионные зависимости и другие характеристики спектров СВР в многослойных пленках, выявление механизмов, приводящих к трансформации спектров с изменением ν , α и ориентации \mathbf{H} относительно плоскости пленки.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследования проводились на двух- и трехслойных монокристаллических пленках ферритов-гранатов, полученных методом жидкофазной эпитаксии. Состав и параметры слоев исследуемых пленок (толщина h , намагниченность насыщения M , параметр затухания Гильберта α , гиромагнитное отношение γ , эффективное поле одноосной анизотропии H_k^{eff}) приведены в таблице. Параметры H_k^{eff} и γ определялись по значениям полей однородного резонанса H_0 при перпендикулярной и параллельной ориентациях \mathbf{H} . Намагниченность насыщения определялась по интенсивности и ширине линии поглощения нулевой моды соответствующего слоя, а

также линий ферромагнитного резонанса однослойного аналога [15]. Спектры СВР регистрировались на ЭПР-спектрометре X- и Q-диапазонов EMX Plus (Bruker) на частотах $\nu_1 = 9.4$ ГГц и $\nu_2 = 34$ ГГц при комнатной температуре. В качестве примера на рис. 1 приведены спектры СВР на этих частотах для образца № 1 при параллельной ориентации \mathbf{H} относительно пленки. При перпендикулярной ориентации спектры имели аналогичный вид.

Для спектра СВР в однородном слое возбуждения на постоянной частоте микроволнового поля в качестве дисперсионной кривой, как правило, используется зависимость $H_0 - H_n = f(k^2)$ [16, 17], где H_0 и H_n — резонансные поля нулевой и n -й СВ-мод, k — волновое число, n — номер моды. При построении дисперсионных кривых значения k принимаются равными $k = (n + 1/2)\pi/h_1$ для двухслойных пленок и $k = (2n + 1)\pi/h_1$ — для трехслойных [7, 10]. Такие значения волновых чисел соответствуют полному закреплению спинов и нахождению крайнего узла стоячей спиновой волны, локализованной в слое возбуждения, точно на границе раздела между слоями. В этом случае зависимость разности $H_0 - H_n$ от $(n + 1/2)^2$ для двухслойной пленки или от $(2n + 1)^2$ для трехслойной так же, как и разности частот (при постоянном \mathbf{H}) возбуждаемых СВ-мод, должна быть линейной.

Таблица

Образец	№ слоя	Состав	h , мкм	$4\pi M$, Гс	α	γ , $10^7 \text{ Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	H_k^{eff} , Э
1	1*	$\text{Sm}_{0.45}\text{Er}_{2.55}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.6	1330	0.2	1.38	96
	2*	$\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.68	1740	0.003	1.76	-1715
2	1*	$\text{Sm}_{0.45}\text{Er}_{2.55}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.6	1330	0.2	1.38	96
	2*	$\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.68	1740	0.003	1.76	-1715
	3*	$\text{Sm}_{0.45}\text{Er}_{2.55}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	2.1	1330	0.2	1.38	96
3	1*	$\text{Sm}_{0.45}\text{Er}_{2.55}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.8	1330	0.2	1.38	96
	2*	$\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.82	1740	0.003	1.76	-1715
4	1*	$\text{Er}_{2.58}\text{La}_{0.42}\text{Fe}_{3.95}\text{Ga}_{1.05}\text{O}_{12}$	1.2	450	0.84	1.66	-78
	2*	$\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	1.0	1740	0.003	1.76	-1715

Примечание: 1*, 3* — слои закрепления; 2* — слой возбуждения.

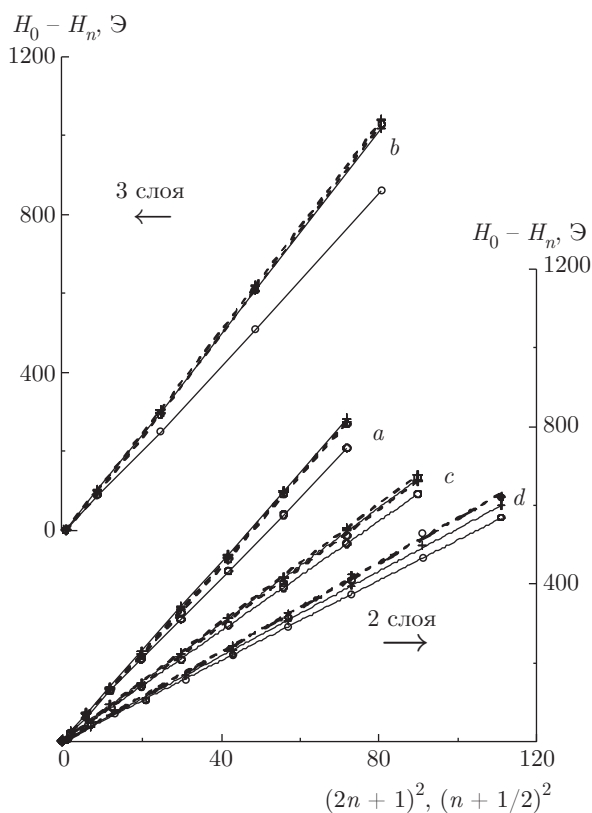


Рис. 2. Дисперсионные зависимости $H_0 - H_n = f(n+1/2)^2$ для двухслойных пленок (a — образец № 1, c — образец № 3, d — образец № 4) и $H_0 - H_n = f(2n+1)^2$ для трехслойной пленки (b — образец № 2). Сплошные линии соответствуют частоте $\nu_1 = 9.4$ ГГц, штриховые — $\nu_2 = 34$ ГГц. Плюсы — \mathbf{H} параллельно плоскости пленки, кружки — перпендикулярно

Отметим, что на частоте $\nu_1 = 9.4$ ГГц разность углов наклона дисперсионных кривых в трехслойной пленке примерно в два раза превышает значение этой величины для двухслойной пленки с аналогичным слоем возбуждения (рис. 2, кривые a и b). С уменьшением толщины слоя разность углов наклона дисперсионных кривых возрастает (рис. 2, кривые a и c).

Как показали проведенные эксперименты, при увеличении частоты от $\nu_1 = 9.4$ ГГц до $\nu_2 = 34$ ГГц в спектре СВР происходят существенные изменения. С увеличением ν наблюдается значительное возрастание угла наклона дисперсионных кривых для перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно пленки. При параллельной ориентации угол наклона кривой изменяется в гораздо меньшей степени. В результате обнаружено существенное сближение дисперсионных кривых. На рис. 2 видно, что дисперсионные кривые для одной и другой ориентаций на частоте $\nu_2 = 34$ ГГц практически совпадают. Это совпадение наблюдается во всех исследованных пленках, несмотря на то что на частоте $\nu_1 = 9.4$ ГГц они сильно отличались по величине разности углов кривых.

Необходимо отметить, что при обеих ориентациях с ростом ν может наблюдаться уменьшение количества наблюдаемых мод. Это объясняется тем, что с ростом ν происходит уширение линий поглощения СВ-мод, в соответствии с выражением [18]

$$\Delta H_n = \frac{\alpha\omega}{(1 + \alpha^2)\gamma}$$

(здесь $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота микроволнового поля), т. е. в нашем случае примерно в четыре

раза. По этой причине полуширина линии наиболее интенсивной нулевой моды может превышать разность резонансных полей этой моды и мод с малыми порядковыми номерами. В результате линии поглощения последних на фоне линии нулевой моды перестают наблюдаться (четко регистрироваться) в спектре СВР. Действие данного фактора видно на примере спектра образца № 1 (рис. 1). Пик поглощения первой моды на частоте $\nu_2 = 34$ ГГц становится едва различимым в спектре.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для объяснения результатов, полученных в эксперименте, нами был проведен расчет спектров СВР и получены зависимости угловых коэффициентов η для дисперсионных кривых от частоты микроволнового поля и значений параметра затухания. Угловой коэффициент η является чувствительным к степени закрепления спинов. Это обусловлено тем, что он зависит от значений k , которые связаны с пространственной фазой СВ-мод на границе слоев. Фаза же, в свою очередь, зависит от степени закрепления.

Для расчета η находили совместное решение уравнения движения намагниченности, записанного для каждого из слоев двухслойной пленки и граничных условий на их свободных и межслойных границах [7, 10]. Затем находили усредненное по толщине пленки значение $\langle \mathbf{m} \rangle$ и определяли высокочастотную восприимчивость [18, 19]:

$$\langle \mathbf{m} \rangle = \frac{1}{h_1 + h_2} \left(\int_{-h_1}^0 \mathbf{m}_1(z) dz + \int_0^{h_2} \mathbf{m}_2(z) dz \right) = \hat{\chi} \mathbf{h}, \quad (1)$$

где $\hat{\chi}$ — тензор высокочастотной магнитной восприимчивости пленки. Аналогичный подход применялся и при расчете спектров СВР трехслойных пленок. Для вычислений использовались экспериментальные значения A , M , γ и α . Микроволновое поле \mathbf{h} предполагалось линейно поляризованным, ориентированным вдоль оси x , лежащей в плоскости пленки, ось z была направлена вдоль нормали к пленке. В этом случае интенсивность линий поглощения СВ-мод пропорциональна поглощаемой мощности P [20]:

$$I \propto P \propto (\omega/2) \chi''_{xx} h_x^2,$$

где χ''_{xx} — антиэрмитова часть x -компоненты тензора высокочастотной магнитной восприим-

чивости. Значения резонансных полей СВ-мод находили по экстремумам χ''_{xx} . По полученным значениям H_n строились дисперсионные кривые, для которых определялся угловой коэффициент η . Также значения параметра η рассчитывались для дисперсионных кривых, соответствующих спектру СВР при полном закреплении спинов на межслойной границе. Такие кривые в случае двухслойной пленки описываются как

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

Расчетные зависимости $\eta(\nu)$ для образца № 1 и № 4 представлены на рис. 3.

Как показал анализ, наблюдаемые с ростом ν изменения углов наклона дисперсионных кривых связаны с усилением закрепления спинов, обусловленного вторым слоем. Это приводит к изменению пространственной фазы возбуждаемых СВ-мод на границе раздела слоев и, соответственно, к изменению значений их волновых чисел. При параллельной ориентации \mathbf{H} относительно пленки слой закрепления является дисперсивной средой как на частоте ν_1 , так и на частоте ν_2 . Узел СВ-моды расположен вблизи межслойной границы на обеих частотах, что соответствует практически полному закреплению спинов на этой границе. По этой причине увеличение угла наклона дисперсионной кривой для этой ориентации не столь заметно с ростом частоты.

При перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно пленки с увеличением частоты фаза СВ-моды на границе раздела слоев изменяется значительно более существенно, что связано с возрастанием степени закрепления спинов. Такое возрастание, на наш взгляд, обусловлено следующими факторами: 1) усилением действия динамического механизма закрепления; 2) усилением с ростом ν диссипативного механизма закрепления спинов.

Что касается первого фактора, усиление действия динамического механизма закрепления при увеличении ν может быть связано с изменением разности полей однородного резонанса в слоях или даже переходом слоя закрепления из состояния реактивной среды в состояние дисперсивной. Это происходит по следующим причинам. Во-первых, из-за различия значений γ для слоя возбуждения и слоя закрепления. Поскольку резонансное поле H_{0i} пропорционально γ , это поле в слое с большим значением γ с увеличением ν возрастает на большую величину по сравнению с другим слоем. Вторая причина, приводящая к изменению разности полей однородного резонанса в слоях, связана со смещением

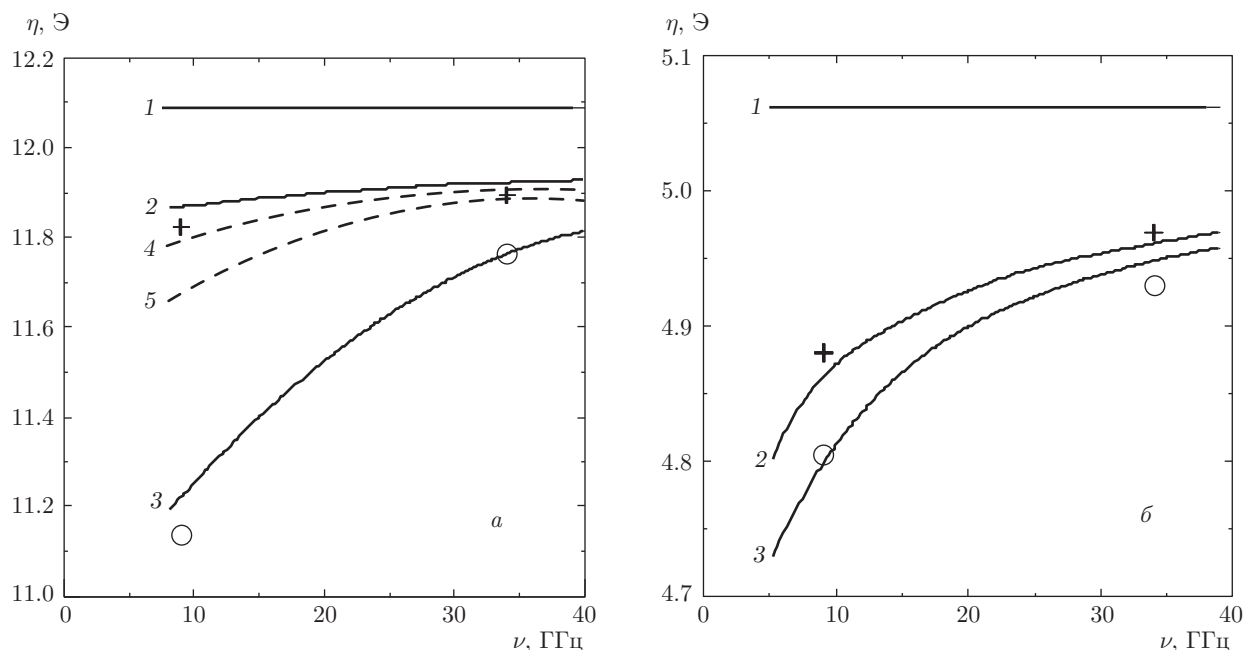


Рис. 3. Зависимости углового коэффициента дисперсионных кривых η от ν для образцов №1 (а) и №4 (б): результаты расчета для случая полного закрепления (кривая 1), для параллельной (2) и перпендикулярной (3) ориентаций \mathbf{H} относительно пленки; +, o — экспериментальные данные; результаты расчета для образца №1 с $\alpha = 0.8$ для параллельной (4) и перпендикулярной (5) ориентаций \mathbf{H}

резонансной частоты ν или, как в нашем случае наблюдения СВР при фиксированных частотах ν , смещением резонансного поля H_{02} в область больших значений из-за влияния затухания. Большей частоте микроволнового поля соответствует большее значение абсолютной величины смещения резонансного поля $\delta H_{0r} = \alpha^2 \omega / \gamma$. Поскольку величина δH_{0r} больше в слое с более высоким α (слой закрепления), при перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно пленки будет происходить уменьшение разности полей однородного резонанса с ростом ν .

Как показал расчет и следует из эксперимента, при параллельной ориентации \mathbf{H} относительно пленки разность полей однородного резонанса в слое возбуждения H_{01} и слое закрепления H_{02} отрицательна и с ростом ν возрастает по модулю. При перпендикулярной ориентации величина $H_{01} - H_{02}$ на частоте $\nu_1 = 9.4$ ГГц является положительной. С ростом частоты она уменьшается и при $\nu \approx 13.5$ ГГц изменяет знак. Это означает, что и для перпендикулярной ориентации при $\nu \geq 13.5$ ГГц слой закрепления в интервале магнитных полей, соответствующих возбуждаемому спектру СВР, становится для спиновых колебаний дисперсивной средой.

Для определения зависимости от ν степени закрепления спинов, обусловленного только диссипативным механизмом, нами был проведен расчет $\eta(\nu)$. При этом разность полей однородного резонанса в слоях поддерживалась неизменной. Из полученных результатов следует, что влияние диссипативного механизма закрепления спинов с увеличением ν возрастает как для перпендикулярной, так и для параллельной ориентаций \mathbf{H} относительно плоскости пленки.

Увеличение параметра затухания в слое закрепления приводит к усилению степени закрепления спинов для случая, когда этот слой находится в состоянии реактивной среды. Если же он для спиновых колебаний является дисперсивной средой и разность полей однородного резонанса в слоях достаточно велика, увеличение α приводит к некоторому уменьшению степени закрепления спинов. Это следует из рис. 3а, где приведены расчетные результаты для случая, когда значения A , M , γ , h и H_k^{eff} такие же, как у образца №1, но значение α в слое закрепления равно 0.8 (кривая 4).

Видно, что если при перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно плоскости пленки значения η для $\alpha = 0.8$ во всем исследуемом интервале частот

существенно возрастают по сравнению с $\alpha = 0.2$, то при параллельной ориентации происходит некоторое уменьшение значений этого параметра. При этом η сохраняет более высокие значения по сравнению со случаем перпендикулярной ориентации.

Таким образом, на изменение степени закрепления спинов с увеличением ν оказывают влияние оба механизма: динамический из-за изменения разности полей однородного резонанса в слоях и диссипативный. Это подтверждается достаточно хорошим соответствием расчетных и экспериментальных данных (рис. 3).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

1. Обнаружено, что увеличение частоты микроволнового поля приводит к уменьшению различия углов наклона дисперсионных кривых для спектров СВР, записанных при перпендикулярной и параллельной ориентациях \mathbf{H} относительно плоскости пленки. Угол наклона дисперсионной кривой при параллельной ориентации с увеличением частоты микроволнового поля практически не изменяется, в то время как при перпендикулярной ориентации (когда слой закрепления — реактивная среда) заметно возрастает.

2. Для более точного определения константы обменного взаимодействия следует использовать дисперсионную кривую, построенную для спектра СВР при той ориентации \mathbf{H} относительно пленки, при которой слой закрепления является дисперсивной средой.

3. Показано, что степень закрепления спинов в многослойных пленках, обусловленная диссипативным механизмом, возрастает с ростом частоты микроволнового поля.

4. Увеличение параметра затухания в слое закрепления приводит к возрастанию степени закрепления спинов в случае, когда этот слой является для спиновых колебаний реактивной средой. Если же слой закрепления — дисперсивная среда и разность полей однородного резонанса в слоях велика, то увеличение затухания, наоборот, приводит к некоторому уменьшению степени закрепления спинов в этом слое.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Klingler, A. V. Chumak, T. Mewes et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 1 (2015).
2. A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang, IEEE Trans. Magn. **44**, 2141 (2008).
3. T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 022505-1-3 (2008).
4. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi et al., Nature **464**, 262 (2010).
5. K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi et al., Nature Mater. **9**, 894 (2010).
6. А. М. Зюзин, М. А. Бакулин, Д. А. Зюзин и др., ЖТФ **81**(6), 63 (2011).
7. C. H. Wilts and S. Prasad, IEEE Trans. Magn. **MAG-17**, 2405 (1981).
8. С. Л. Высоцкий, Г. Т. Казаков, М. Л. Кац и др., ФТТ **35**, 1190 (1993).
9. B. Hillebrands, Phys. Rev. **1**, 530 (1990).
10. B. Hoekstra, R. P. van Staple, and J. M. Robertson, J. Appl. Phys. **48**, 382 (1977).
11. А. М. Зюзин, М. А. Бакулин, В. В. Радайкин и др., Изв. РАН, сер. физ. **74**, 1491 (2010).
12. А. М. Зюзин, А. Г. Бажанов, В. В. Радайкин, ЖТФ **69**(11), 97 (1999).
13. А. М. Зюзин, С. Н. Сабаев, А. В. Куляпин, ФТТ **45**, 2208 (2003).
14. А. М. Зюзин, С. Н. Сабаев, В. В. Радайкин и др., ФТТ **44**, 893 (2002).
15. А. М. Зюзин, В. Н. Ваньков, В. В. Радайкин, Письма в ЖТФ **17**(23), 65 (1991).
16. F. Schreiber and Z. Frait, Phys. Rev. B **54**, 6473 (1996).
17. X. Liu, Y. Y. Zhou, and J. K. Furdyna, Phys. Rev. B **75**, 195220 (2007).
18. Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов, *Физические свойства и применение магнитных пленок*, Наука, Новосибирск (1975).
19. Т. М. Василевская, Д. И. Семенцов, ФТТ **49**, 1824 (2007).
20. А. М. Зюзин, В. Н. Ваньков, ФТТ **32**, 2015 (1990).