

МОДИФИКАЦИЯ ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ СПИНОВЫХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ СИММЕТРИИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ

А. М. Зюзин, А. Г. Бажанов

*Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева
430000, Саранск, Россия*

Поступила в редакцию 28 августа 1996 г.

Впервые исследована трансформация спектров спин-волнового резонанса при плавном переходе от симметричных к несимметричным граничным условиям. Переход осуществлялся постепенным уменьшением толщины одного из крайних слоев трехслойной пленки. Закрепление спинов было обусловлено диссипативным механизмом. Установлено, что в переходной области между симметричными и несимметричными граничными условиями на дисперсионной кривой появляется излом, положение которого зависит от степени закрепления (толщины верхнего слоя). Излом связан с появлением невозбуждающихся при симметричных граничных условиях несимметричных промежуточных спин-волновых мод.

Важнейшим фактором, определяющим характеристики спектров спин-волнового резонанса, являются граничные условия. Данному вопросу посвящено большое число работ (см., например, [1–3]), в которых, в частности, изучены особенности спектров спин-волнового резонанса при симметричных, несимметричных (закрепление спинов лишь на одной из границ слоя возбуждения) и антисимметричных граничных условиях. Анализ спектров, проводимый в большинстве работ, основан на модели поверхностной анизотропии, в которой степень закрепления описывается с помощью трудно измеряемого и плохо контролируемого феноменологического параметра — величины поверхностной анизотропии [4, 5]. При этом не учитываются значения конкретных физических параметров в поверхностном слое: резонансного поля, намагниченности, параметра затухания и толщины, которая считается пренебрежимо малой.

В работе [6] исследован динамический механизм закрепления спинов, связанный с неоднородностью распределения резонансного поля по толщине пленки. Наиболее детальный анализ спектров спин-волнового резонанса в многослойных пленках проведен в [7, 8], где показано, что при динамическом механизме имеют место сильная зависимость спектра от ориентации внешнего магнитного поля H относительно пленки и отклонение закона дисперсии от квадратичного. Это обусловлено зависимостью области локализации спиновых волн от значений H и его ориентации. В работах [4, 9, 10] и ряде других изучен спин-волновой резонанс в пленках с флуктуациями намагниченности и константы обмена, а также в многослойных пленках с одномерной модуляцией магнитных параметров. Наличие флуктуаций приводит к появлению излома на дисперсионной кривой, причем волновой вектор, соответствующий точке излома, связан с корреляционным радиусом флуктуаций или пространственным параметром модуляции.

Несмотря на большое число работ, посвященных спин-волновому резонансу, особенности спектров в переходной области между симметричными и несимметричными

граничными условиями остаются неисследованными. В то же время подобная ситуация может возникать достаточно часто. Кроме того, весьма важно, на наш взгляд, при анализе спектров спин-волнового резонанса учитывать зависимость степени закрепления от значений волнового числа.

Спектры спин-волнового резонанса при симметричных и несимметричных граничных условиях отличаются тем, что в первом случае однородным СВЧ-полем возбуждаются стоячие гармонические моды с нечетным числом полуволн на толщине слоя возбуждения, а во втором — моды с нечетным числом четвертей длин волн. Поэтому при прочих равных условиях в последнем случае на одном и том же интервале волновых чисел k возбуждается в два раза большее число спин-волновых мод.

Уменьшение степени закрепления на одной из границ слоя возбуждения с изначально симметричными граничными условиями должно приводить к промежуточной ситуации и появлению ранее «запрещенных» несимметричных мод, конфигурация которых трансформируется таким образом, что суммарный переменный магнитный момент становится отличным от нуля. Понятно, что определенная трансформация должна при этом происходить и с ранее возбуждаемыми, симметричными, модами.

Целью настоящей работы являлось исследование трансформации спектров спин-волнового резонанса и модификации закона дисперсии спиновых волн при плавном переходе от симметричных к несимметричным граничным условиям. Переход осуществлялся уменьшением степени закрепления на одной из границ слоя возбуждения путем постепенного уменьшения толщины верхнего слоя с большим затуханием. Исследования проводились на трехслойных монокристаллических пленках ферритов-гранатов, в которых закрепление спинов обусловлено диссипативным механизмом [11]. Пленки были получены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) путем последовательного погружения в два различных расплава. Для измерений и контроля параметров на чистых подложках были выращены однослойные аналоги каждого из слоев трехслойной пленки. Нижний и верхний слои (слои закрепления), обладающие большим параметром затухания $\alpha = \Delta H \gamma / \omega = 0.2$ (здесь ΔH — полуширина линии поглощения, γ — гиромагнитное отношение, ω — круговая частота СВЧ-поля), имели состав $(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, толщину $h = 0.74\text{--}1.2$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M = 1328$ Гс, эффективное поле одноосной анизотропии $H_k^{\text{eff}} = 96$ Э, $\gamma = 1.38 \cdot 10^7$ Э⁻¹с⁻¹. Средний слой (слой возбуждения стоячих гармонических мод) состава $\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ имел толщину на разных образцах от 0.6 до 0.95 мкм, $\alpha = 0.003$, $4\pi M = 1730$ Гс, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ Э⁻¹с⁻¹, $H_k^{\text{eff}} = -1715$ Э. Толщина слоев измерялась интерференционным методом на их однослойных аналогах. По времени полного травливания последних оценивалась скорость травления. Шаг травления составлял 0.014 мкм. Регистрация спектров проводилась при комнатной температуре на частоте $9.34 \cdot 10^9$ Гц. Поскольку спектры спин-волнового резонанса записывались при постоянной ω , а разность резонансных полей нулевой и n -ой мод $H_0 - H_n$ так же, как и частота спиновых волн (при постоянном H), квадратична по k , дисперсионные кривые строились в координатах $\{H_0 - H_n, (2n + 1)^2\}$, где n — номер моды [8, 12, 13].

В спектре исходной трехслойной пленки, обладающей симметричными граничными условиями, четко регистрировались шесть спин-волновых мод как при перпендикулярной, так и при параллельной ориентациях (рис. 1, 1). Дисперсионные зависимости при обеих ориентациях были линейными (рис. 2, 1). По мере травления верхнего слоя вплоть до толщины 0.07 мкм никаких заметных изменений не происходи-

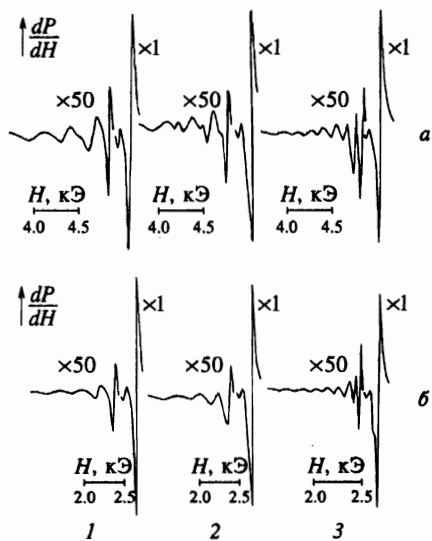


Рис. 1. Изменение спектра спин-волнового резонанса при уменьшении толщины верхнего слоя закрепления: 1 — $h = 0.74$ мкм, 2 — $h = 0.042$ мкм, 3 — слой полностью стравлен, а — перпендикулярная, б — параллельная ориентация H относительно плоскости пленки

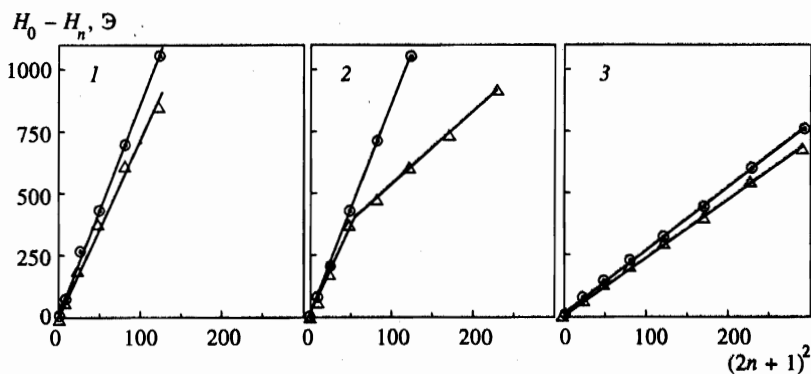


Рис. 2. Изменение зависимостей $H_0 - H_n$ от $(2n + 1)^2$ при уменьшении толщины верхнего слоя закрепления. Дисперсионные кривые 1, 2, 3 соответствуют спектрам 1, 2, 3, приведенным на рис. 1. Δ — перпендикулярная, \odot — параллельная ориентация

ло. При дальнейшем уменьшении толщины, в спектре спин-волнового резонанса при перпендикулярной ориентации начинали появляться пики, промежуточные между ранее наблюдавшимися (рис. 1, 2). Процесс их возникновения был следующим. Сначала появлялись пики, соответствующие модам с большим номером n , затем по мере уменьшения толщины верхнего слоя их амплитуда возрастала, и последовательно появлялись промежуточные моды с меньшими номерами. Это сопровождалось небольшим возрастанием резонансных полей и уменьшением амплитуд ранее наблюдавшихся мод. Как следствие, нарушалась монотонность зависимости амплитуд спин-волновых мод от их номера.

Один из ярких эффектов заключался в том, что в переходной области между симметричными и несимметричными граничными условиями на дисперсионной кривой

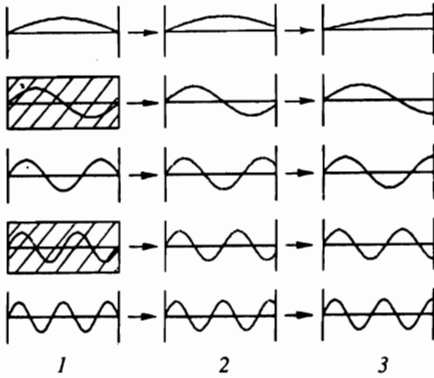


Рис. 3. Трансформация первых пяти спин-волновых мод при переходе от симметричных к несимметричным граничным условиям. Заштрихованы моды, невозбуждающиеся при симметричных граничных условиях

появлялся излом (рис. 2, 2), который по мере уменьшения толщины верхнего слоя, а следовательно, и степени закрепления, смещался в сторону меньших n . Данный излом, как можно убедиться, обусловлен появлением ранее «запрещенных» промежуточных мод. При полном стравливании верхнего слоя появлялись все промежуточные моды (рис. 1, 3), распределение амплитуд становилось монотонным и на дисперсионной кривой исчезал излом (рис. 2, 3). Угол наклона всей дисперсионной кривой, построенной на основе функциональной зависимости, соответствующей симметричным граничным условиям

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

изменялся. Ясно, что модификация закона дисперсии связана с переходом от симметричных к несимметричным граничным условиям, а не с изменением величины $(2A/M)(\pi^2/h^2)$ или действием какого-либо другого фактора. Дисперсионные кривые, построенные для несимметричных граничных условий, при которых волновое число k принимает значения не $(2n + 1)\pi/h$, а $(n + 1/2)\pi/h$ ($n = 0, 1, 2, \dots$ — номер моды), с хорошей точностью совпадали с исходными, построенными для симметричных граничных условий. Отметим, что как при перпендикулярной, так и при параллельной ориентациях наблюдалось одинаковое число мод, но имело место некоторое различие в углах наклона кривых. Причины этого различия, связанные с дополнительным влиянием того фактора, что слой закрепления является в одном случае дисперсионной, а в другом — реактивной средой, требуют дополнительного анализа.

Следующий интересный результат заключался в качественном отличии характера появления промежуточных мод при одной и другой ориентациях. Если при перпендикулярной ориентации происходило, как описано выше, их последовательное появление, начиная с большего номера, то при параллельной никаких заметных изменений не наблюдалось примерно до середины процесса появления мод при перпендикулярной ориентации. Только в этот момент при параллельной ориентации резко «открылись» сразу все промежуточные моды, причем с монотонным распределением интенсивностей.

При анализе результатов спиновые волны аппроксимировали гармоническими в слое возбуждения и экспоненциально затухающими в слоях с большим α . Интенсивность возбуждения спин-волновых мод для случая линейно поляризованного СВЧ поля

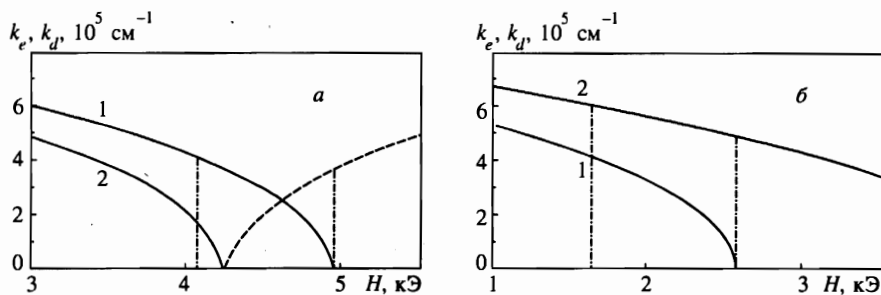


Рис. 4. Зависимости волновых векторов от H в слое возбуждения (k_e , 1) и закрепления (k_d , 2) при перпендикулярной (а) и параллельной (б) ориентациях. Штрихи соответствуют мнимым значениям k_d . Штрих-пунктирными линиями выделен интервал полей, соответствующих наблюдаемому спектру спин-волнового резонанса

\mathbf{h} можно описать выражением [1, 7]

$$I_n \sim \frac{(\int m_x dz)^2}{\int (\alpha/2\gamma M)(m_x^2 + m_y^2) dz}, \quad (1)$$

где m_i — компоненты переменной намагниченности в системе координат, в которой направление вектора \mathbf{M} совпадает с осью z , а \mathbf{h} — с x . Пользуясь (1), легко показать, что при симметричных граничных условиях отличную от нуля интенсивность будут иметь моды с нечетным числом полувольт на толщине слоя возбуждения (рис. 3, 1), когда суммарный переменный магнитный момент отличен от нуля. Моды с четным числом полувольт (несимметричные, показаны на заштрихованных прямоугольниках) возбуждаться не будут. Затухающая спиновая волна в слое закрепления имеет определенную глубину проникновения l , которая в общем случае зависит от величины волнового числа в слое возбуждения $k_e \sim n$. Уменьшение толщины верхнего слоя до значений сравнимых или меньших l приводит к уменьшению степени закрепления на соответствующей границе слоя возбуждения. Это, в свою очередь, приводит к изменению волновых чисел гармонических спиновых волн, а также их фаз на данной границе (рис. 3, 2). В результате суммарный переменный магнитный момент ранее несимметричных спин-волновых мод становится отличным от нуля и в спектре спин-волнового резонанса появляются соответствующие пики. Одновременно возрастают резонансные поля и уменьшается интенсивность пиков мод, которые были симметричными при симметричных граничных условиях. Изменение конфигурации нескольких первых спин-волновых мод при переходе от симметричных к несимметричным граничным условиям показано на рис. 3.

Для объяснения изменения процесса появления промежуточных мод в зависимости от ориентации мы исходили из необходимости учета кроме диссипативного механизма закрепления спинов также дисперсивных или реактивных свойств слоев с большим α . В зависимости от ориентации в интервале полей возбуждения спин-волновых мод слой закрепления является реактивной или дисперсивной средой с сильной диссипацией для спиновых волн, возбуждаемых стоячими гармоническими волнами, локализованными в слое возбуждения.

На рис. 4 приведены зависимости волновых чисел в слоях возбуждения и закрепления от H без учета диссипации. Расчет значений k для каждого из слоев проводился

с помощью дисперсионных соотношений

$$\frac{\omega}{\gamma} = H + H_k^{eff} - \frac{2H_{k1}}{3} + \frac{2A}{M} k^2, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H + \frac{2A}{M} k^2\right) \left(H - H_k^{eff} - \frac{H_{k1}}{2} + \frac{2A}{M} k^2\right), \quad (3)$$

соответственно для перпендикулярной и параллельной ориентаций. В этих соотношениях H_{k1} — поле кубической анизотропии, которое определялось по методике, описанной в [14], A — константа обмена. При перпендикулярной ориентации волновой вектор в слое закрепления для области полей, больших поля однородного резонанса H_0 в этом слое, является мнимым:

$$k_d = -ik_d''$$

(спиновая волна — экспоненциально затухающая). При параллельной ориентации поля на всем интервале полей

$$k_d = k_d'$$

— действительная величина (волна гармоническая).

Учет диссипативных свойств слоя закрепления приводит к тому, что при перпендикулярной ориентации возрастает коэффициент затухания спиновой волны, при параллельной k_d становится комплексным, сама же волна — экспоненциально-затухающей, гармонической.

При перпендикулярной ориентации, как следует из рис. 4а, с возрастанием волнового вектора k_e гармонической моды, возбуждаемой в среднем слое, значение внешнего магнитного поля H приближается к H_0 в слое закрепления, что снижает его реактивные свойства. Видно, что происходит резкое уменьшение k_d , что соответствует увеличению глубины проникновения. По этой причине наиболее чувствительными к толщине слоя закрепления будут моды с большими n . Отметим, что с возрастанием k_e происходит уменьшение амплитуды переменной намагниченности гармонической спиновой волны и, одновременно, при приближении к H_0 слоя закрепления, увеличение однородной переменной намагниченности в этом слое, возбуждаемой непосредственно СВЧ-полем, т. е. происходит сближение значений углов прецессии намагниченности в слоях. Все это обуславливает уменьшение степени закрепления с возрастанием номера моды.

При параллельной ориентации относительное изменение k_d' на интервале полей, соответствующих наблюдаемому спектру спин-волнового резонанса (рис. 4б), невелико и составляет $\sim 20\%$. Поэтому и глубина проникновения l спиновой волны в слой закрепления, обусловленная диссипативными свойствами [12]:

$$l = \frac{1}{k_d''} = \frac{4A\gamma}{\alpha\omega M} k_d', \quad (4)$$

будет слабо зависеть от номера моды. В отличие от чисто экспоненциальной (перпендикулярная ориентация), экспоненциально-затухающая гармоническая волна в слое закрепления при параллельной ориентации поля имеет узел вблизи границы раздела слоев. Эти обстоятельства приводят к существенно меньшей зависимости степени закрепления от номера моды и меньшей чувствительности закрепления к толщине слоя закрепления. Лишь при уменьшении h верхнего слоя до значений, сравнимых или меньших l , происходит резкое уменьшение степени закрепления, сопровождающееся изменением конфигурации спиновой волны вблизи границы раздела слоев. Проведенные

оценки подтверждают этот вывод. Появление всех промежуточных мод происходило при толщине верхнего слоя закрепления $h \simeq 0.03$ мкм, что составляет примерно половину l или четверть длины волны λ в этом слое. Вероятно, травление с меньшим шагом привело бы не к скачкообразному, а к плавному возрастанию интенсивностей сразу всех промежуточных мод. Отметим, что при параллельной ориентации спиновые волны являются поперечно-продольными и, в общем случае, эллиптически поляризованными.

Большее значение коэффициента затухания для мод с малым n при перпендикулярной ориентации обеспечивало достаточно сильное закрепление и при меньших толщинах слоя закрепления.

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

1) Модификация закона дисперсии спектра спиновых волн, в частности, появление излома на дисперсионной кривой, может быть обусловлена не только наличием флуктуаций A' или M , но и состоянием, когда граничные условия находятся в промежуточной области между симметричными и несимметричными.

2) Дополнительное действие, кроме доминирующего диссипативного механизма закрепления, дисперсивных или реактивных свойств слоя с большим α приводит к качественному изменению процесса появления несимметричных промежуточных мод при уменьшении толщины этого слоя.

Необходимо отметить, что промежуточная ситуация, подобная рассмотренной в настоящей работе, может возникать и в случае антисимметричных граничных условий. Это может быть обусловлено малой толщиной одного из слоев или другим фактором, приводящим к неравенству (по модулю) степеней закрепления на границах.

Литература

1. Н. М. Саладский, М. Ш. Ерухимов, *Физические свойства и применение магнитных пленок*, Наука, Сибирское отделение (1975).
2. В. М. Соколов, Б. А. Тавгер, *ФТТ* **10**, 1793 (1968).
3. Ю. А. Корчагин, Р. Г. Хлебопрос, Н. С. Чистяков, *ФТТ* **14**, 2121 (1972).
4. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, Л. А. Чеканова, Н. С. Чистяков, *ЖЭТФ* **75**, 653 (1978).
5. G. Suran, H. Daver, and J. Szttern, *AIP Conf. Proc.* **34**, 310 (1976).
6. E. Schlömann, *J. Appl. Phys.* **35**, 159 (1964).
7. C. H. Wilts and S. Prasad, *IEEE Trans. Magn.* **17**, 2405 (1981).
8. В. Ноеcstra, R. P. van Stapеле, and J. M. Robertson, *J. Appl. Phys.* **48**, 382 (1977).
9. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, *ЖЭТФ* **72**, 1005 (1977).
10. Р. С. Исхаков, А. С. Чеканов, Л. А. Чеканова, *ФТТ* **32**, 441 (1990).
11. А. М. Зюзин, Н. Н. Куделькин, В. В. Рандошкин, Р. В. Телеснин, *Письма в ЖТФ* **9**(3), 177 (1983).
12. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
13. Р. С. Исхаков, М. М. Бруштунов, А. С. Чеканов, *ФТТ* **29**, 2699 (1987).
14. А. М. Зюзин, Ал. М. Зюзин, *ФТТ* **29**, 3128 (1987).