

ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРОВ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ЧЕРЕЗ ТОЧКУ КЮРИ СЛОЯ ЗАКРЕПЛЕНИЯ

А. М. Зюзин, А. Г. Бажанов

Мордовский государственный университет
430000, Саранск, Россия

Поступила в редакцию 24 января 1997 г.

Реализована методика управляющего воздействия на степень закрепления спинов в двух- и трехслойных пленках ферритов-гранатов. Изменение закрепления достигалось путем изменения температуры и переходом через точку Кюри одного из слоев пленки. Установлено принципиальное различие в характере трансформации спектров спин-волнового резонанса, происходящих вблизи точки Кюри слоя закрепления в пленках с изначально симметричными и несимметричными граничными условиями.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение влияния закрепления спинов на основные характеристики спектров спин-волнового резонанса представляется несомненно актуальной задачей. Практически во всех работах по спин-волновому резонансу проводится анализ граничных условий. Несмотря на большое число публикаций, посвященных данному вопросу (см., например, [1–5]), возможности методик управляющего воздействия на степень закрепления спинов и изменения тем самым граничных условий остаются далеко нереализованными. В то же время использование таких методик позволяет получить более богатую и подробную информацию об особенностях возбуждения и основных характеристиках спектров спин-волнового резонанса в тонких пленках.

В ряде работ (см., например, [6, 7]) определенные граничные условия создавались путем напыления дополнительных поверхностных слоев, намагниченность M или эффективное поле H_{eff} которых отличается в большую или меньшую сторону от значений этих параметров в основном слое (слое возбуждения стоячих спин-волновых мод). Однако такой прием не отличается хорошей воспроизводимостью. Весьма затруднителен в этом случае и контроль параметров, как правило, очень тонких поверхностных слоев.

Одна из возможностей воздействия на степень закрепления спинов на одной или обеих поверхностях слоя возбуждения состоит в постепенном уменьшении толщины слоя закрепления (пространственный фактор) путем послойного стравливания [8].

Другая методика управляющего воздействия, причем обратимого и сколь угодно плавно регулируемого, на степень закрепления спинов может быть основана на следующем свойстве. Пусть температура Кюри T_C в слое закрепления существенно ниже, чем в слое возбуждения. При увеличении температуры и приближении к точке Кюри слоя закрепления происходит постепенное ослабление и затем полное разрушение магнитного упорядочения. Константа обменного взаимодействия A и намагниченность M при этом уменьшаются до нуля. Переход из магнитоупорядоченного в парамагнитное

состояние должен приводить к исчезновению механизмов закрепления спинов, существовавших при температурах ниже T_C . Понятно, что при увеличении температуры будут изменяться значения физических параметров и в слое возбуждения. Но поскольку эти параметры являются хорошо контролируруемыми, такая методика может быть использована для изменения степени закрепления спинов и изучения влияния последней на спектры спин-волнового резонанса. Для обеспечения большей корректности в интерпретации результатов необходимо, чтобы T_C слоя закрепления была существенно ниже T_C слоя возбуждения спин-волновых мод. Несмотря на несомненный, на наш взгляд, интерес, нам не известны работы, в которых был бы реализован такой способ изменения степени закрепления спинов.

Целью настоящей работы являлось исследование трансформации спектров спин-волнового резонанса, происходящей при переходе через точку Кюри слоя закрепления в многослойных пленках с изначально симметричными и несимметричными граничными условиями.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследования проводились на двух- и трехслойных монокристаллических пленках ферритов-гранатов, в которых доминирующим механизмом закрепления спинов являлся диссипативный механизм [9]. Пленки были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) путем последовательного погружения в два или три различных расплава. Одновременно для измерений и контроля параметров на чистых подложках выращивались однослойные аналоги каждого из слоев многослойных пленок. Первый слой (слой закрепления) двухслойной пленки состава $(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ и толщиной $h = 2.1$ мкм имел температуру Кюри $T_C = 215^\circ\text{C}$, намагниченность насыщения $4\pi M = 470$ Гс, эффективное поле одноосной анизотропии $H_{\text{eff}} = 1210$ Э, параметр затухания Гильберта $\alpha = \Delta H\gamma/\omega = 0.15$. Здесь ΔH — полуширина линии поглощения, γ — гиромагнитное отношение, ω — круговая частота СВЧ-поля. Второй слой — слой состава $\text{Y}_{2.98}\text{Sm}_{0.02}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, в котором возбуждались стоячие гармонические спин-волновые моды, — имел следующие параметры: $T_C = 280^\circ\text{C}$, $4\pi M = 1740$ Гс, $H_{\text{eff}} = -1715$ Э, $\alpha = 0.003$ и $h = 0.5 - 0.85$ мкм.

Трехслойные пленки получали путем наращивания на часть двухслойной пленки третьего слоя, который имел состав $(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $T_C = 280^\circ\text{C}$, $4\pi M = 1330$ Гс, $H_{\text{eff}} = 96$ Э, $\alpha = 0.2$ и $h = 1.1$ мкм. Были также выращены трехслойные пленки, в которых нижний и верхний слои закрепления имели одинаковый состав, $(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $T_C = 280^\circ\text{C}$. Намагниченность насыщения измерялась по методике, описанной в [10]. Толщина измерялась на однослойных аналогах интерференционным методом, а для тонких слоев также оценивалась по времени полного стравливания. Спектры спин-волнового резонанса записывались на радиоспектрометре (резонатор с модой TE_{011}) при перпендикулярной и параллельной ориентациях постоянного магнитного поля относительно плоскости пленки. Спин-волновой резонанс возбуждался линейно поляризованным СВЧ-полем с частотой $9.34 \cdot 10^9$ Гц. Резонансные поля спин-волновых мод измерялись с помощью ЯМР магнитометра. Температура Кюри определялась по температуре исчезновения пика однородного резонанса соответствующего слоя. Для создания требуемых температур образца внутрь резонатора устанавливалась теплоизолированная тонкостенная кварцевая трубка диаметром 8 мм. Воздух, пройдя нагреватель, обдувал

образец. В качестве датчика в системе стабилизации температуры использовался платиновый термометр сопротивления. Для контроля температуры перед и за образцом вблизи резонансной полости в трубке, по которой продувался воздух, помещались две платино-платинородиевые термопары. По среднему значению эдс термопар определялась температура образца, которая поддерживалась с точностью не хуже $\pm 2^\circ\text{C}$.

Поскольку спектры спин-волнового резонанса записывались при постоянной частоте ω , дисперсионные кривые строились в виде зависимости разности резонансных полей нулевой и n -й мод от $(2n + 1)^2$ для трехслойных и $(n + 1/2)^2$ для двухслойных пленок. В таких пленках граничные условия являются соответственно симметричными и несимметричными.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Температурные исследования спектров спин-волнового резонанса двух- и трехслойных пленок позволили обнаружить следующее. При комнатной температуре в спектре двухслойной пленки, которая состояла лишь из слоя закрепления с $T_C = 215^\circ\text{C}$ и слоя возбуждения, четко регистрировались восемь (включая нулевую) спин-волновых мод (рис. 1а). Дисперсионные кривые $H_0 - H_n = f((n + 1/2)^2)$ соответствовали квадратичному закону, в силу чего оставались линейными в широком температурном интервале. При повышении температуры, начиная примерно со 140°C , происходило постепенное уменьшение числа спин-волновых мод (рис. 1б). Последовательно исчезали моды, начиная с большего номера, амплитуды остальных уменьшались. В интервале от 215 до 280°C в спектре такой пленки оставалась лишь одна нулевая мода (рис. 1в).

Трансформация спектров трехслойных пленок, происходящая при увеличении температуры, имела принципиально иной характер и сопровождалась не уменьшением, а увеличением числа спин-волновых мод. Такие пленки отличались от двухслойных наличием третьего слоя, который так же, как и первый, являлся слоем закрепления, но имел состав $(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с $T_C = 280^\circ\text{C}$. Трансформация происходила следующим образом. Начиная с той же температуры $T \simeq 140^\circ\text{C}$, между пиками, соответствующими модам высокого порядка, появлялись промежуточные пики. Увеличение температуры приводило к возрастанию амплитуд ранее возникших пиков и последовательному появлению пиков, соответствующих промежуточным модам более низкого порядка (рис. 2б). Как следует из рисунка, в этой области температур нарушается монотонность в распределении интенсивностей пиков поглощения спин-волновых мод. При $T \geq 215^\circ\text{C}$ общее число мод увеличивалось примерно в два раза и оставалось неизменным до $T \sim 260^\circ\text{C}$ (рис. 2в). Приближение к $T = 280^\circ\text{C}$, т. е. к T_C слоя возбуждения, приводило к уменьшению числа мод и полному исчезновению всего спектра. Как видно из рис. 3, процесс изменения числа мод $N(T)$ при приближении к T_C слоя возбуждения является более резким, чем при приближении к T_C слоя закрепления. Видно также, что имеет место четко выраженная корреляция в поведении зависимостей $N(T)$ для двух- и трехслойной пленок.

Одно из характерных отличий в трансформации спектров спин-волнового резонанса трехслойных пленок состояло в том, что в области температур от 140 до 215°C на дисперсионной кривой появлялся излом, который по мере возрастания температуры и появления все новых промежуточных мод, смещался в область малых n . Это иллюст-

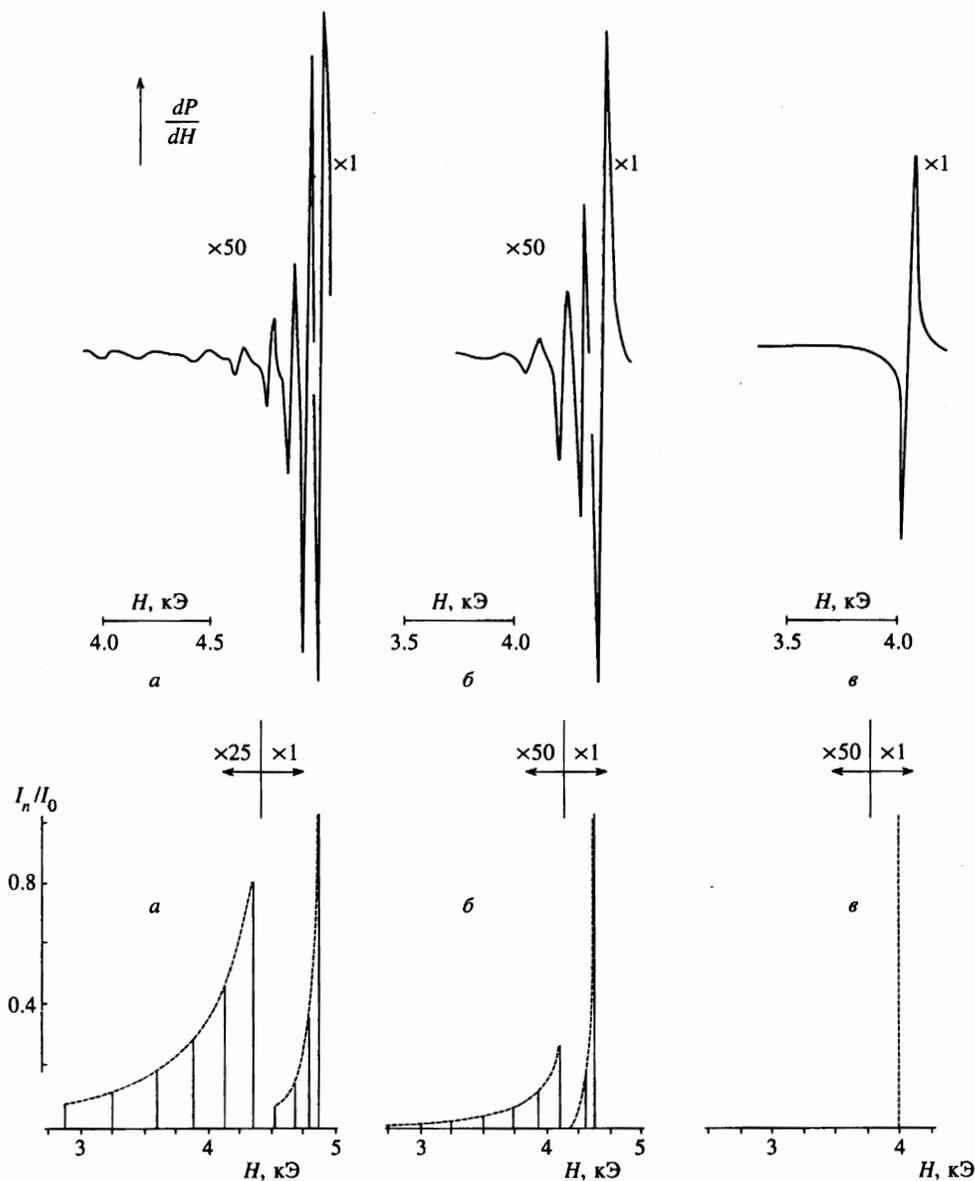


Рис. 1. Вверху — экспериментальные спектры спин-волнового резонанса двухслойной пленки (перпендикулярная ориентация) при температурах 20 °С (а), 185 °С (б) и 240 °С (в). Внизу — расчетные спектр и интенсивности спин-волновых мод при различных значениях β/k_1h : а — $5 \cdot 10^{-8}$ см; б — $5 \cdot 10^{-7}$ см; в — $5 \cdot 10^{-5}$ см

рирует рис. 4, где приведены дисперсионные кривые для разных температур трехслойной пленки с толщиной слоя возбуждения $h = 0.52$ мкм. При $T \geq 215$ °С, т.е. после появления всех промежуточных мод, излом на дисперсионной кривой исчезал, но угол ее наклона резко, примерно в два раза, отличался от угла наклона кривой, построенной

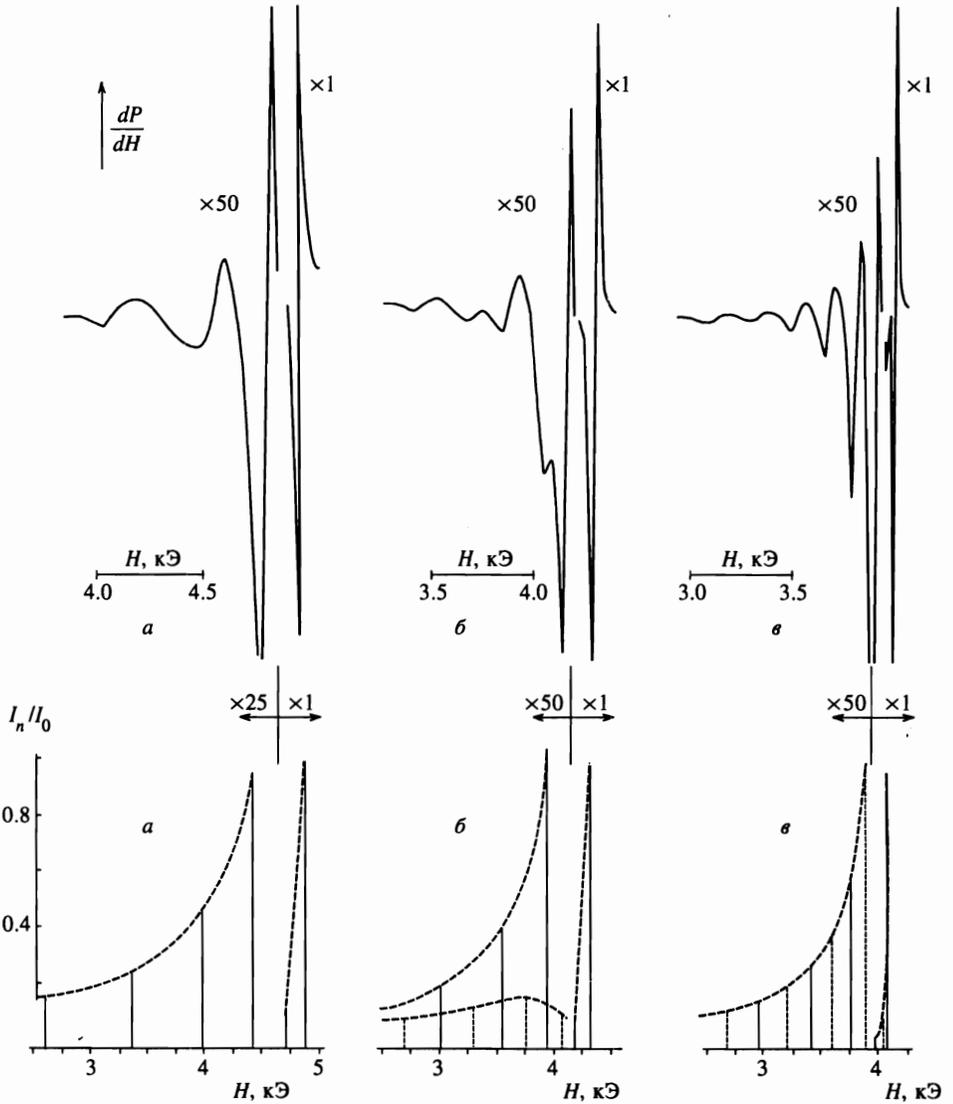


Рис. 2. То же, что на рис. 1 для трехслойной пленки (перпендикулярная ориентация).
Вертикальные штриховые линии соответствуют промежуточным модам

для комнатной температуры. При температурах ниже 140°C и выше 215°C дисперсионные зависимости были линейными. Происходило лишь уменьшение угла их наклона, что обусловлено более быстрым (по сравнению с намагниченностью M) уменьшением константы обменного взаимодействия A с температурой в слое возбуждения (рис. 5) [11].

Для сопоставления было также исследовано влияние температуры на спектры трехслойных пленок, в которых первый и третий слой имели состав $(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и обладали одинаковой T_C , равной, как и в слое возбуждения, 280°C . Число мод в спектрах таких пленок в широком температурном интервале оставалось неизменным (см. рис. 3, кривая 3). Лишь при приближении к T_C их число постепенно уменьшалось, и при

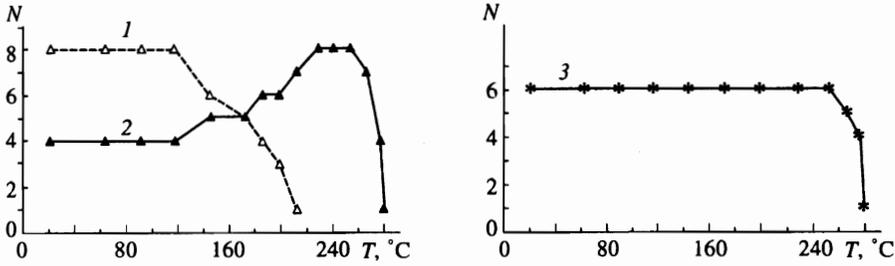


Рис. 3. Зависимость числа спин-волновых мод от температуры в пленках: 1 — в двухслойной; 2 — в трехслойной; 3 — в трехслойной, в которой оба слоя закрепления имеют состав $(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с $T_C = 280^\circ\text{C}$

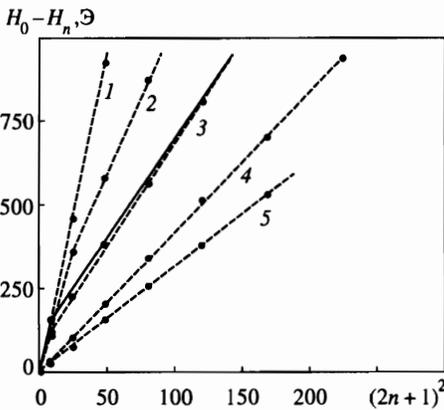


Рис. 4

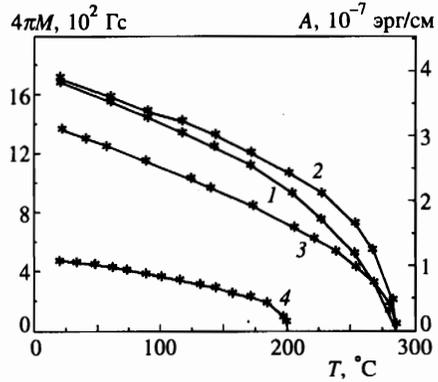


Рис. 5

Рис. 4. Дисперсионные кривые $H_0 - H_n = f((2n + 1)^2)$ трехслойной пленки при температурах: 1 — 20°C ; 2 — 185°C ; 3 — 198°C ; 4 — 240°C ; 5 — 267°C . Точки — эксперимент, сплошная кривая 3 — расчет для значения $\beta/k_1h = 5 \cdot 10^{-7}$ см

Рис. 5. Температурные зависимости A (кривая 1) и $4\pi M$ (2) для слоя возбуждения. Кривые 3, 4 — зависимости $4\pi M(T)$ в слоях закрепления с составами соответственно $(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$

$T > T_C$ весь спектр спин-волнового резонанса исчезал.

При понижении температуры трансформация спектров спин-волнового резонанса всех исследованных пленок происходила в обратном порядке.

4. РАСЧЕТ СПЕКТРОВ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА

Доминирующим механизмом закрепления спинов в исследованных пленках являлся диссипативный механизм [9], который в отличие от динамического [12] обеспечивает независимость области локализации стоячих гармонических спиновых волн от ориентации внешнего магнитного поля, H относительно пленки. Такой механизм закрепле-

ния возникает при возбуждении переменной намагниченности в двух- или трехслойных пленках с сильно различающимися параметрами затухания в слоях. Наличие обменной связи между слоями, а также то обстоятельство, что даже в условиях однородного резонанса отклонение вектора намагниченности \mathbf{M} от равновесного положения в слое с большим параметром затухания α_d в α_d/α_e раз меньше, чем в слое с малым параметром затухания α_e , приводит к возникновению узла стоячей спиновой волны вблизи границы слоев. Необходимо также заметить, что дополнительное влияние на закрепление оказывают дисперсивные или реактивные (упругие) свойства слоев с большим значением α [13, 14].

При рассмотрении и объяснении трансформации спектров спин-волнового резонанса многослойных пленок, происходящей при изменении температуры, мы основывались на следующих предположениях.

Стоячие спиновые волны, возбуждаемые однородным СВЧ-полем в слое с малым параметром затухания α , являются гармоническими.

В слоях с сильным поглощением (слоях закрепления) спиновые волны возбуждаются волнами, локализованными в слое с малыми значениями α , и являются затухающими. Глубина проникновения (длина пробега) этих волн связана с волновым числом гармонических мод в слое возбуждения.

Учитывая гармоническую временную зависимость переменной намагниченности $m(z, t)$, ее пространственную конфигурацию в слое возбуждения при перпендикулярной ориентации \mathbf{H} относительно пленки можно описать уравнением [12, 15]

$$\frac{d^2 m}{dz^2} - \frac{M}{2A} \left(H - \frac{\omega}{\gamma} + H_{eff} - \frac{2}{3} H_{k1} \right) m = 0, \quad (1)$$

где H — внешнее постоянное поле, H_{k1} — поле кубической анизотропии. Данное уравнение справедливо для среды с малым затуханием. Этому условию удовлетворяют параметры слоя возбуждения.

Решения уравнения (1) имеют вид

$$m_1(z) = B_1 \sin k_1 z + B_2 \cos k_1 z, \quad (2)$$

где k_1 — волновое число, B_i — постоянные.

В слоях закрепления спиновую волну аппроксимируем экспоненциально затухающей от границы раздела слоев:

$$\begin{aligned} m_2(z) &= C_1 e^{k_2'' z}, & z < 0, \\ m_2(z) &= C_2 e^{-k_2''(z-h)}, & z > h, \end{aligned} \quad (3)$$

$z = 0, h$ соответствует границам слоя возбуждения. Здесь $k_2'' = 1/l$, l — глубина проникновения спиновой волны в слое закрепления, которая, как предполагалось, линейно возрастает с увеличением k_1 [16]. Для определения соотношений между постоянными B_i, C_i и нахождения допустимых значений волновых чисел были использованы обменные граничные условия для m [15], которым должны удовлетворять намагниченность m и ее первая производная на одной границе слоя возбуждения ($z = 0$), где закрепление велико и практически не изменяется вплоть до $T \simeq 280^\circ\text{C}$, и на другой границе ($z = h$), где степень закрепления существенно изменяется при приближении к $T = 215^\circ\text{C}$ и затем полностью исчезает:

$$\frac{m_1}{M_1} = \frac{m_2}{M_2}, \quad \frac{A_1}{M_1} \frac{dm_1}{dz} = \frac{A_2}{M_2} \frac{dm_2}{dz}. \quad (4)$$

Здесь индексами 1 и 2 соответственно обозначены параметры слоев возбуждения и закрепления.

Учитывая то обстоятельство, что закрепление на одной из границ слоя возбуждения оставалось сильным вплоть до $T \simeq 280^\circ\text{C}$, для упрощения расчетов предполагалось наличие узла на этой границе, т. е. $m_1|_{z=0} = 0$. Такое приближение не влияет заметно на расчетные значения интенсивности пиков спин-волновых мод и их резонансные поля. Уравнение, полученное с помощью (2)–(4) и определяющее набор допустимых значений k_1 , имеет вид

$$\operatorname{tg}(k_1 h) = -\frac{A_1}{A_2} \frac{k_1}{k_2''} = -\beta k_1, \quad (5)$$

где $\beta = A_1/A_2 k_2''$ — параметр, определяющий степень закрепления спинов, который с учетом выше отмеченного предположения ($k_2'' \propto k_1^{-1}$), пропорционален k_1 .

Решения уравнения (5) позволяют найти собственные значения H уравнения (1), т. е. резонансные поля возможных спин-волновых мод, определить волновые числа и конфигурацию последних.

Для определения из числа найденных спин-волновых мод, удовлетворяющих об-менным граничным условиям, тех из них, которые можно возбудить однородным СВЧ-полем, проводился расчет интенсивностей I_n соответствующих пиков. В случае линейно поляризованного СВЧ-поля, направленного вдоль оси x имеем [6, 15]

$$I_n = K_0 \frac{\left(\int m_{xn} dz \right)^2}{\int \frac{\alpha}{2\gamma M} (m_{xn}^2 + m_{yn}^2) dz}, \quad (6)$$

где K_0 — постоянная. При расчете ограничивались интегрированием по толщине слоя возбуждения. Можно показать, что основной вклад в интеграл взаимодействия СВЧ-поля с намагниченностью определяется именно этим слоем. Это обусловлено, во-первых, малостью области экспоненциального затухания спиновых волн в слоях с большими α , а во-вторых, тем, что фаза колебаний намагниченности в этой области смещена относительно фазы колебаний намагниченности в слое возбуждения. В то же время необходимо заметить, что несмотря на малость указанная область из-за большого значения α является дополнительным каналом диссипации энергии стоячих гармонических волн и влияет на ширину пиков поглощения спин-волновых мод, особенно мод высокого порядка.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчета интенсивностей и резонансных полей спин-волновых мод трех-слойной пленки для различных значений параметра $\beta/k_1 h$ приведены на рис. 2. В случае сильного закрепления на обеих границах, что соответствует симметричным граничным условиям, возбуждаются только моды с нечетным числом полуволн на толщине слоя возбуждения. Интенсивность мод с четным числом, хотя они и разрешены граничными условиями, равна нулю. Расчет подтверждает этот вывод (рис. 2а). Увеличение температуры и более быстрое уменьшение A и M слоя с $T_C = 215^\circ\text{C}$ по сравнению с другими слоями нарушает равенство степеней закрепления на границах и тем самым

симметрию граничных условий. Увеличение параметра β приводит к изменению значений корней уравнения (5). Это сопровождается изменением пространственной фазы стоячей спиновой волны на данной границе. В свою очередь, изменение фазы приводит к тому, что суммарный переменный магнитный момент мод, которые при симметричных условиях имели четное число полуволн, становится отличным от нуля и в спектре спин-волнового резонанса появляются соответствующие промежуточные пики. Как следует из рис. 2б, где приведены экспериментальные и расчетные спектры, соответствующие одной из таких промежуточных ситуаций, закон распределения интенсивностей промежуточных мод отличается от закона распределения интенсивностей мод при симметричных или несимметричных граничных условиях: $I_n \propto (1/n^2 \dots 1/n^4)$ [16]. Как видно из рис. 2б, промежуточные моды между ранее наблюдавшимися нулевой и первой, а также первой и второй модами имеют весьма малую относительную интенсивность. Это приводит к тому, что в спектре регистрируются промежуточные моды, начиная лишь с некоторого номера. Данное обстоятельство и служит причиной возникновения излома на дисперсионной кривой, который по мере уменьшения степени закрепления смещается в сторону спин-волновых мод с меньшим номером. Если в расчетных спектрах не учитывать моды, интенсивность которых составляет, например, менее чем 10% от интенсивности последующей, это также приводит к появлению излома на дисперсионной кривой (кривая 3 на рис. 4). Заметим, что подобный излом, объясняемый флуктуациями константы обмена и намагнитченности в аморфных и поликристаллических пленках, наблюдался в работах [17, 18]. Переход через точку Кюри слоя с $T_C = 215^\circ\text{C}$ приводит к исчезновению закрепления спинов на соответствующей границе. Граничные условия становятся несимметричными: на одной границе спины закреплены, на другой — свободны. В этом случае возбуждаются все моды с нечетным числом не полуволн, как при симметричных граничных условиях, а четвертей длин волн на толщине слоя возбуждения. В результате на том же интервале волновых чисел количество возбуждаемых спин-волновых мод возрастает примерно в два раза. Распределение интенсивностей становится монотонным (рис. 2в). Набор значений волновых чисел, соответствующих этим модам, начинает определяться выражением $k = (\pi/h)(n + 1/2)$, где $n = 0, 1, 2, \dots$ — номер моды. Таков механизм трансформации спектра спин-волнового резонанса, происходящей с увеличением температур в трехслойной пленке.

Уменьшение степени закрепления на границе слоя возбуждения двухслойной пленки приводит к постепенному уменьшению эффективности возбуждения спин-волновых мод, причем сначала в наибольшей степени это сказывается на модах высокого порядка, вследствие чего они перестают регистрироваться в спектре. Результаты расчета спектров спин-волнового резонанса двухслойной пленки при различных степенях закрепления, что соответствует различным температурам, также находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными (рис. 1).

Отметим, что характер трансформации спектров спин-волнового резонанса при перпендикулярной и параллельной ориентациях был аналогичным. В обоих случаях в спектре трехслойной пленки происходило постепенное появление промежуточных спин-волновых мод. В то же время при перпендикулярной ориентации достаточно высокая степень закрепления для мод с малым номером сохранялась до более высоких температур. Это связано с тем, что при такой ориентации слой закрепления вплоть до T_C остается реактивной (упругой) средой с сильной диссипацией, при параллельной — дисперсивной.

Таким образом, в настоящей работе показано, что

— изменение температуры и переход через точку Кюри в одном или нескольких слоях многослойной пленки можно использовать как способ управляющего воздействия на степень закрепления спинов;

— исчезновение закрепления спинов на одной из границ трехслойной пленки приводит к увеличению примерно в два раза числа наблюдаемых спин-волновых мод. Это связано с переходом от симметричных к несимметричным граничным условиям и возбуждением ранее запрещенных промежуточных мод. Обнаруженная корреляция температурных зависимостей числа спин-волновых мод в двух- и трехслойных пленках подтверждает этот вывод;

— в зависимости от исходной симметрии граничных условий при повышении температуры и приближении к точке Кюри слоя закрепления может наблюдаться как возрастание, так и уменьшение числа спин-волновых мод;

— неэквивалентность степени закрепления на поверхностях слоя возбуждения и ее зависимость от номера моды является одной из причин появления излома на дисперсионных кривых.

Литература

1. Ю. А. Корчагин, Р. Г. Хлебопрос, Н. С. Чистяков, ФТТ 14, 2121 (1972).
2. K. Vayhinger and H. Kronmuller, J. Magn. Magn. Mat. 72, 307 (1988).
3. J. Barnas, J. Magn. Magn. Mat. 102, 319 (1991).
4. С. Л. Высоцкий, Г. Т. Казаков, М. Л. Кац, ФТТ 35, 1190 (1993).
5. V. Hillebrands, Phys. Rev. B 41, 530 (1990).
6. Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов, Физические свойства и применение магнитных пленок, Наука, Новосибирск (1975).
7. Р. С. Исхаков, М. М. Бруштунов, А. С. Чеканов, ФТТ 29, 2699 (1987).
8. А. М. Зюзин, А. Г. Бажанов, ЖЭТФ 111, 1667 (1997).
9. А. М. Зюзин, Н. Н. Куделькин, В. В. Рандошкин, Р. В. Телеснин, Письма в ЖТФ 9(3), 177 (1983).
10. А. М. Зюзин, В. Н. Ваньков, В. В. Радайкин, Письма в ЖТФ 17(23), 65 (1991).
11. А. М. Зюзин, А. Г. Бажанов, Письма в ЖЭТФ 63(7), 528 (1996).
12. V. Hoekstra, R. P. van Staple, and J. M. Robertson, J. Appl. Phys. 48, 382 (1977).
13. Ф. Крауфорд, Волны, Наука, Москва (1974).
14. М. А. Гинцбург, ФТТ 11, 913 (1961).
15. C. H. Wilts and S. Prasad, IEEE Trans. Magn. MAG-17, 2405 (1981).
16. А. Г. Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, Наука, Москва (1973).
17. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, ЖЭТФ 74, 1386 (1978).
18. Р. С. Исхаков, А. С. Чеканов, Л. А. Чеканова, ФТТ 32, 441 (1990).