

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНСТАНТЫ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

А.М.Зюзин, А.Г.Бажанов

Мордовский государственный университет

430000 Саранск, Россия

Поступила в редакцию 28 января 1996 г.

После переработки 8 февраля 1996 г.

Методом спин-волнового резонанса исследована температурная зависимость константы обменного взаимодействия A в пленках ферритов-гранатов. Проведено сопоставление экспериментальных и теоретических результатов, основанных на выводах теории фазовых переходов второго рода. Показано различие в температурных зависимостях $A(T)$ для пленок чистого иттрий-железного граната и пленок, обладающих точкой компенсации магнитного момента.

PACS: 76.50.+g

Константа обменного взаимодействия A является одним из важнейших параметров, определяющих, в частности, энергию и динамические характеристики доменных стенок, диаметр цилиндрических магнитных доменов [1]. Однако современное состояние теории, как правило, не позволяет произвести прямое вычисление обменного интеграла и определить значение A [2, 3]. Поэтому в большинстве случаев последняя рассматривается как некоторая полуэмпирическая величина. Один из вариантов такого определения основан на сравнении тепловой и обменной энергий в точке Кюри T_C [4]. В работе [5] предложен способ расчета A для комнатных значений температуры в замещенных пленках ферритов-гранатов по температуре Кюри последних и значению A для незамещенного иттрий-железного граната (ИЖГ). Такой способ определения A используется в большинстве работ, посвященных исследованиям пленок ферритов-гранатов.

Одним из важных вопросов, позволяющих лучше понять физическую сущность и особенности обменного взаимодействия, является изучение температурной зависимости A . В настоящее время нам не известны литературные данные по температурной зависимости A ферритов-гранатовых пленок. Существующие теории также не дают однозначного ответа на этот вопрос. Одной из главных причин слабой изученности $A(T)$ является сложность экспериментального определения этого параметра. В настоящее время имеется несколько методов количественного определения A [4]. Одним из корректных является метод спин-волнового резонанса (СВР) в тонких пленках. Он основан на прямой зависимости от A закона дисперсии, определяющего спектр спиновых волн. Однако точность определения A по спектру СВР в значительной мере зависит от таких факторов, как степень закрепления спинов на одной или обеих поверхностях (границах) слоя возбуждения и возможности правильной идентификации (нумерации) спин-волновых мод.

Известно [6], что одной из причин, приводящих к закреплению спинов, является поверхностная анизотропия. Однако неопределенность и сильная температурная зависимость величины последней сильно усложняют, а в ряде

случаев не позволяют произвести определение значений волновых чисел спин-волновых мод. В эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов поверхностная анизотропия является, кроме того, ничтожно малой [7]. Другим фактором, приводящим к закреплению спинов, является неоднородность резонансного поля по толщине пленки [7, 8]. Это приводит к возникновению динамического закрепления спинов. К особенностям данного механизма относится сильная зависимость спектра СВР от ориентации постоянного магнитного поля относительно пленки, что связано с зависимостью области локализации стоячих спиновых волн от соотношения полей однородного резонанса в слоях. Сильная температурная зависимость этих полей влияет на эффективную толщину слоя возбуждения и не позволяет с приемлемой точностью определить волновые числа возбуждаемых спин-волновых мод. Как показано в [7], данные факторы приводят к отклонению закона дисперсии от квадратичного.

В настоящей работе для определения A использовались двух- и трехслойные пленки ферритов-гранатов, в которых закрепление спинов при СВР было обусловлено принципиально отличным от упомянутых выше диссипативным механизмом, впервые установленным в работе [9]. Такой механизм закрепления имеет место при возбуждении переменной намагниченности в двух- или трехслойных пленках с сильно различающимися параметрами затухания α в слоях. Наличие обменных граничных условий

$$\frac{m_1}{M_1} = \frac{m_2}{M_2}, \quad \frac{A_1}{M_1} \frac{\partial m_1}{\partial z} = \frac{A_2}{M_2} \frac{\partial m_2}{\partial z}, \quad (1)$$

где m_i , M_i – переменная и постоянная составляющие намагниченности в слоях, а также то обстоятельство, что амплитуда переменной намагниченности m в слое (слоях) с большим α (α_d) даже в условиях однородного резонанса в (α_d/α_e) раз меньше, чем в слое с малым α (α_e) (при одинаковых значениях намагниченности насыщения M_i в слоях), приводит к возникновению узла стоячей спиновой волны на границе слоев. Качественным отличием данного механизма закрепления от упомянутых выше является независимость области локализации спиновых волн от ориентации постоянного магнитного поля относительно пленки. При любой ориентации поля стоячие волны возбуждаются в слое с малым α . Существенно более слабая по сравнению с полем анизотропии температурная зависимость α , а также выполнение в широком температурном интервале условия $\alpha_e \ll \alpha_d$ обеспечивают эффективное закрепление спинов вплоть до температур вблизи T_C .

Для проведения измерений были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) двух- и трехслойные пленки, которые получали путем их последовательного погружения в два различных расплава. Для измерения и сравнения параметров на чистых подложках выращивались однослойные аналоги каждого из слоев двух- или трехслойной пленки. Первый слой, обладающий большим параметром затухания $\alpha_d = 0.2$, имел состав $(\text{SmEr})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, толщину $h = 1.2$ мкм. Вторые слои (слой возбуждения спиновых волн) состава $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ или $(\text{GdYTM})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ имели толщину на разных образцах от 0.3 до 1.2 мкм. Трехслойную пленку получали путем наращивания на часть двухслойного образца слоя с параметрами, аналогичными первому слою. Толщина слоев определялась интерференционным методом на их однослойных аналогах, а также оценивалась по времени полного стравливания. Регистрация спектров СВР производилась

на частоте СВЧ поля $9.34 \cdot 10^9$ Гц с приставкой, позволяющей устанавливать температуру образца в интервале $173 - 580^\circ\text{K}$ с точностью не хуже $\pm 2\text{K}$. Резонансные поля спин-волновых мод измерялись с помощью ЯМР магнитометра Ш 1-1. Поскольку в эпитаксиальных пленках чистого ИЖГ ростовая компонента одноосной анизотропии отсутствует, намагниченность насыщения определялась по резонансным полям при перпендикулярной H_\perp и параллельной H_\parallel ориентациях, с помощью соотношений

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_\perp - 4\pi M - 2\frac{H_{k1}}{3}, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_\parallel(H_\parallel + 4\pi M - \frac{H_{k1}}{2}), \quad (3)$$

где ω - круговая частота СВЧ поля, γ - гиромагнитное отношение, $H_{k1} = 2K_1/M$ - поле кубической анизотропии. Последнее определялось по методике, описанной в [10]. В пленках состава $(\text{YCdTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, обладающих точкой компенсации магнитного момента, $4\pi M$ определялась по интенсивности и ширине линии соответствующего однослойного аналога [11].

Константа обменного взаимодействия рассчитывалась по наклону дисперсионных кривых:

$$H_0 - H_n = 2Ak^2/M, \quad (4)$$

где H_0 , H_n - резонансные поля нулевой и n -й мод, соответственно. В случае двухслойной пленки, когда закрепление спинов имеет место только на одной границе слоя возбуждения, значения волнового числа k принимались равными $(n + \frac{1}{2})\pi/h$. При закреплении на обеих поверхностях слоя возбуждения (трехслойная пленка) граничные условия являются симметричными. В этом случае значения k принимались равными $(2n + 1)\pi/h$.

На рис.1 изображены дисперсионные зависимости для трехслойной пленки ИЖГ ($4\pi M = 1740$ Гс, $h = 0.87$ мкм). Видно, что с увеличением температуры происходит уменьшение наклона кривых $H_0 - H_n = f(2n + 1)^2$. При этом их линейность не нарушается. Отметим, что при диссипативном механизме закрепления спинов имеет место некоторое различие в наклоне дисперсионных кривых для перпендикулярной и параллельной ориентаций. Механизмы, приводящие к указанному различию, будут исследованы в последующих работах. Было установлено, что величина рассогласования дисперсионных кривых зависит от толщины слоя возбуждения. При толщинах последнего ≥ 1 мкм величина рассогласования не превышает погрешность измерений разности резонансных полей спин-волновых мод ($\sim 2\%$).

Для проверки возможного влияния степени закрепления на изменение наклона дисперсионных кривых при увеличении T было проведено сопоставление результатов, полученных для двух- и трехслойных пленок. Если изменение наклона обусловлено смещением узла спиновых волн на границе раздела слоев, что эквивалентно увеличению эффективной толщины слоя возбуждения, то, как легко показать, наличие третьего слоя (то есть симметричных граничных условий) должно приводить к удвоению этого эффекта. Однако в эксперименте с точностью до погрешности измерений наблюдалась идентичность температурных зависимостей угла наклона дисперсионных кривых двух- и трехслойных пленок с одинаковыми слоями возбуждения. Отметим, что при приближении к T_C наблюдалось уменьшение числа спин-волновых мод.

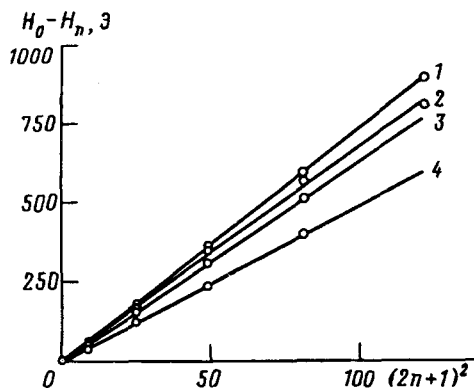


Рис.1. Зависимость наклона дисперсионных кривых от температуры: кривая 1 - 70 °С, 2 - 20 °С, 3 - 227 °С, 4 - 267 °С

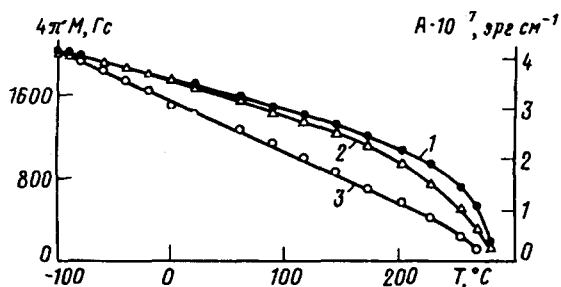


Рис.2. Температурные зависимости $A(T)$ (кривая 1), $4\pi M(T)$ (кривая 2) и $A_0(M(T)/M_0)^2$ (кривая 3) для пленки ИЖГ

На рис.2 приведены температурные зависимости константы обмена $A(T)$. Там же показаны зависимости $4\pi M(T)$. Как следует из полученных результатов, константа обменного взаимодействия уменьшается с ростом T быстрее по сравнению с $4\pi M$. Это особенно заметно в области высоких температур. В то же время зависимость $A(T)$ не совпадает с расчетной кривой $A = A_0(M(T)/M_0)^2$, полученной на основе выводов теории фазовых переходов второго рода [3, 5, 12]. В приведенном выражении индексом нуль обозначены экспериментальные значения A и M при -100°C . Из рисунка следует, что, за исключением небольшого интервала вблизи T_c , зависимость $A_0(M(T)/M_0)^2$ близка к линейной.

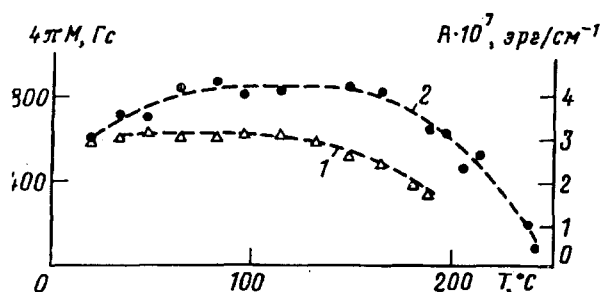


Рис.3. Температурные зависимости $A(T)$ (кривая 1) и $4\pi M(T)$ (кривая 2) для пленки состава $(\text{CdYTM})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$

На рис.3. показаны температурные зависимости A и $4\pi M$ в пленках состава $(\text{YCdTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, обладающих точкой компенсации магнитного момента. Температура Кюри для них составляла 238°C . Отметим, что зарегистрировать спектр СВР в таких пленках ниже точки компенсации не удавалось. При приближении к точке компенсации со стороны высоких температур происходит уменьшение $4\pi M$. В то же время уменьшение A не наблюдается, хотя, как следует из рис.2, 3, зависимость $A(T)$ для пленок, обладающих точкой компенсации магнитного момента, имеет характер, отличный от зависимости $A(T)$ для пленок ИЖГ.

-
1. А.Эшенфельдер, *Физика и техника цилиндрических магнитных доменов*, М.: Мир, 1983.
 2. А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский, *Спиновые волны*, М.: Наука, 1967.
 3. С.В.Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971.
 4. Г.С.Кринчик, *Физика магнитных явлений*, М.: Изд-во МГУ, 1985.
 5. J.S.Slonczewsky, A.P.Malozemoff, and E.A.Giess, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 396 (1974).
 6. А.Г.Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, М.: Наука, 1973.
 7. В.Ноеctra, R.P. van Staple, and J.M.Robertson, *J. Appl. Phys.* **48**, 382 (1977).
 8. E.Schlömann, *J. Appl. Phys.* **35**, 159 (1964).
 9. А.М.Зюзин, Н.Н.Куделькин, В.В.Рандошкин, Р.В.Телеснин, *Письма в ЖТФ* **9**, 177 (1983).
 10. А.М.Зюзин, Ал.М.Зюзин, *ФТТ* **29**, 3128 (1987).
 11. А.М.Зюзин, В.Н.Ваньков, В.В.Радайкин, *Письма в ЖТФ* **17(23)**, 65 (1991).
 12. С.Крупичка, *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов*, М.: Мир, т.2, 1976.