

УДК 539

ОТРАЖЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В МУЛЬТИСЛОЙНЫХ МАТЕРИАЛАХ С МОДУЛИРОВАННЫМИ МАГНИТНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

© Ю.И.Горобец, А.Н.Кучко, С.А.Решетняк

Донецкий государственный университет,

340055 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию 11 января 1995 г.

В окончательной редакции 1 сентября 1995 г.)

В приближении параметра порядка спиновой плотности найдено выражение для коэффициента отражения спиновых волн в магнетиках с периодической модуляцией параметров анизотропии и обменного взаимодействия. Исследована зависимость амплитуды отражения спиновых волн от их частоты и величины внешнего магнитного поля.

Физика мультислойных магнитных систем является одной из интенсивно развивающихся областей физики магнитных явлений [1-4]. Мультислойные материалы, представляющие собой материалы с периодически модулированными магнитными параметрами, обладают такими уникальными свойствами, как гигантское магнитосопротивление, высокая магнитная восприимчивость, гигантское фарадеевское вращение и др., что обуславливает возможность их широкого использования в микроэлектронике. Современные технологии позволяют получать искусственные мультислойные материалы с модуляцией не всех, а только отдельных параметров спиновой системы [4,5]. В частности, могут быть созданы материалы с модуляцией только величины константы обменного взаимодействия и (или) величины константы магнитной анизотропии, в то время как намагниченность насыщения может оставаться практически постоянной от слоя к слою [4]. Кроме того, в реальных магнитных материалах могут присутствовать как изолированные, так и периодически распределенные дефекты, которые приводят к локальному изменению величин обменного взаимодействия и анизотропии [6]. В феррит-гранатах неоднородности константы анизотропии могут быть также результатом квазипериодической модуляции поля внутренних напряжений, обусловленной когерентными флуктуациями распределения ионов в кристаллической решетке [7]. Периодические неоднородности обменного взаимодействия имеют место и в ферромагнетиках с периодически расположенными межфазными границами [8].

Кроме того, в последнее время в связи с освоением технологии выращивания пленок таких магнитных материалов, как железиттриевый гранат (ЖИГ), значительно повысился интерес к изучению процессов распространения спиновых волн (СВ). В настоящее время появилась возможность формирования на основе ЖИГ сложных структур (в том числе периодических), волновые и колебательные свойства которых удобно моделировать. ЖИГ обладает малым затуханием, что позволяет рассматривать его как перспективный материал для применения в устройствах спин-волновой микроэлектроники. В [9] подробно рассматриваются методы генерации и детектирования СВ, а также процессы их распространения в магнитостатическом приближении.

Как и в случае немагнитных мультислойных материалов [10], а также в случае мультислойных материалов типа магнетик-немагнетик [11], модуляция отдельных магнитных параметров, таких как обменное взаимодействие и (или) величина одноосной анизотропии, и возникающие при этом различного рода межслойные взаимодействия значительно меняют поведение системы магнитных пленок по сравнению с однослойными пленками, что должно влиять на процессы распространения СВ в этих материалах. Спектр СВ в такой системе был рассмотрен ранее в работе [12]. Целью данной работы является определение коэффициентов отражения и пропускания СВ в мультислойных материалах с модулированными магнитными параметрами.

Рассмотрим систему, состоящую из соприкасающихся полубесконечного магнетика с модулированными константами обменного взаимодействия α и анизотропии β и полубесконечного однородного магнетика. Мультислойный магнетик состоит из чередующихся однородно намагниченных ферромагнитных слоев с анизотропией типа легкая ось, лежащей в плоскости слоя. Слои параллельны плоскости соприкосновения однородного и мультислойного магнетика и имеют толщины a и b соответственно. Величины α и β принимают различные значения в соседних слоях (α_1, β_1 и α_2, β_2), но не меняются внутри одного слоя. Однородный магнетик имеет анизотропию типа легкая ось, параллельную оси легкого намагничивания мультислойного магнетика, константу обменного взаимодействия α_1 и константу одноосной анизотропии β_1 . Будем считать, что намагниченность насыщения M_0 однородна по всей толщине материала. Выберем систему координат, в которой ось Z направлена вдоль легкой оси, а ось X перпендикулярна плоскости слоев.

Следуя [13], представим распределение намагниченности в материале в виде

$$M(\mathbf{r}, t) = -M_0 \Psi^+(\mathbf{r}, t) \sigma \Psi(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где Ψ — квазиклассические волновые функции (спиноры), играющие роль параметра порядка спиновой плотности, \mathbf{r} — радиус-вектор декартовой системы координат, t — время, σ — матрицы Паули. Уравнения Лагранжа для Ψ имеют вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{H}_e(\mathbf{r}, t) \sigma \Psi(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где μ_0 — магнетон Бора, \mathbf{H}_e — эффективное магнитное поле.

Если параметры материала удовлетворяют условию $L \gg d$ [9], где L — характеристическая длина материала, $d = a + b$ — период функций

α и β , то в эффективном гамильтониане задачи можно пренебречь членами, описывающими магнитостатическое взаимодействие (по сравнению с обменным), и записать для \mathbf{H}_e следующее выражение [12]:

$$\mathbf{H}_e(\mathbf{r}, t) = [\alpha \nabla^2 - \beta(x)] \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{n}[\beta(x)M_0 + H_0]. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{n} — единичный вектор, направленный вдоль оси легкого намагничивания, ∇^2 — оператор Лапласа, H_0 — постоянное однородное магнитное поле, направленное вдоль оси Z .

Учитывая, что в основном состоянии материал намагничен параллельно \mathbf{n} , и полагая $M^2(\mathbf{r}, t) = \text{const}$, будем искать решение (2) в виде

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} \exp(i\mu_0 H_0 t / \hbar) \\ \chi(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\chi(\mathbf{r}, t)$ — малая добавка, характеризующая отклонение намагниченности от основного состояния. Линеаризуя уравнения (2) с учетом (3), (4) и проводя преобразование Фурье по времени и по координатам x , y , получаем [12]

$$\alpha \frac{\partial^2 \chi_{\omega, \mathbf{k}}(x)}{\partial x^2} - [\beta(x) + \alpha k^2 - \Omega + \tilde{H}_0] \chi_{\omega, \mathbf{k}}(x) = 0. \quad (5)$$

Здесь $\chi_{\omega, \mathbf{k}}(x)$ — Фурье-образ функции $\chi(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{k} = (0, k_y, k_z)$ — волновой вектор в плоскости yz , ω — частота, $\Omega = \omega \hbar / 2\mu_0 M_0$, $\tilde{H}_0 = H_0 / 2M_0$.

Уравнение (5) описывает динамику намагниченности в коротковолновом (обменном) приближении. Из (5) следует, что его решение должно быть непрерывным и иметь непрерывную производную $\partial \chi_{\omega, \mathbf{k}} / \partial x$. В этом случае уравнение (5) аналогично уравнению Шредингера для движения частицы в одномерном потенциале. Это дает возможность применить хорошо развитые методы квантовой механики для описания процессов, происходящих в мультислойных магнитных материалах. В частности, в [14] предложен метод рассмотрения рассеяния частиц на полубесконечном периодическом потенциале. Применим этот метод к решению уравнения (5).

Пусть на границу раздела со стороны однородного магнетика падает СВ. Амплитуда падающей волны χ_0 и амплитуда отраженной волны χ_r связаны между собой соотношением $\chi_r = R\chi_0$, где R — комплексный коэффициент отражения СВ от полубесконечной мультислойной структуры.

Согласно [14], имеем

$$R = \frac{\sqrt{(\rho + 1)^2 - \tau^2} - \sqrt{(\rho - 1)^2 - \tau^2}}{\sqrt{(\rho + 1)^2 - \tau^2} + \sqrt{(\rho - 1)^2 - \tau^2}}, \quad (6)$$

где ρ — коэффициент отражения СВ от отдельно взятого симметричного периода, а τ — соответствующий коэффициент прохождения. Находя решения уравнения (5) внутри каждого слоя и используя следующие граничные условия для $\chi_{\omega, \mathbf{k}}(x)$ на границе раздела слоев:

$$\chi_{\omega, \mathbf{k}}(x_0 - 0) = \chi_{\omega, \mathbf{k}}(x_0 + 0),$$

$$\alpha(x_0 - 0) \frac{\partial \chi_{\omega, k}}{\partial x} (x_0 - 0) = \alpha(x_0 + 0) \frac{\partial \chi_{\omega, k}}{\partial x} (x_0 + 0),$$

где x_0 — координата границы раздела слоев, для ρ и τ можно получить выражения

$$\rho = \frac{i [\alpha_2^2 \gamma_2^2 - \alpha_1^2 \gamma_1^2] \exp\{i\gamma_1 b\} \sin(\gamma_2 a)}{2\gamma_1 \gamma_2 \alpha_1 \alpha_2 \cos(\gamma_2 a) - i [\alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_1^2 \gamma_1^2] \sin(\gamma_2 a)},$$

$$\tau = \frac{2\gamma_1 \gamma_2 \alpha_1 \alpha_2 \exp\{i\gamma_1 b\}}{2\gamma_1 \gamma_2 \alpha_1 \alpha_2 \cos(\gamma_2 a) - i [\alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_1^2 \gamma_1^2] \sin(\gamma_2 a)}, \quad (7)$$

где $\gamma_i = \sqrt{(\Omega - \beta_i - \alpha_i k^2 - \tilde{H}_0)/\alpha_i}$, $i = 1, 2$.

Используя (7) и (6), получаем для комплексного коэффициента отражения СВ от полубесконечного мультислойного магнитного материала следующее выражение:

$$R = \frac{\sqrt{A_- B_-} - \sqrt{A_+ B_+}}{\sqrt{A_- B_-} + \sqrt{A_+ B_+}}. \quad (8)$$

Здесь

$$A_{\pm} = [(\alpha_2^2 \gamma_2^2 - \alpha_1^2 \gamma_1^2) \exp(i\gamma_1 b) \pm (\alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_1^2 \gamma_1^2)] \sin(\gamma_2 a) \pm$$

$$\pm i\gamma_1 \gamma_2 \alpha_1 \alpha_2 [2 \cos(\gamma_2 a) + \exp(i\gamma_1 b)],$$

$$B_{\pm} = [(\alpha_2^2 \gamma_2^2 - \alpha_1^2 \gamma_1^2) \exp(i\gamma_1 b) \pm (\alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_1^2 \gamma_1^2)] \sin(\gamma_2 a) \pm$$

$$\pm i\gamma_1 \gamma_2 \alpha_1 \alpha_2 [2 \cos(\gamma_2 a) - \exp(i\gamma_1 b)].$$

Выражение (8) для комплексного коэффициента отражения СВ R , а следовательно, и соответствующее ему выражение для модуля этого коэффициента $|R|$ являются многозначными функциями и имеют точки ветвления, определяемые решением уравнений

$$A_{\pm} B_{\pm} = 0. \quad (9)$$

Из различных возможных значений для $|R|$ выбираем то, которое стремится к нулю при $\alpha_2 \rightarrow \alpha_1$, $\beta_2 \rightarrow \beta_1$, что соответствует случаю однородного магнитного материала.

Анализ выражения (8) показывает, что имеет место сильная зависимость модуля коэффициента отражения от частоты. Соответствующий график при характерных значениях магнитных параметров мультислойной структуры [6] изображен на рис. 1. Наличие на графике участков с $|R| = 1$, очевидно, объясняется тем, что при данных значениях частоты волновой вектор СВ может быть только мнимым, что соответствует запрещенной зоне в спектре этого материала [12]. Границы запрещенных зон в данном случае определяются решениями уравнений (9). Распространяющаяся в мультислойной магнитной структуре с такой частотой волна будет испытывать следующие одно за другим кумулятивные отражения от отдельных элементов структуры (брэгговское отражение), что и приводит к полному отражению СВ от мультислойного материала.

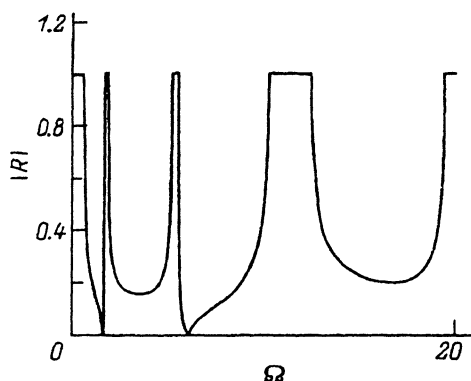


Рис. 1. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты.

$$\alpha_2/\alpha_1 = 2, \quad \beta_2/\beta_1 = 3, \quad a = 2,5\sqrt{\alpha/\beta}, \\ b = 1.5\sqrt{\alpha/\beta}.$$

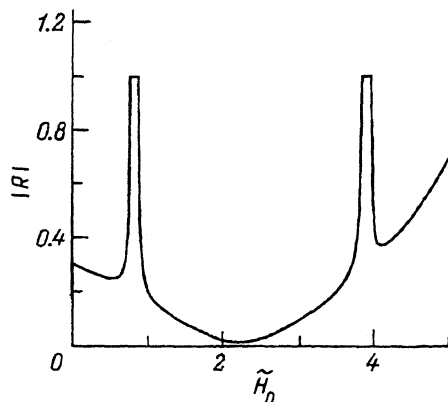


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения от величины внешнего магнитного поля. $\Omega = 8$.

В то же время, как видно из рис. 1, наряду с запрещенными зонами существуют также точки, соответствующие полному прохождению волны. Это объясняется тем, что при частотах, удовлетворяющих условию $\gamma_2 a = \pi n$ (n — целое число), коэффициент отражения СВ от отдельно взятого периода ρ обращается в нуль.

Положение характерных точек на графике зависимости $|R|$ от частоты существенным образом зависит от величины внешнего магнитного поля. На рис. 2 приведена зависимость $|R|$ от приложенного поля при фиксированной частоте. Как и следовало ожидать, путем изменения величины однородного внешнего магнитного поля можно в широких пределах управлять коэффициентом отражения СВ от полубесконечной мультислойной магнитной структуры с модулированными параметрами, что может быть использовано при создании устройств спин-волновой микроэлектроники.

Для учета слабого затухания в уравнении (2) необходимо дописать «вязкое» слагаемое [12]

$$-\frac{\eta \hbar}{2} \frac{\partial(\Psi + \sigma \Psi)}{\partial t} \sigma \Psi,$$

где η — параметр затухания Гильберта [13] (предполагается, что параметр затухания не изменяется от слоя к слою). После линеаризации с учетом (4) это приведет к следующей поправке в правой части уравнения (5):

$$2i\eta[\Omega + \tilde{H}_0]\chi_{\omega, \mathbf{k}}(x).$$

Эта поправка обуславливает пространственное затухание СВ с характерной глубиной затухания

$$l = \frac{\sqrt{\alpha(\Omega - \tilde{H}_0 - \beta)}}{\eta[\Omega + \tilde{H}_0]}.$$

Для того чтобы предложенная выше модель была применима, необходимо выполнение условия $l \gg d$, которое и является критерием малости диссипации в данной задаче. Оценки глубины затухания СВ в случае ЖИГ [15] показывают, что ее величина на несколько порядков превышает значение характеристической длины L ($L \approx 6 \cdot 10^{-6}$ см [9]). Таким образом, в случае ЖИГ для допустимого в рамках данной модели периода модуляции мультислойной структуры получаем оценку $d \ll 6 \cdot 10^{-6}$ см.

Исследования выполнены в рамках проекта, финансируемого Министерством образования Украины.

Список литературы

- [1] Gryndy P.J., Babkair S.S., Ohkoshi M. IEEE Trans. Magn. **25**, 5, 3621 (1989).
- [2] Fert A., Rihard J.P., Etienne P., Nguyen-van-Dau F., Greuzet G. Recherche **41**, 1, 1492 (1990).
- [3] Gorobets Yu.I., Kuchko A.N., Reshetniak S.A. In: Thesis of Int. Conf. on Magnetism. Warsaw (1994). P. 780.
- [4] Ignatchenko V.A., Iskhakov R.S., Mankov Yu.I. In: Thesis of International Conf. on Magnetism. Warsaw (1994). P. 781.
- [5] Исхаков Р.С., Чеканов А.С., Чеканова Л.А. ФТТ **32**, 2, 441 (1990).
- [6] Шамсутдинов М.А. ФТТ **33**, 11, 3336 (1991).
- [7] Клепарский В.Г., Дымченко Н.П. Микроэлектроника, 2, 182 (1988).
- [8] Власова Н.И., Кандаурова Г.С., Оноприенко Л.Г., Шеголева Н.Н. УФН **162**, 5, 161 (1992).
- [9] Данилов В.В., Зависляк М.В., Балинский М.Г. Спин-волновая электродинамика. Киев (1991). 212 с.
- [10] Карпов С.Ю., Столяров С.Н. УФН **163**, 1, 63 (1993).
- [11] Грибкова Ю.В., Каганов М.И. Письма в ЖЭТФ **47**, 11, 588 (1988).
- [12] Горобец Ю.И., Зюбанов А.Е., Кучко А.Н., Шеджури К.Д. ФТТ **34**, 5, 1486 (1992).
- [13] Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Киев (1988). 168 с.
- [14] Игнатович В.К. УФН **150**, 1, 145 (1986).
- [15] О'Делл Т. Ферромагнитодинамика. М. (1983). 256 с.