УДК 537.611 : 537.622

Ю. И. Гусева, Л. С. Похил, А. Н. Кучко

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТНОГО СЛОЯ НА КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН ОТ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО МАГНОННОГО КРИСТАЛЛА

В данной работе было рассмотрено влияние дефектного слоя на коэффициент отражения спиновых волн от полубесконечного магнонного кристалла. Установлено, что коэффициент отражения зависит от параметров материала и частоты волны.

Ключевые слова: магнонный кристалл, спиновая волна, дефектный слой.

Введение. В последние годы магнонные кристаллы (МК) проявили себя как одни из наиболее интересных и перспективных наноматериалов в развитии СВЧ-техники и оптоэлектроники. Они являются многообещающими объектами при решении задач миниатюризации электронных элементов, уменьшения их энергопотребления. Также, изучение магнонных кристаллов представляет интерес в связи с идеей использования распространяющихся в них спиновых волн (СВ) как носителей информации.

Сейчас акцент в изучении магнетиков, смещается от идеальных структур к моделям все более близким к реальным. Разрабатывают новые подходы для управления параметрами запрещенной зоны магнонных кристаллов, основанных на формировании в периодической структуре МК дефектов. В частности, в работах [1, 2] исследуют изменения спектра спиновых волн со структурным и изолированным дефектом. В [3] был предложен метод расчета дефектного слоя в двух связанных полубесконечных мультислойных магнетиках. В данной работе будет рассматриваться модель мультислойного магнетика с дефектным слоем, в котором анизотропия отлична от других слоев.

Целью работы является получить систему для определения коэффициента отражения. Для решения поставленной задачи будем пользоваться методом матриц преобразований.

Модель материала, уравнения движения и граничные условия. Рассмотрим идеальный (без магнитной вязкости) МК, представляющий собой систему двух чередующихся однородных магнитных слоев толщины соответственно d_1 и d_2, характеризующихся различными величинами константы одноосной анизотропии в каждом слое β_1 и β_2. Пусть после N «основных» слоев находится дефектный слой толщины d_3, в котором величина константы одноосной анизотропии β_3. Выберем в качестве оси z направление, перпендикулярное к плоскости слоев.

Таким образом, координатная зависимость анизотропии задается, как это изображено на рис. 1.

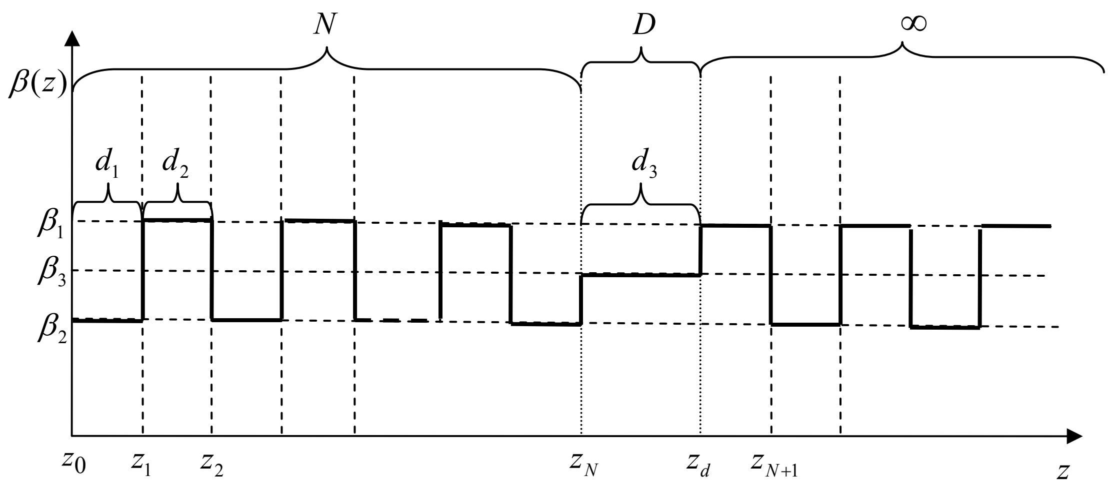

Рис. 1. Координатная зависимость анизотропии

Для описания динамики магнитного момента $\vec{M}(\vec{r},t)$ воспользуемся уравнением Ландау-Лифшица [4]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -g\left[\vec{M} \times \left\{\left(\beta\left(\vec{M}\,\vec{n}\right)\right)\vec{n} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\left(\alpha \frac{\partial \vec{M}}{\partial \vec{r}}\right)\right\}\right], \qquad (1)$$

где $\vec{M}$ – намагниченность, $\vec{r}$ – направление намагниченности, g – гиромагнитное отношение, α – обменный параметр, $\vec{n}$ – направление оси магнитной анизотропии, перпендикулярное оси z. Постоянная часть намагниченности $\vec{M}$ также направлена вдоль этой оси.

Рассмотрим малые отклонения $\vec{m}_j$ намагниченности в отдельном слое ($j=1...3$) от основного состояния. Для этого представим распределение намагниченности в виде

$$\vec{M}_j\left(\vec{r},t\right)=\vec{n}\,M_0+\vec{m}_j\left(\vec{r},t\right),\quad \left|m_j\right|<<M_0. \tag{2}$$

Проводя линеаризацию (1) с учетом разложения (2) и постоянства длины вектора намагниченности в слоях $\left[\vec{M}_j\left(\vec{r},t\right)\right]^2=M_0^2$, переходя ко временным фурье-компонентам $\vec{m}_j\left(\vec{r},t\right)=\vec{m}_j\,\exp\left\{i\omega t\right\}$ и вводя переменную $\mu=m_x+i\,m_y$, получаем следующее уравнение, описывающее распространение СВ в каждом из слоев МК

$$\frac{d^2\mu_i(z)}{dz^2}+k_i^2(z)\,\mu_i(z)=0\quad (j=1...4), \tag{3}$$

где $k_i(z)=\sqrt{\left(\Omega-\beta_i(z)\right)/\alpha}$, $\Omega=\omega/gM_0$.

На границах раздела слоев (z_j – координата границы раздела) решения уравнений (3) в каждом слое должны удовлетворять граничным условиям, которые в обменном пределе имеют вид

$$\left.\mu_j\right|_{z_j}=\left.\mu_{j+1}\right|_{z_j},\quad \left.\frac{\partial\mu_j}{\partial z}\right|_{z_j}=\left.\frac{\partial\mu_{j+1}}{\partial z}\right|_{z_j}. \tag{4}$$

Кроме того, решение (3) должно удовлетворять условию периодичности, то есть величины намагниченности $\vec{m}_j$ на границах периода $z=0$ и $z=L$ могут отличаться только на фазовый множитель

$$\mu(0)=e^{iKL}\mu(L), \tag{5}$$

где K – квазиволновое число.

Для первого ($0<z<z_1$) и второго ($z_1<z<z_2$) слоев решение уравнения (3) имеет вид плоских волн

$$\mu_1(z)=\mu_1^+\,e^{+ik_1z}+\mu_1^-\,e^{-ik_1z},\quad \mu_2(z)=\mu_2^+\,e^{+ik_2z}+\mu_2^-\,e^{-ik_2z}. \tag{6}$$

Решение поставленной задачи. Для нахождения коэффициента отражения для данной структуры разделим модель на три части (рис. 1) и для каждой решим задачу о нахождении матрицы преобразования.

Первая часть – это идеальный магнонный кристалл, который представляет собой систему двух чередующихся однородных магнитных слоев. Однородные слои характеризуются различными значениями одноосной анизотропии в каждом слое: β_1 и β_2, и толщиной d_1 и d_2.

Мы будем пользоваться методом матриц преобразования, поэтому для каждого слоя составим соответствующую ему матрицу. В силу граничных условий (5), вектор $U(z)$ должен быть непрерывен на границе раздела слоев, поэтому значения в начале и конце периода должны быть связаны соотношением

$$U\left(0\right)=M\,U\left(L\right), \tag{7}$$

где для первой части структуры

$$M=M_N=M_0^N, \tag{8}$$

M_0 – матрица преобразования одного периода структуры.

Пусть на границу магнетика слева падает волна с единичной амплитудой и фазой e^{ik_1z}, тогда отраженную волну можно представить как ρe^{ik_1z} и прошедшую через период волну – τe^{ik_1z}.

Решение уравнения Ландау-Лифшица для падающей, прошедшей через первый слой, через второй слой волны и волны, что прошла через период имеет вид

$$\begin{gathered}\mu_1(z)=e^{+ik_0z}+\rho\,e^{-ik_0z},\quad \mu_2(z)=\mu_1^+\,e^{+ik_1z}+\mu_1^-\,e^{-ik_1z},\\ \mu_3=\mu_2^+\,e^{+ik_2z}+\mu_3^-\,e^{-ik_2z},\quad \mu_4(z)=\tau\,e^{+ik_2z}.\end{gathered} \tag{9}$$

Используя метод матриц преобразования, имеем выражение, которое связывает начало первого слоя с концом с помощью матрицы

$$U(z_0)=\hat{M}_1 U(z_1), \quad \hat{M}_1=\begin{pmatrix} \cos(k_1 d_1) & -k_1\sin(k_1 d_1) \\ k_1^{-1}\sin(k_1 d_1) & \cos(k_1 d_1) \end{pmatrix}, \tag{10}$$

где

$$U(z)=\begin{pmatrix} \mu(z) \\ \sigma(z) \end{pmatrix}, \quad \begin{matrix} \sigma_1=ik_0 e^{+ik_0 z}-ik_0\rho e^{-ik_0 z}, & \sigma_3=ik_2\mu_2^+ e^{+ik_2 z_2}-ik_2\mu_2^- e^{-ik_2 z_2}, \\ \sigma_2=ik_1\mu_1^+ e^{+ik_1 z_0}-ik_1\mu_1^- e^{-ik_1 z_0}, & \sigma_4=ik_3\tau e^{+ik_3 z}. \end{matrix} \tag{11}$$

Для второго слоя аналогичным образом получаем

$$\hat{M}_2=\begin{pmatrix} \cos(k_2 d) & -k_2\sin(k_2 d) \\ k_2^{-1}\sin(k_2 d) & \cos(k_2 d) \end{pmatrix}. \tag{12}$$

А значит матрица преобразования для одного периода равна

$$\hat{M}_0=M_1 M_2=\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}, \tag{13}$$

где

$$\begin{gathered} m_{11}=\cos k_1 d\cos k_2 d-\frac{k_1}{k_2}\sin k_1 d\sin k_2 d, \quad m_{12}=-k_2\sin k_2 d\cos k_1 d-k_1\sin k_1 d\cos k_2 d, \\ m_{21}=\frac{1}{k_1}\sin k_1 d\cos k_2 d+\frac{1}{k_2}\sin k_2 d\cos k_1 d, \quad m_{22}=-\frac{k_2}{k_1}\sin k_1 d\sin k_2 d+\cos k_1 d\cos k_2 d. \end{gathered} \tag{14}$$

Посчитав матрицу M_0, подставим ее в (2) и применим формулу Абелеса для нахождения компонент матрицы M_N

$$M_0^N=\begin{pmatrix} m_{11}U_{N-1}(x)-U_{N-2}(x) & m_{12}U_{N-1}(x) \\ m_{21}U_{N-1}(x) & m_{22}U_{N-1}(x)-U_{N-2}(x) \end{pmatrix}, \tag{15}$$

где $x=(m_{11}+m_{22})/2$, $U_{N-1}(x)=\sin(Nx)/\sin x.$

Аналогично, решим задачу для получения матриц преобразования для второй и третей части модели.

Вторая часть структуры представляет собой магнонный кристалл из одного слоя толщины d_3, характеризующийся одноосной анизотропии β_3.

Решение уравнения Ландау-Лифшица для падающей, прошедшей через дефектный слой и волны, что прошла через слой имеет вид

$$\begin{gathered} \mu_N(z)=\mathrm{T_N} e^{+ik_N z}+R_N\, e^{-ik_N z}, \quad \mu_d(z)=T_d\, e^{+ik_d z}+R_d\, e^{-ik_d z}, \\ \mu_{N+1}(z)=T_{N+1}\, e^{+ik_{N+1} z}. \end{gathered} \tag{16}$$

Используя граничные условия, составляем систему уравнений

$$U(z_N)=\hat{M}_d U(z_d), \quad \hat{M}_d=\begin{pmatrix} \cos(k_d d_3) & -k_3\sin(k_1 d_3) \\ k_3^{-1}\sin(k_d d_3) & \cos(k_1 d_3) \end{pmatrix}. \tag{17}$$

Для третей части полубесконечного мультислойного магнетика матрица преобразования имеет вид

$$M_\infty=\lim_{N\to\infty} M_0^N=\begin{pmatrix} m_{11}^\infty & m_{12}^\infty \\ m_{21}^\infty & m_{22}^\infty \end{pmatrix}. \tag{18}$$

Таким образом, разделив задачу на три более простые, находим для каждой матрицу преобразований и для общей модели имеем

$$\begin{pmatrix} 1+R \\ ik_1(1-R) \end{pmatrix}=\hat{M}\begin{pmatrix} T_\infty e^{ik_{N+1} l}+R_\infty e^{-ik_{N+1} l} \\ ik_{N+1}(T_\infty e^{ik_{N+1} l}-R_\infty e^{ik_{N+1} l}) \end{pmatrix}, \quad \hat{M}=M_N M_D M_\infty=\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}, \tag{19}$$

где R_∞ – коэффициент отражения волны от третей части модели, T_∞ – коэффициент прохождения волны через все слои.

Выразим из полученной системы уравнений коэффициент отражения от всей структуры

$$R = \frac{k_1 M_{11} - k_{N+1} M_{22} + i(k_{N+1} k_1 M_{12} + M_{21})}{k_1 M_{11} + k_{N+1} M_{22} + i(k_{N+1} k_1 M_{12} - M_{21})}. \tag{20}$$

Таким образом, имеем систему уравнений для определения коэффициента отражения для нашей модели. Коэффициент отражения зависит от толщины слоев, значений одноосной анизотропии, расположения, относительно других слоев, дефектного слоя, частоты и от обменного параметра.

Выводы. В данной работе была получена система уравнений для нахождения коэффициента отражения спиновых волн от полубесконечного магнетика с дефектным слоем. Установлено, что коэффициент отражения будет зависеть от толщины слоев, значений одноосной анизотропии, относительного расположения дефектного слоя, частоты и обменного параметра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuchko A. N. Spin wave spectrum of a magnonic crystal with an internally structured defect / A. N. Kuchko, M. L. Sokolovskii, V. V. Kruglyak // Physica B. – 2005. – Vol. 370, No 1–4. – P. 73–77.
2. Spin wave spectrum of a magnonic crystal with an isolated defect / V. V. Kruglyak, M. L. Sokolovskii, V. S. Tkachenko, A. N. Kuchko // Journal of applied physics. – 2006. – Vol. 99, No 8. – P. 1–3.
3. Klos J. W. Symmetry-related criteria for the occurrence of defect states in magnonic superlattices / J. W. Klos, V. S. Tkachenko // Journal of applied physics. – 2013. – Vol. 133, No 7. – P. 1–9.
4. Ахиезер А. И. Спиновые волны / А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский. – М.: Наука, 1967. – 368 с.

Поступила в редакцию 05.03.2014 г.

РЕЗЮМЕ

В даній роботі було розглянуто вплив дефектного шару на коефіцієнт відбиття спінових хвиль від напівнескінченого магнонного кристалу. Встановлено, що коефіцієнт відбиття залежить від параметрів матеріалу та частоти хвилі.

Ключові слова: магноний кристал, спінова хвиля, дефектний шар.

SUMMARY

Problem of the influence of the defect layer on the reflection coefficient of the spin waves from a semi-infinite magnonic crystal was considered. It was established that the reflection coefficient depends on material parameters and frequency of spin wave.

Keywords: magnonic crystal, spin wave, defect layer.