

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья
УДК 538.11

DOI: 10.18500/0869-6632-003009
EDN: XMGPNG

Спектр обменных спиновых волн в одномерном магнитном кристалле с антиферромагнитным упорядочением

В. Д. Пойманов

Институт синтетических полимерных материалов им. Н. С. Ениколопова РАН, Москва, Россия
Московский государственный университет геодезии и картографии, Россия
E-mail: Vladislav.Poymanov@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.04.2022, принята к публикации 21.07.2022,
опубликована 30.09.2022

Аннотация. Цель исследования заключается в том, чтобы показать, что условия распространения обменных спиновых волн (ОСВ) в асимметричной сверхрешетке с антиферромагнитно упорядоченными ячейками существенно зависят от киральности прецессии намагниченности ОСВ (поляризации, «магнитного псевдоспина»). *Метод.* При построении спектров ОСВ применяются модель Кронинга–Пенни (метод трансфер-матрицы) и уравнение Ландау–Лифшица для определения характера волн в ячейках. В случае одноосной среды существует ОСВ только одного типа, поэтому при сшивке полей на границе сохранение киральности является существенным фактором, благодаря которому ОСВ в одной ячейке всегда является бегущей, а в другой — эванесцентной. Таким образом, сверхрешетка для ОСВ является эффективным периодическим «потенциалом», в котором асимметрия может быть реализована либо приложением внешнего поля, либо различием в толщине и/или физических свойствах материалов ячеек. *Результаты.* На основании анализа спектра построены карты зон пропускания для ОСВ разной киральности в трех представлениях — «блоховское волновое число – частота», «частота – относительная толщина ячейки», а также в плоскости волновых чисел ячеек. Показано, что наличие асимметрии приводит к различию в ширине зон пропускания волн разной киральности. Для конечной структуры построены частотные зависимости коэффициентов пропускания и отражения ОСВ. Также обнаружено усиление затухания ОСВ вблизи границ зон пропускания. *Заключение.* Результаты исследования могут быть использованы при конструировании магнитных вентилялей и других устройств на ОСВ, в которых можно управлять их киральностью.

Ключевые слова: магнитная сверхрешетка (кристалл), обменные спиновые волны, зоны пропускания, киральность прецессии, коэффициенты рассеяния.

Благодарности. Автор выражает благодарность В. В. Кругляку (университет г. Эксетер) за плодотворные обсуждения и рекомендации.

Для цитирования: Пойманов В. Д. Спектр обменных спиновых волн в одномерном магнитном кристалле с антиферромагнитным упорядочением // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 644–655. DOI: 10.18500/0869-6632-003009. EDN: XMGPNG

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Spectrum of exchange spin waves in a one-dimensional magnonic crystal with antiferromagnetic ordering

V. D. Poimanov

Enikolopov Institute of Synthetic Polymeric Materials
of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Moscow State University of Geodesy and Cartography, Russia
E-mail: Vladislav.Poymanov@yandex.ru
Received 21.04.2022, accepted 21.07.2022, published 30.09.2022

Abstract. Purpose of the study is to show that the conditions for the propagation of exchanged spin waves (ESWs) in an asymmetric superlattice with antiferromagnetically ordered cells depend significantly on the chirality of the precession of the ESW magnetization (polarization, “magnon pseudospin”). *Method.* When constructing the EWS spectra, the Croning–Penny model (transfer-matrix method) and the Landau–Lifshitz equation are used to determine the nature of the waves in the cells. In the case of a uniaxial medium, there is only one type of ESW, therefore, when fields are joined at the boundary, the conservation of chirality is an essential factor due to which the ESW in one cell is always traveling, and in the other — evanescent. Thus, a superlattice for ESW is an effective periodic “potential” in which asymmetry can be realized either by applying an external field, or by a difference in the thickness and/or physical properties of the cell materials. *Results.* Based on the analysis of the spectrum, maps of the transmission zones for ESW of different chirality were constructed in three representations — “Bloch wave number–frequency”, “frequency–relative cell thickness”, as well as in the plane of cell wave numbers. It is shown that the presence of asymmetry leads to a difference in the width of the transmission zones for waves of different chirality. For a finite structure, the frequency dependences of the transmission and reflection coefficients of the ESW are plotted. An increase in the attenuation of the ESW near the boundaries of the transmission zones was also found. *Conclusion.* The results of the study can be used in the design of magnon valves and other devices based on ESW, in which their chirality can be controlled.

Keywords: magnetic superlattice (crystal), exchanged spin waves, transmission bands, precession chirality, scattering coefficients.

Acknowledgements. The author would like to thank V. V. Kruglyak (University of Exeter) for fruitful discussions and recommendations.

For citation: Poimanov V. D. Spectrum of exchange spin waves in a one-dimensional magnonic crystal with antiferromagnetic ordering. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2022;30(5):644–655. DOI: 10.18500/0869-6632-003009

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Введение

Принципиальной основой работы любого логического устройства является возможность дифференцировать по меньшей мере два его состояния. Так, например, в электронике логические «ноль» и «единица» идентифицируются с отсутствием и наличием тока. В квантовой физике состояния двух электронов с одинаковой пространственной волновой функцией могут отличаться значением спина и при этом их поведение в нулевом магнитном поле будет одинаковым. Внешнее магнитное поле позволяет селектировать их спиновому числу, в результате чего их энергии будут разными.

Наличие специфических для передачи сигналов свойств у обменных спиновых волн (ОСВ) открывает более широкий диапазон возможностей их управлением [1]. Таким параметром для спиновых волн является их поляризация (киральность прецессии намагниченности). По аналогии с упомянутой выше моделью, определенную киральность ОСВ можно отождествить с «магنونным псевдоспином».

В самом простом случае изолированного магнитного момента характер его движения является ларморовской прецессией, при которой конец вектора намагниченности описывает окружность

в направлении по часовой стрелке при наблюдении вдоль равновесной намагниченности (так называемая правосторонняя прецессия). При тех же условиях прецессия в противоположном направлении является антиларморовской и, в силу уравнения Ландау–Лифшица, невозможна для изолированного магнитного момента. Однако при наличии обменного поля, описываемого множителем $\lambda^2 k^2$ (λ – обменная длина, k – волновое число), эффективное поле отрицательно, если волновое число является мнимым. Соответствующая волна, называемая эванесцентной (затухающей), локализована вблизи границы и не может существовать в неограниченной среде [2–7]. Отметим, что эванесцентные волны в магнетиках встречаются довольно часто. Однако они, как правило, являются магнитостатическими и неоднородными вдоль толщины пленки [8]. В данной работе неоднородная ОСВ локализована вблизи границы и затухает вдоль самой пленки.

Рассеяние ОСВ и граничные условия к ним рассматривались ранее [9, 10]. В работах [2–4] было показано, что в магнитной структуре с одноосной анизотропией бегущие и эванесцентные ОСВ имеют взаимно противоположные круговые поляризации по отношению к равновесной намагниченности. При переходе границы ячеек с противоположной намагниченностью бегущая волна становится эванесцентной и наоборот; при этом поляризация (псевдоспин) ОСВ сохраняется [2]. Используя это обстоятельство, рассмотрим ее распространение в одномерном магнитном кристалле с ячейками, в которых равновесные намагниченности ориентированы антипараллельно. Исследуем трансформацию спектра пропускания такой структуры, обусловленную как различием толщин ячеек, так и приложением внешнего поля.

1. Распространение ОСВ в неограниченной антиферромагнитной сверхрешетке

Выберем нормаль к границам слоев в качестве оси z , а направление легкой оси одноосной анизотропии и равновесной намагниченности ячеек – в качестве оси x , по отношению к которой будем определять поляризацию ОСВ. В одноосной среде в каждой из ячеек ОСВ являются либо бегущими, либо эванесцентными в зависимости от соотношения между поляризацией волны и ориентацией равновесной намагниченности [3], для которой индексы «U» и «D» обозначают параллельную либо антипараллельную ориентацию по отношению к оси x , соответственно.

Отметим, что в двуосных материалах могут присутствовать волны обоих типов [4].

Структура на рис. 1 по волновым свойствам является известной моделью Кронинга–Пенни. Однако различие в геометрических или магнитных параметрах ячеек приводит к различию в условиях распространения ОСВ с разными поляризациями. Аналогичный эффект достигается приложением внешнего поля. В результате спектр пропускания может иметь невзаимный характер. Отметим, что в симметричной структуре, для которой внешнее поле равно нулю и толщины ячеек одинаковы, эффекты невзаимности отсутствуют, то есть при изменении знака равновесных намагниченностей в ячейках спектр не изменяет свой вид. В одноосных материалах, где прецессия является круговой, динамику намагниченности

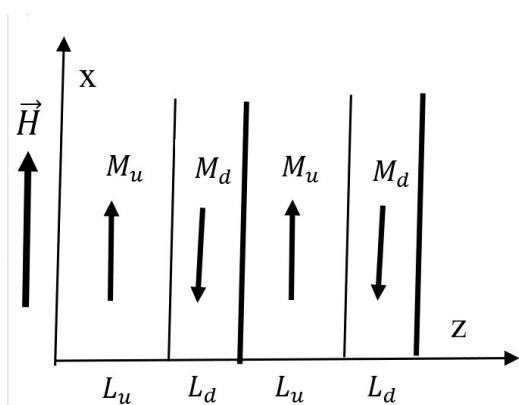


Рис. 1. Геометрия структуры. Ячейка U занимает область $z = [0, L_u] + NL$ ($L = L_u + L_d$), а ячейка D – $z = [L_u, L] + NL$, где N – целое число

Fig. 1. The geometry of the structure. Cell U occupies an area $z = [0, L_u] + NL$ ($L = L_u + L_d$), and cell D occupies an area $z = [L_u, L] + NL$, where N – is integer

можно задать одной скалярной переменной ψ , являющейся амплитудой нормированной динамической намагниченности, как это было сделано, например, в [10]. Используя стандартный метод матрицы переноса [11], находим, что значения динамических переменных через период связаны соотношением:

$$\begin{pmatrix} \psi \\ \psi' \end{pmatrix} (z + L) = \hat{T}, \quad \begin{pmatrix} \psi \\ \psi' \end{pmatrix} (z) = e^{iKL} \begin{pmatrix} \psi \\ \psi' \end{pmatrix} (z), \quad (1)$$

где «штрих» означает производную по координате вдоль нормали к границе,

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} \cos(k_d L_d) & \frac{\sin(k_d L_d)}{k_d} \\ -k_d \sin(k_d L_d) & \cos(k_d L_d) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(k_u L_u) & \frac{\sin(k_u L_u)}{k_u} \\ -k_u \sin(k_u L_u) & \cos(k_u L_u) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

K — блоховское волновое число. Следующее отсюда дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\cos KL = \cos(k_u L_u) \cos(k_d L_d) - \frac{1}{2} \left(\frac{k_u}{k_d} + \frac{k_d}{k_u} \right) \sin(k_u L_u) \sin(k_d L_d), \quad (3)$$

где k_u, k_d — волновые числа в соответствующих ячейках, которые находятся из уравнения Ландау–Лифшица:

$$\dot{\mathbf{M}}_n + \gamma [\mathbf{M}_n \times \mathbf{H}_{\text{ef}}] = 0. \quad (4)$$

С учетом вида эффективного поля

$$\mathbf{H}_{\text{ef},n} = H \mathbf{n}_x - (\lambda_n^2 k^2 + \beta_n)(m_{ny} \mathbf{n}_y + m_{nz} \mathbf{n}_z), \quad (5)$$

где λ_n — обменная длина, β_n — константа легкоосной анизотропии, $H > 0$ — величина внешнего поля, и периодической зависимости динамических переменных $\mathbf{m}_n \exp i(k_n z - \omega t) = (0, m_{ny}, m_{nz})$ из (4) получаем линеаризованные уравнения для циклических компонент каждого слоя ($m_{n\pm} = m_y \pm i m_z$):

$$\left(\lambda_n^2 k^2 + \beta_n + \sigma_n \frac{\omega_H \pm \omega}{\omega_n} \right) m_{n\pm} = 0, \quad (6)$$

где $\omega_H = \gamma H$, $\sigma_n = \pm 1$ — маркеры ориентации равновесной намагниченности по отношению к оси x .

Отметим, что бегущие волны с ларморовской прецессией в неограниченной структуре имеют правую поляризацию в U-ячейках и левую — в D-ячейках. Напротив — эванесцентными (с антиларморовской прецессией) являются правые волны в D-ячейках и левые — в U-ячейках.

При распространении правой волны (R), в которой вращение намагниченности происходит по часовой стрелке при наблюдении вдоль оси x , отличной от нуля является компонента m_{n-} . Уравнение (6) для нее имеет вид:

$$\left(\lambda_n^2 k_n^2 + \beta_n + \sigma_n \frac{\omega_H - \omega}{\omega_n} \right) m_{n-} = 0. \quad (7)$$

Тогда в этом случае

$$k_{uR}^2 = \frac{\omega - (\beta_u \omega_u + \omega_H)}{\omega_u \lambda_u^2} > 0, \quad k_{dR}^2 = -\frac{\omega + (\beta_d \omega_d - \omega_H)}{\omega_d \lambda_d^2} < 0, \quad (8)$$

то есть – в U-ячейке волна является бегущей, а в D-ячейке – эванесцентной. При этом должны быть выполнены условия для частоты $\omega > \omega_0 = \beta_u \omega_u + \omega_H$ и величины внешнего поля $\beta_d \omega_d - \omega_H > 0$. Первое из них означает, что частота распространяющейся ОСВ выше активационной (частота однородного ферромагнитного резонанса в U-ячейке), а второе обеспечивает устойчивость антипараллельной ориентации намагниченности по отношению к полю в D-ячейке.

Для левой волны (L), где вращение намагниченности происходит против часовой стрелки при наблюдении вдоль оси x , $m_{n+} \neq 0$:

$$\left(\lambda_n^2 k_n^2 + \beta_n + \sigma_n \frac{\omega_H + \omega}{\omega_n} \right) m_{n+} = 0. \quad (9)$$

В этом случае получаем

$$k_{uL}^2 = -\frac{\omega + (\beta_u \omega_u + \omega_H)}{\omega_u \lambda_u^2} < 0, \quad k_{dL}^2 = \frac{\omega - (\beta_d \omega_d - \omega_H)}{\omega_d \lambda_d^2} > 0. \quad (10)$$

Заметим, что при переключении равновесной намагниченности меняется и тип волн в каждой ячейке. Отметим, что волновые числа бегущей и эванесцентной волн для любой частоты связаны соотношением

$$\omega_u \lambda_u^2 k_u^2 + \omega_d \lambda_d^2 k_d^2 = -(\beta_u \omega_u + \beta_d \omega_d), \quad (11)$$

куда не входит частота. По аналогии с [12, 13] назовем уравнение (11) линией спектра.

Рассмотрим наиболее важный частный случай, когда магнитные параметры слоев одинаковы, и введем безразмерные переменные – волновые числа $\xi_u = k_u^2 L^2$, $\xi_d = k_d^2 L^2$, относительную толщину слоев $L_u/L = \varepsilon$, $L_d/L = 1 - \varepsilon$ и параметр $\Delta = L^2/\lambda^2$. Тогда (3) и (11) перепишутся в виде:

$$\cos KL = \cos(\sqrt{\xi_u} \varepsilon) \cos(\sqrt{\xi_d} (1 - \varepsilon)) + \beta \Delta \frac{\sin(\sqrt{\xi_u} \varepsilon)}{\sqrt{\xi_u}} \frac{\sin(\sqrt{\xi_d} (1 - \varepsilon))}{\sqrt{\xi_d}}, \quad (12)$$

$$\xi_u + \xi_d = -2\beta \Delta.$$

Приведенный спектр обладает симметрией по отношению к замене $U \leftrightarrow D$ (что соответствует переключению равновесных намагниченностей) и одновременной замене $\varepsilon \leftrightarrow (1 - \varepsilon)$, так как такая замена соответствует переходу к той же структуре, сдвинутой на ячейку. Одновременно с переключением намагниченностей изменяется и тип волн (бегущая \leftrightarrow эванесцентная) в каждой ячейке для обоих типов поляризации. Безразмерные волновые числа имеют вид:

$$\xi_{uR} = \Delta (\Omega - \beta - \Omega_H), \quad \xi_{dR} = -\Delta (\Omega + \beta - \Omega_H) \quad (13)$$

для правой волны и

$$\xi_{uL} = -\Delta (\Omega + \beta + \Omega_H), \quad \xi_{dL} = \Delta (\Omega + \beta + \Omega_H) \quad (14)$$

для левой. Здесь $\Omega = \omega/\omega_M$, $\Omega_H = \omega_H/\omega_M$ – безразмерные частоты. Как видно из (12), трансформация зон пропускания (ЗП) сводится просто к сдвигу по частоте. Если внешнее магнитное поле положительно – ЗП правых волн сдвигаются вверх, а левых – вниз, и наоборот. Следует отметить, что для обоих типов поляризации число ЗП волн обеих поляризаций является неограниченным при любом ε . Однако их ширина быстро убывает с ростом номера зоны. На рис. 2 приведена схема ЗП на диаграмме «относительная толщина слоя U – безразмерная частота ОСВ Ω » для каждого типа поляризации. ЗП соответствуют пересечению горизонтальных прямых $\varepsilon = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ и 0.9 со светлыми областями. Очевидно, что при всех значениях, кроме $\varepsilon = 0.5$, схемы

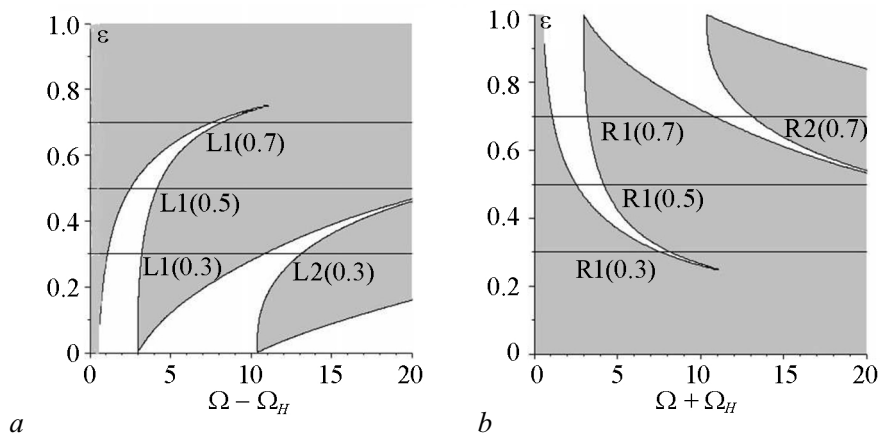


Рис. 2. Карта зон пропускания левой (а) и правой (b) волн на диаграмме параметров «относительная толщина слоя U — безразмерная частота ОСВ Ω »

Fig. 2. The map of the transmission zones of the left (a) and right (b) waves on the diagram of parameters “relative layer thickness U — dimensionless frequency of ESW Ω ”

запрещенных зон для правых и левых волн отличаются, что наглядно иллюстрирует различие в условиях распространения, обусловленное их поляризацией.

Для каждого из этих значений ε на рис. 3 зонная карта изображена в другом представлении — в переменных $k_u^2 \lambda^2, k_d^2 \lambda^2$, где ЗП соответствует пересечение светлых областей с линией спектра. Правым волнам соответствуют зоны в четвертой четверти, а левым — во второй. Наконец, на рис. 4 ЗП построены в переменных «блоховское волновое число — безразмерная частота Ω ». Частотные зависимости для правых волн внешнее положительное поле сдвигает вверх, а для левых — вниз.

Таким образом, представленные на рис. 2, 3, 4 ЗП иллюстрируют зависимость условий распространения ОСВ от их поляризации при нарушении симметрии структуры в ячейке. С увеличением ε ЗП правых волн увеличиваются и сужаются, а левых — наоборот. Это связано с уменьшением относительного объема ячеек, в которых волны являются эванесцентными. Отметим, что полученные зависимости симметричны относительно одновременной замены поляризации $L \leftrightarrow R$ и относительной толщины $\varepsilon \leftrightarrow 1 - \varepsilon$.

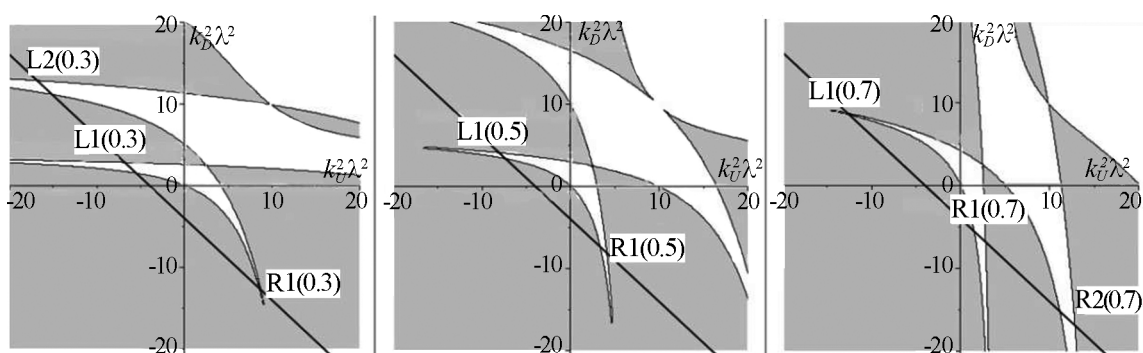


Рис. 3. Карты зон пропускания (белый фон) и запрещенных зон (серый) для относительных толщин слоя U $\varepsilon = 0.3, 0.5$ и 0.7 , построенные на диаграмме переменных $(k_u^2 \lambda^2, k_d^2 \lambda^2)$. Прямая изображает линию спектра (8)

Fig. 3. Maps of allowed (white background) and forbidden (gray) zones for relative layer thicknesses U at $\varepsilon = 0.3, 0.5$ and 0.7 , built on the diagram of variables $(k_u^2 \lambda^2, k_d^2 \lambda^2)$. The straight line depicts the spectrum line (8)

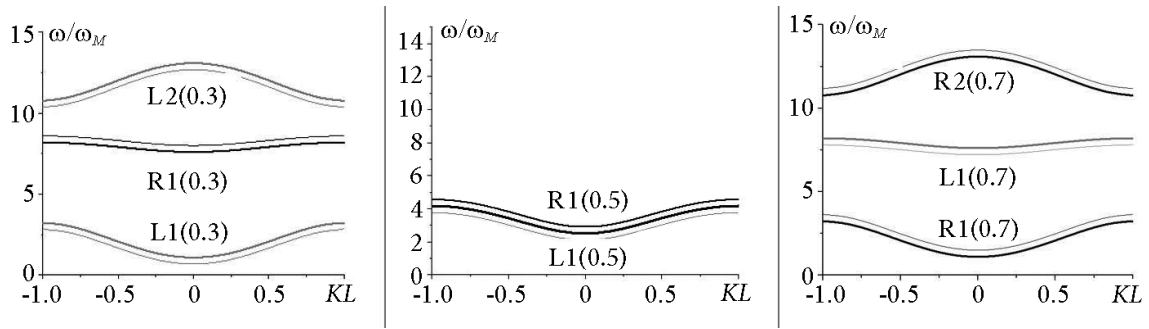


Рис. 4. Зависимости безразмерной частоты от блоховского волнового числа для $\varepsilon = 0.3, 0.5$ и 0.7 . Черные линии соответствуют правым волнам, серые — левым. Толстые линии соответствуют $\Omega_H = 0$, тонкие — $\Omega_H = 0.4$

Fig. 4. Dependences of the dimensionless frequency on the Bloch wave number for $\varepsilon = 0.3, 0.5$ and 0.7 . Black lines correspond to the right waves, gray lines to the left. Thick lines correspond to $\Omega_H = 0$, thin lines — $\Omega_H = 0.4$

Учет затухания Гильберта приводит к появлению в выражениях для волновых чисел мнимых слагаемых:

$$\lambda_U^2 k_{RU}^2 = \frac{\omega(1 + i\alpha_U) - \omega_H}{\omega_U} - \beta_U, \quad \lambda_D^2 k_{RD}^2 = -\frac{\omega(1 - i\alpha_D) - \omega_H}{\omega_D} - \beta_D, \quad (15)$$

$$\lambda_U^2 k_{LU}^2 = -\frac{\omega(1 - i\alpha_U) + \omega_H}{\omega_U} - \beta_U, \quad \lambda_D^2 k_{LD}^2 = \frac{\omega(1 + i\alpha_D) + \omega_H}{\omega_D} - \beta_D, \quad (16)$$

где α_U, α_D — константы затухания Гильберта в U и D ячейках, соответственно.

На рис. 5 для случая $\varepsilon=0.7$ показана частотная зависимость мнимой части блоховского волнового числа, обратно пропорционального к глубине распространения ОСВ в сверхрешетке. Как и следует ожидать — с ростом частоты (и, следовательно, номера зоны) поглощение возрастает.

Из рис. 5 видно, что эта глубина распространения в большей степени определяется величиной константы Гильберта в той ячейке, в которой волна является бегущей для данного типа

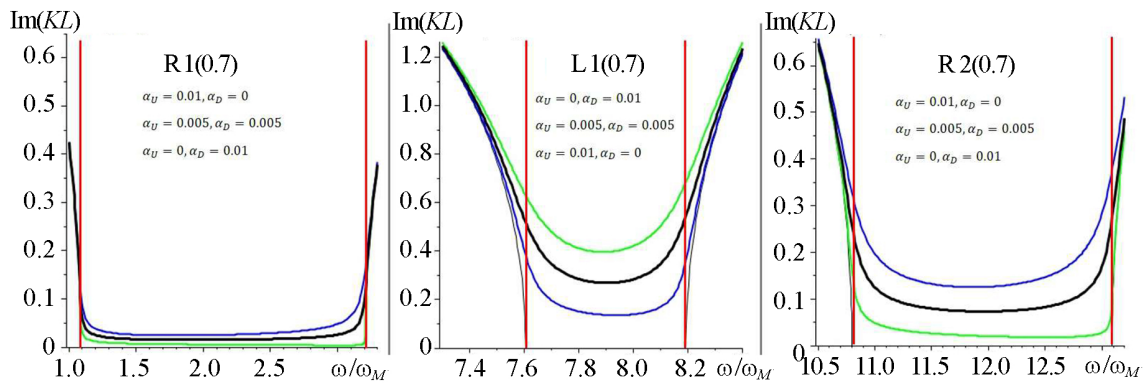


Рис. 5. Частотная зависимость мнимой части блоховского волнового числа для указанных на графиках значений относительной толщины и параметров Гильберта. Вертикальные красные линии соответствуют границам зон пропускания. Синяя линия соответствует значениям параметров затухания Гильберта $\alpha_U = 0.01, \alpha_D = 0$, черная — $\alpha_U = \alpha_D = 0.05$, зеленая — $\alpha_U = 0, \alpha_D = 0.01$ (цвет online)

Fig. 5. Frequency dependence of the imaginary part of the Bloch wave number for the values of the relative thickness and Hilbert parameters indicated on the graphs. The vertical red lines correspond to the boundaries of the pass zones. The blue line corresponds to the values of the Hilbert damping parameters $\alpha_U = 0.01, \alpha_D = 0$, black — $\alpha_U = \alpha_D = 0.05$, green — $\alpha_U = 0, \alpha_D = 0.01$ (color online)

поляризации и слабо зависит от величины затухания в ячейке, где эта волна является эванесцентной, поскольку мнимая часть в ней является малой добавкой. На краях ЗП наблюдается усиление этого поглощения. Такое поведение глубины распространения пропускания можно объяснить уменьшением групповой скорости на границах зон. Это позволяет провести аналогию между описываемым явлением, обусловленным пространственным распределением амплитуды внутри ячеек, и известным эффектом Бормана [14–16]. Более подробно влияние последнего на усиление затухания обсуждается в [17].

2. Рассеяние сверхрешеткой с конечным числом слоев

Рассмотрим неограниченную однородную магнитную структуру, в которой равновесная намагниченность ориентирована антипараллельно оси x . Бегущими волнами в ней являются волны с левосторонней поляризацией. Пусть в такую структуру внедрены N плоских дефектов толщиной d_U в виде слоев из того же материала с параллельной оси x равновесной намагниченностью на расстоянии d_D между собой. Запишем поле бегущей волны слева от сверхрешетки в виде:

$$\psi_0(z) = e^{ik_{LD}z} + Re^{-ik_{LD}z}, \quad \psi'_0(z) = ik_{LD} \left(e^{ik_{LD}z} - Re^{-ik_{LD}z} \right), \quad (17)$$

где k_{LD} — волновое число падающей волны левосторонней поляризации слева от структуры, R — амплитудный коэффициент отражения.

В силу условий непрерывности

$$\begin{pmatrix} \psi_{\downarrow} \\ \psi'_{\downarrow} \end{pmatrix} (0+0) = - \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi'_0 \end{pmatrix} (0-0) = - \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ ik_{LD} & -ik_{LD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ R \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Индекс в виде стрелки означает направление равновесной намагниченности в данной ячейке. Аналогично поле справа от структуры:

$$\psi_f(z) = Te^{ik_{LD}(z-(N-1)d-d_D)}, \quad \psi'_f(z) = ik_{LD}Te^{ik_{LD}(z-(N-1)d-d_D)}, \quad (19)$$

где T — амплитудный коэффициент прохождения.

Система граничных условий при $z = d$ имеет вид:

$$\begin{pmatrix} \psi_f \\ \psi'_f \end{pmatrix} (d+0) = - \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow} \\ \psi'_{\uparrow} \end{pmatrix} (d-0) = \begin{pmatrix} T \\ ik_{LD}T \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Таким образом, коэффициенты рассеяния удовлетворяют системе:

$$\begin{pmatrix} T \\ ik_{LD}T \end{pmatrix} = \hat{T}_N \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ ik_{LD} & -ik_{LD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+R \\ ik_{LD}(1-R) \end{pmatrix}, \quad (21)$$

где $\hat{T}_N = \hat{T}_e(d_U) \left(\hat{T}_p(d_D) \hat{T}_e(d_U) \right)^{N-1}$. Отсюда

$$R = \frac{(k_p T_{N22} - iT_{N21}) - (k_p T_{N11} + ik_p^2 T_{N12})}{(k_p T_{N22} + iT_{N21}) + (k_p T_{N11} - ik_p^2 T_{N12})}, \quad (22)$$

$$T = \frac{2i(k_p^2 T_{N22} T_{N12} + T_{N21} T_{N11})}{(k_p T_{N22} + iT_{N21}) + (k_p T_{N11} - ik_p^2 T_{N12})}. \quad (23)$$

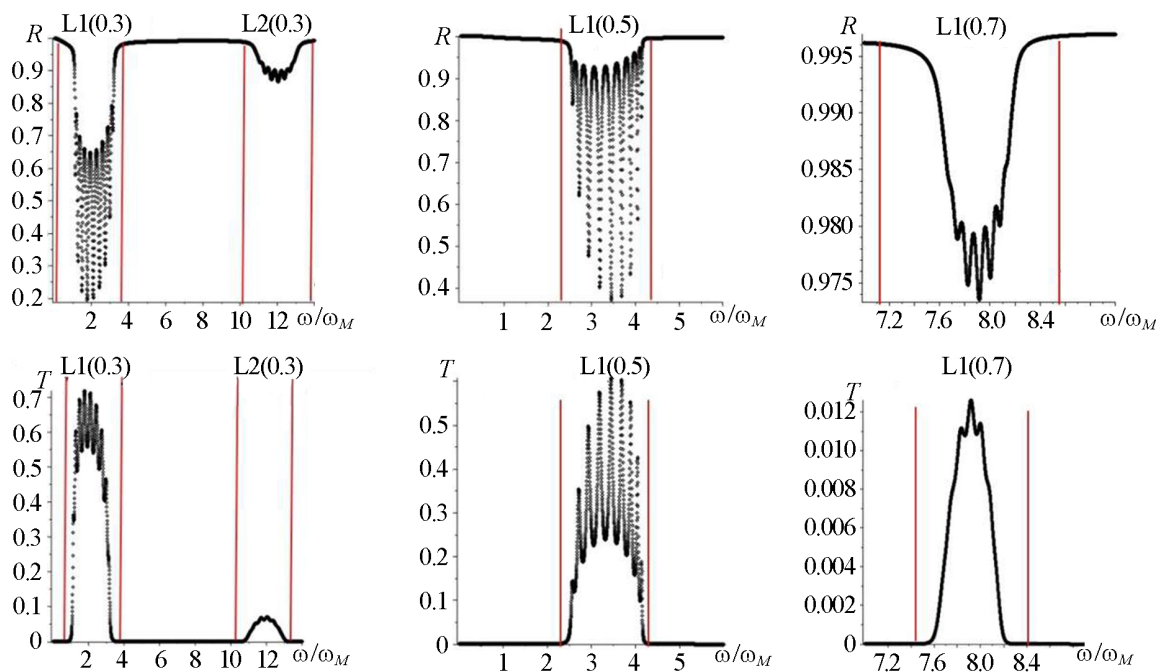


Рис. 6. Коэффициенты отражения (R) и прохождения (T) для волны левой поляризации в структуре, содержащей 10 антиферромагнитно упорядоченных слоев для значений относительной толщины при значениях констант Гильберта $\alpha_U = 0.01$, $\alpha_D = 0$. Вертикальные линии – границы зон пропускания

Fig. 6. Reflection coefficients (R) and transmission coefficients (T) for a wave of left polarization in a structure containing 10 antiferromagnetically ordered layers for values of relative thickness at Hilbert constants $\alpha_U = 0.01$, $\alpha_D = 0$. The vertical lines are the boundaries of the pass zones

На рис. 6 представлена частотная зависимость коэффициентов отражения и пропускания ОСВ левой поляризации для структуры из 10 антиферромагнитных слоев.

Сравнение рис. 6 для левой волны при $\varepsilon = 0.3, 0.5$ и 0.7 показывает зависимость эффективности рассеяния от относительной толщины в зонах пропускания. Наблюдаемые пики обусловлены интерференцией отраженных от границ ячеек волн и наиболее выражены в первой зоне. Для $\varepsilon = 0.7$, когда объем «разрешенных» ячеек для левой волны относительно мал и рассеяние более слабо.

Заключение

Задачи о распространении волн различной природы в периодической структуре (или потенциале) уже давно стали классическими. Однако особенностью спиновых волн является наличие дополнительной степени свободы, связанной с их поляризацией по отношению к равновесной намагниченности, которая и определяет характер их распространения. В зависимости от нее ОСВ являются либо бегущими, либо эванесцентными. Поэтому, создав асимметричную магнитную структуру, можно сделать условия распространения волн противоположной поляризации различными, что видно из приведенных в работе карт ЗП. Подчеркнем, что речь идет о различии условий распространения именно обменных, а не магнитодипольных или обменнодипольных волн, поскольку такая невзаимность возможна и для них [18, 19].

Следует отметить, что эванесцентные волны могут появляться и в задачах классической электродинамики (волноводы). Однако там их появление не связано с наличием выделенного

направления и определяется либо величиной энергии по отношению к потенциалу в данной точке, либо как характерная особенность самого уравнения (стоячие волны в уравнении Лапласа для волновода). К рассматриваемой в данной работе структуре также можно применить модель Кронинга–Пенни, поскольку эффективный «потенциал» для ОСВ возникает благодаря сохранению ее поляризации при переходе границ раздела ячеек.

Список литературы

1. *Demokritov S. O.* Spin Wave Confinement: Propagating Waves. 2nd edition. Singapore: Pan Stanford Publishing, 2017. 448 p.
2. *Poimanov V. D., Kruglyak V. V.* Chirality of exchange spin waves exposed: Scattering and emission from interfaces between antiferromagnetically coupled ferromagnets // *J. Appl. Phys.* 2021. Vol. 130, no. 13. P. 133902. DOI: 10.1063/5.0063727.
3. *Пойманов В. Д., Шавров В. Г., Кругляк В. В.* Неоднородные обменные спиновые волны в задачах рассеяния // *Журнал Радиоэлектроники.* 2018. № 11. С. 7. DOI: 10.30898/1684-1719.2018.11.17.
4. *Poimanov V. D., Shavrov V. G.* Features of the scattering of exchange spin waves by layer and superlattice of biaxial ferromagnets // *J. Phys. Conf. Ser.* 2019. Vol. 1389. P. 012134. DOI: 10.1088/1742-6596/1389/1/012134.
5. *Whitehead N. J., Horsley S. A. R., Philbin T. G., Kuchko A. N., Kruglyak V. V.* Theory of linear spin wave emission from a Bloch domain wall // *Phys. Rev. B.* 2017. Vol. 96, no. 6. P. 064415. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.064415.
6. *Yan Z. R., Xing Y. W., Han X. F.* Magnonic skin effect and magnon valve effect in an antiferromagnetically coupled heterojunction // *Phys. Rev. B.* 2021. Vol. 104, no. 2. P. L020413. DOI: 10.1103/PhysRevB.104.L020413.
7. *Xing Y. W., Yan Z. R., Han X. F.* Comparison of spin-wave transmission in parallel and antiparallel magnetic configurations // *Phys. Rev. B.* 2022. Vol. 105, no. 6. P. 064427. DOI: 10.1103/PhysRevB.105.064427.
8. *Саланский Н. М., Ерухимов М. Ш.* Физические свойства и применение тонких пленок. Новосибирск: Наука, 1975. 222 с.
9. *Goedsche F.* Reflection and refraction of spin waves // *Physica Status Solidi (B).* 1970. Vol. 39, no. 1. P. K29–K33. DOI: 10.1002/pssb.19700390143.
10. *Горобец Ю. И., Решетняк С. А.* Отражение и преломление спиновых волн в одноосных магнетиках в приближении геометрической оптики // *ЖТФ.* 1998. Т. 68, № 2. С. 60–63.
11. *Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П.* Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.
12. *Kruglyak V. V., Kuchko A. N.* Spectrum of spin waves propagating in a periodic magnetic structure // *Physica B: Condensed Matter.* 2003. Vol. 339, no. 2–3. P. 130–133. DOI: 10.1016/j.physb.2003.08.124.
13. *Kruglyak V. V., Davies C. S., Tkachenko V. S., Gorobets O. Y., Gorobets Y. I., Kuchko A. N.* Formation of the band spectrum of spin waves in 1D magnonic crystals with different types of interfacial boundary conditions // *Journal of Physics D: Applied Physics.* 2017. Vol. 50, no. 9. P. 094003. DOI: 10.1088/1361-6463/aa536c.
14. *Кругляк В. В., Кучко А. Н.* Влияние модуляции магнитной вязкости на затухание спиновых волн в мультислойных магнитных системах // *Физика металлов и металловедение.* 2001. Т. 92, № 3. С. 3–6.
15. *Kruglyak V. V., Kuchko A. N.* Damping of spin waves in a real magnonic crystal // *J. Magn. Magn. Mater.* 2004. Vol. 272–276, no. 1. P. 302–303. DOI: 10.1016/j.jmmm.2003.12.1246.

16. *Latcham O. S., Gusieva Y. I., Shytov A. V., Gorobets O. Y., Kruglyak V. V.* Hybrid magnetoacoustic metamaterials for ultrasound control // *Appl. Phys. Lett.* 2020. Vol. 117, no. 10. P. 102402. DOI: 10.1063/5.0018801.
17. *Vysotskii S., Dudko G., Sakharov V., Khivintsev Y., Filimonov Y., Novitskii N., Stognij A., Nikitov S.* Propagation of spin waves in ferrite films with metasurface // *ACTA PHYSICA POLONICA A.* 2018. Vol. 133, no. 3. P. 508–510. DOI: 10.12693/aphyspola.133.508.
18. *Ваишковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993. 312 с.
19. *Пойманов В. Д., Кругляк В. В.* Невзаимность распространения обменно-дипольных спиновых волн в двуслойных магнитных пленках со скрещенной намагниченностью слоев // *ЖЭТФ.* 2022. Т. 161, № 5. С. 720–736. DOI: 10.31857/S0044451022050108.

References

1. Demokritov SO. Spin Wave Confinement: Propagating Waves. 2nd edition. Singapore: Pan Stanford Publishing; 2017. 448 p.
2. Poimanov VD, Kruglyak VV. Chirality of exchange spin waves exposed: Scattering and emission from interfaces between antiferromagnetically coupled ferromagnets. *J. Appl. Phys.* 2021;130(13): 133902. DOI: 10.1063/5.0063727.
3. Poimanov VD, Shavrov VG, Kruglyak VV. Inhomogeneous converted spin waves in scattering problems. *Journal of Radioelectronics.* 2018;(11):7 (in Russian). DOI: 10.30898/1684-1719.2018.11.17.
4. Poimanov VD, Shavrov VG. Features of the scattering of exchange spin waves by layer and superlattice of biaxial ferromagnets. *J. Phys. Conf. Ser.* 2019;1389:012134. DOI: 10.1088/1742-6596/1389/1/012134.
5. Whitehead NJ, Horsley SAR, Philbin TG, Kuchko AN, Kruglyak VV. Theory of linear spin wave emission from a Bloch domain wall. *Phys. Rev. B.* 2017;96(6):064415. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.064415.
6. Yan ZR, Xing YW, Han XF. Magnonic skin effect and magnon valve effect in an antiferromagnetically coupled heterojunction. *Phys. Rev. B.* 2021;104(2):L020413. DOI: 10.1103/PhysRevB.104.L020413.
7. Xing YW, Yan ZR, Han XF. Comparison of spin-wave transmission in parallel and antiparallel magnetic configurations. *Phys. Rev. B.* 2022;105(6):064427. DOI: 10.1103/PhysRevB.105.064427.
8. Salanskii NM, Yerukhimov MS. Physical Properties and Applications of Thin Magnetic Films. Novosibirsk: Nauka; 1975. 222 p. (in Russian).
9. Goedsche F. Reflection and refraction of spin waves. *Physica Status Solidi (B).* 1970;39(1): K29–K33. DOI: 10.1002/pssb.19700390143.
10. Gorobets YI, Reshetnyak SA. Reflection and refraction of spin waves in uniaxial magnets in the geometrical-optics approximation. *Tech. Phys.* 1998;43(2):188–191. DOI: 10.1134/1.1258965.
11. Bass FG, Bulgakov AA, Tetervov AP. High-Frequency Properties of Semiconductors With Superlattices. Moscow: Nauka; 1989. 288 p. (in Russian).
12. Kruglyak VV, Kuchko AN. Spectrum of spin waves propagating in a periodic magnetic structure. *Physica B: Condensed Matter.* 2003;339(2–3):130–133. DOI: 10.1016/j.physb.2003.08.124.
13. Kruglyak VV, Davies CS, Tkachenko VS, Gorobets OY, Gorobets YI, Kuchko AN. Formation of the band spectrum of spin waves in 1D magnonic crystals with different types of interfacial boundary conditions. *Journal of Physics D: Applied Physics.* 2017;50(9):094003. DOI: 10.1088/1361-6463/aa536c.

14. Kruglyak VV, Kuchko AN. Effect of the modulation of magnetic viscosity on the damping of spin waves in multilayer magnetic systems. *Phys. Metals Metallogr.* 2001;92(3):211–214.
15. Kruglyak VV, Kuchko AN. Damping of spin waves in a real magnonic crystal. *J. Magn. Magn. Mater.* 2004;272–276(1):302–303. DOI: 10.1016/j.jmmm.2003.12.1246.
16. Latcham OS, Gusieva YI, Shytov AV, Gorobets OY, Kruglyak VV. Hybrid magnetoacoustic metamaterials for ultrasound control. *Appl. Phys. Lett.* 2020;117(10):102402. DOI: 10.1063/5.0018801.
17. Vysotskii S, Dudko G, Sakharov V, Khivintsev Y, Filimonov Y, Novitskii N, Stognij A, Nikitov S. Propagation of spin waves in ferrite films with metasurface. *ACTA PHYSICA POLONICA A.* 2018;133(3):508–510. DOI: 10.12693/aphyspola.133.508.
18. Vashkovskii AV, Stalmakhov VS, Sharaevskii YP. *Magnetostatic Waves in Microwave Electronics.* Saratov: Saratov University Publishing; 1993. 312 p. (in Russian).
19. Poimanov VD, Kruglyak VV. Nonreciprocity of propagation of exchange-dipole spin waves in two-layer magnetic films with crossed magnetization of the layers. *J. Exp. Theor. Phys.* 2022;134(5):615–629. DOI: 10.1134/s1063776122050107.

Пойманов Владислав Дмитриевич — родился в Донецке (1976). Окончил с отличием физический факультет Донецкого государственного университета по направлению «Теоретическая физика» (1998). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по направлению «Физика магнитных явлений» в Тверском государственном университете (2019). Работал на кафедре «Теоретическая физика» Донецкого национального университета в должности доцента (1998–2022). С июля 2022 года работает в Институте синтетических полимерных материалов им. Н. С. Ениколопова РАН научным сотрудником, а с сентября 2022 года — в Московском государственном университете геодезии и картографии. Научные интересы — магноники, магнитооптика, ферромагнитный резонанс. Опубликовал 30 статей по указанным направлениям.



Россия, 117393 Москва, Профсоюзная, 70
 Институт синтетических полимерных материалов им. Н. С. Ениколопова РАН
 Россия, 105064 Москва, Гороховский пер., 4
 Московский государственный университет геодезии и картографии
 E-mail: Vladislav.Poimanov@yandex.ru
 ORCID: 0000-0003-3078-2480
 AuthorID (eLibrary.Ru): 1137757