

Введение

В настоящее время одним из наиболее активно развивающихся направлений электроники является магноника [1-4], которая рассматривает использование спиновых волн (магнонов) для передачи, хранения и обработки информации. Магнонные кристаллы (МК) [5-7] представляют собой магнитные материалы с пространственным периодом, сопоставимым с длиной спиновой волны, распространяющейся в них. Наличие пространственного периода может привести к возникновению набора запрещенных зон для волновых чисел, которые удовлетворяют условию резонанса Брэгга.

В последние годы стремительно развивается новое направление в электронике, изучающее взаимодействие магнонов (или спиновых волн) со спиновым током и называемое магнонной спинтроникой [8, 9]. В качестве одного из основных элементов для развития чисто спиновых информационных технологий предлагаются слоистые структуры из магнитных материалов и немагнитных проводников с сильным спин-орбитальным взаимодействием [10]. В слоистых структурах, состоящих из двух слоев ферромагнитного материала, разделенных нормальным металлом, спиновый ток приводит к усилению спиновой волны в одном слое ферромагнитного материала и затуханию в другом.

Целью работы является исследование механизмов формирования и способов электрического и магнитного управления запрещенными зонами спиновых волн в слоистых структурах на основе ферромагнитных плёнок, магнонных кристаллов и слоев нормального металла.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Получение дисперсионного соотношения для поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) методом связанных волн в таких структурах, как магнонный кристалл/диэлектрик/магнонный кристалл, магнонный кристалл/нормальный металл/магнонный кристалл.

2. Исследование формирования запрещенных зон в описанных выше структурах, в частности построение дисперсионных характеристик, как в области действительных волновых чисел, так и в области мнимых волновых

чисел.

3. Анализ дисперсионных характеристик и построение зависимостей от геометрических и магнитных параметров для структуры магнонный кристалл/диэлектрик/магнонный кристалл.

4. Исследование возможности управления и формирования запрещенных зон при введении положительного/отрицательного спинового тока в структурах с нормальным металлом.

В главе 1 описывается исследуемая структура магнонный кристалл/диэлектрик/магнонный кристалл; приводится вывод основных уравнений; приводятся результаты исследования дисперсионных характеристик.

В главе 2 описывается исследуемая структура магнонный кристалл/нормальный металл/магнонный кристалл; объясняется принцип действия спинового эффекта Холла; приводится вывод основных уравнений; приводятся результаты исследования дисперсионных характеристик в связанной структуре магнонный кристалл/нормальный металл/магнонный кристалл.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы.

Основное содержание

Структура магنونный кристалл/диэлектрик/магنونный кристалл

В данной главе исследуется многослойная структура (рис. 1.1), состоящая из двух магنونных кристаллов МК-1 (МС-1) и МК-2 (МС-2), разделенных диэлектрическим слоем (dielectric) толщиной D . МК-1 и МК-2 являются ферромагнитными пленками с некоторой периодической системой канавок с периодом $L_{1,2}$, глубины периодических выемок обозначены: $\Delta_{1,2} = a_{1,2} - b_{1,2}$, здесь толщины пленок $a_{1,2}$. Слои МК-1 и МК-2 имеют намагниченности насыщения $M_{0,1,2}$ и ширины канавок $c_{1,2}$. Отметим, что модель предусматривает параметр сдвига между слоями кристаллов по оси y и определяется Φ . Структура на рис. 1.1 помещена во внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 , причем статическое поле \mathbf{H}_0 направлено по оси x , следовательно вдоль y в магنونных кристаллах будут распространяться поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). В отсутствии взаимодействия рассматриваемая система ведет себя как два независимых кристалла МК-1 и МК-2. При написании теории полагается, что в направлениях осей x и y структура является бесконечной.

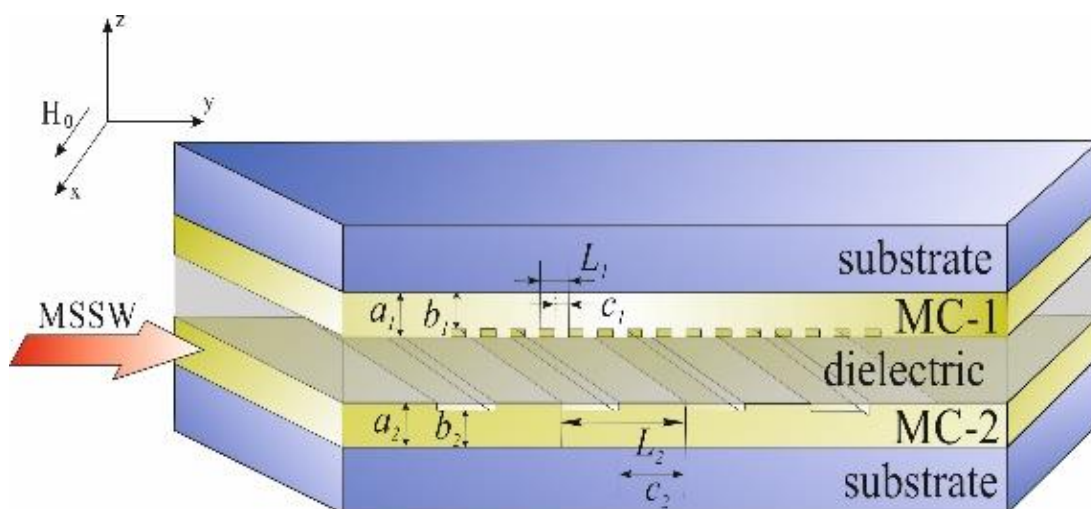


Рис. 1.1 Схема ферромагнитной структуры в виде одномерных МК-1(МС-1) и МК-2(МС-2), разделённых диэлектрическим слоем.

Внутреннее магнитное поле для каждого слоя можно записать следующим образом:

$$\mathbf{H}_{1,2}(t) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{1,2} + K\mathbf{h}_{2,1} \quad (1.1)$$

где $\mathbf{h}_{1,2}$ - переменные ВЧ магнитные поля в каждом слое, K - коэффициент связи между ВЧ магнитными полями слоев.

Для переменных компонент намагниченности в каждом слое $m_{1,2} = m_{y_{1,2}} / M_{0,2}$ система примет вид:

$$\frac{\partial^2 m_{1,2}}{\partial t^2} + \omega_H (\omega_H + \omega_{M1,2}) m_{1,2} - j \frac{\omega_{M1,2} d_{1,2}}{2} \frac{\partial}{\partial y} (m_{1,2} + \frac{d_{2,1}}{d_{1,2}} K m_{2,1}) = 0. \quad (1.2)$$

в первой зоне Бриллюэна ($0 \leq k_n L_{1,2} \leq 2\pi$) можем учесть лишь нулевые гармоники прямых волн ($n = 0$) и «-1» гармоники встречных волн ($n = -1$). В этом случае решение может быть записано в виде суммы прямых и встречных волн:

$$m_{1,2} = A_{1,2} \text{Exp}[j(\omega t - k_0 y)] + B_{1,2} \text{Exp}[j(\omega t + k_{1,2}^- y)], \quad (1.3)$$

где $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$ – амплитуды огибающих прямых и встречных волн в МК-1 и МК-2; k_0 – постоянная распространения нулевой гармоники; $k_{1,2}^- = -k_0 + \frac{2\pi}{L}$ – относится к «-1» гармонике; ω – частота. Подставив решения (1.3) в соответствующие волновые уравнения, получим алгебраическую систему уравнений для амплитуд прямых и встречных волн:

$$\left\{ \begin{array}{l} j \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} + \beta_{1,2} \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) + D_{1,2}^+ A_{1,2} + \\ + \beta_{1,2} k_0 K A_{2,1} + \theta_{1,2}^- B_{1,2} + \theta_{1,2}^- K B_{2,1} = 0, \\ j \left(\frac{\partial B_1}{\partial t} - \beta_{1,2} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial y} \right) + D_{1,2}^- B_{1,2} + \\ + \beta_{1,2} k_{1,2}^- K B_{2,1} + \theta_{1,2}^+ A_{1,2} + \theta_{1,2}^+ K A_{2,1} = 0, \end{array} \right. \quad (1.4)$$

где $D_{1,2}^- = -\omega^2 + \omega_H^2 + \omega_{M1,2} \omega_H + \beta_{1,2} k_{1,2}^-$, $D_{1,2}^+ = -\omega^2 + \omega_H^2 + \omega_{M1,2} \omega_H + \beta_{1,2} k_0$,

$$\beta_{1,2} = \frac{\omega_{M1,2}^2 d_{01,02}}{2}, \quad \theta_{1,2}^\pm = e^{\pm i(\psi_{1,2})} \delta_{1,2}^\pm; \quad \delta_{1,2}^+ = \beta_{1,2} k_0 \frac{\delta d_{1,2}}{2}, \quad \delta_{1,2}^- = \beta_{1,2} k_{1,2}^- \frac{\delta d_{1,2}}{2},$$

$\psi_1 = 0$, $\psi_2 = \Psi = \frac{2\pi}{L} \Phi$ – фазовые сдвиги в каждом МК.

Приравняв детерминант полученной системы к нулю, получим дисперсионное соотношение для ПМСВ в исследуемой структуре в виде:

$$\begin{pmatrix} D_1^+ & \beta_1 k_0 K & \theta_1^- & \theta_1^- K \\ \beta_2 k_0 K & D_2^+ & \theta_2^- K & \theta_2^- \\ \theta_1^+ & \theta_1^+ K & D_1^- & \beta_1 k_1^- K \\ \theta_2^+ K & \theta_2^+ & \beta_2 k_2^- K & D_2^- \end{pmatrix} = 0. \quad (1.5)$$

Для исследования фильтрующих свойств запрещенных зон использовалось соотношение $\omega(k)$, получаемое из детерминанта (1.5).

Параметры для решения систем уравнений были следующими: $a_{1,2} = 10 \text{ мкм}$, $c_{1,2} = a_{1,2} / 2$, $\Delta_{1,2} = 1 \text{ мкм}$, $D = 25 \text{ мкм}$, $M_{0,1,2} = 140 \text{ Гс}$, $H_0 = 800 \text{ Э}$, $\Psi = 0$ и разном отношении периодов - L_1 / L_2 .

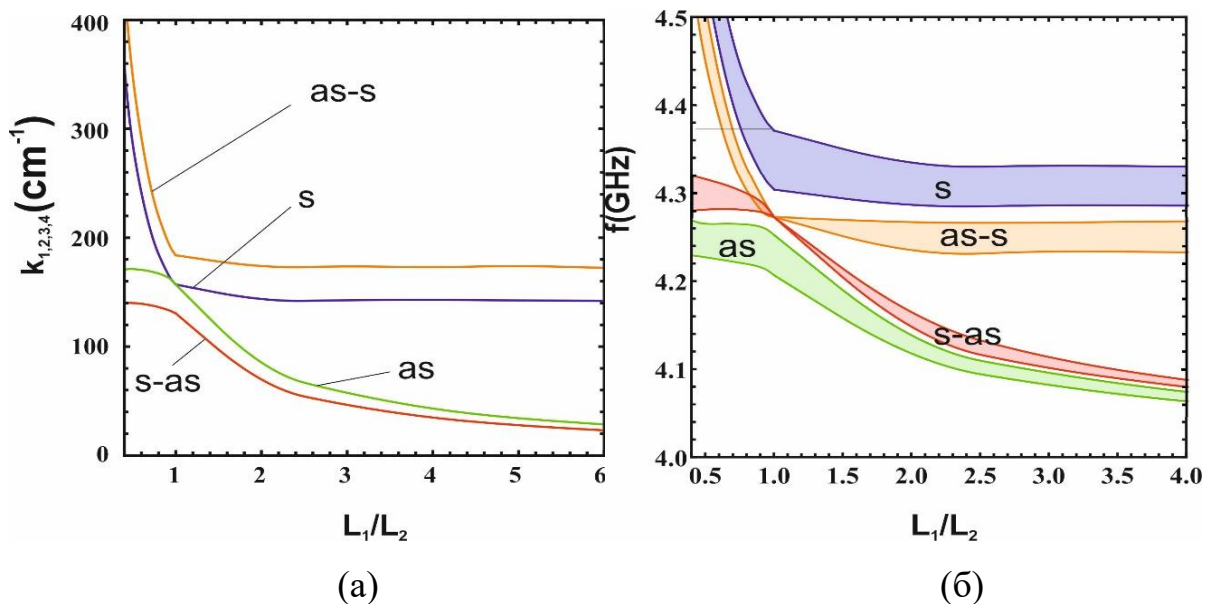


Рисунок 1.2 - Зависимость от отношения периодов L_1 / L_2 (а) волновых чисел, при которых происходит формирование запрещенных зон - k_1 (синяя кривая), k_2 (зеленая кривая), k_3 (красная кривая), k_4 (оранжевая кривая); (б) ширины и положения запрещенных зон s (синяя заливка), as (зеленая заливка), $s-as$ (красная заливка), $as-s$ (оранжевая заливка).

На рис. 1.2б представлена зависимость ширины и положения запрещенных зон от соотношения периодов L_1 / L_2 (при фиксированном $L_1 = 200 \text{ мкм}$ и изменении L_2). Можно видеть, что при $L_1 / L_2 = 1$ формируются только две ЗЗ (s и

as). При уменьшении $L_1/L_2 < 1$ характеристики *as* и *s-as* практически не меняются, а зоны *s* и *as-s* смещаются в высокочастотную область. При увеличении $L_1/L_2 > 1$, происходит обратное, характеристики *s* и *as-s* практически не меняются, а зоны *as* и *s-as* смещаются в низкочастотную область.

На рис. 1.3а видно, что сдвиг $\Psi = \pi$ приводит к уменьшению ширины *s* и *s-as* (в случае $L_1/L_2 = 1 \partial 0$), ширины запрещенных зон *s-as* и *as-s* при этом увеличиваются.

Для 1.3б видно, что при $L_1/L_2 = 1$ изменение M_{01}/M_{02} влияет только на ширины *s* и *as*. При $L_1/L_2 \neq 1$ увеличение намагниченности M_{01}/M_{02} приводит, к исчезновению *s-as* и *as-s* (в случае $L_1/L_2 = 1$ *s-as* и *as-s* не формируются). В результате при $M_{01}/M_{02} < 1.07$ имеет место формирование всех четыре ЗЗ (*s*, *as*, *as-s*, *s-as*), при $1.07 < M_{01}/M_{02} < 1.27$ возникают только три ЗЗ (*s*, *as-s*, *s-as*), при $M_{01}/M_{02} > 1.27$ имеет место формирование двух ЗЗ (*s*, *as*).

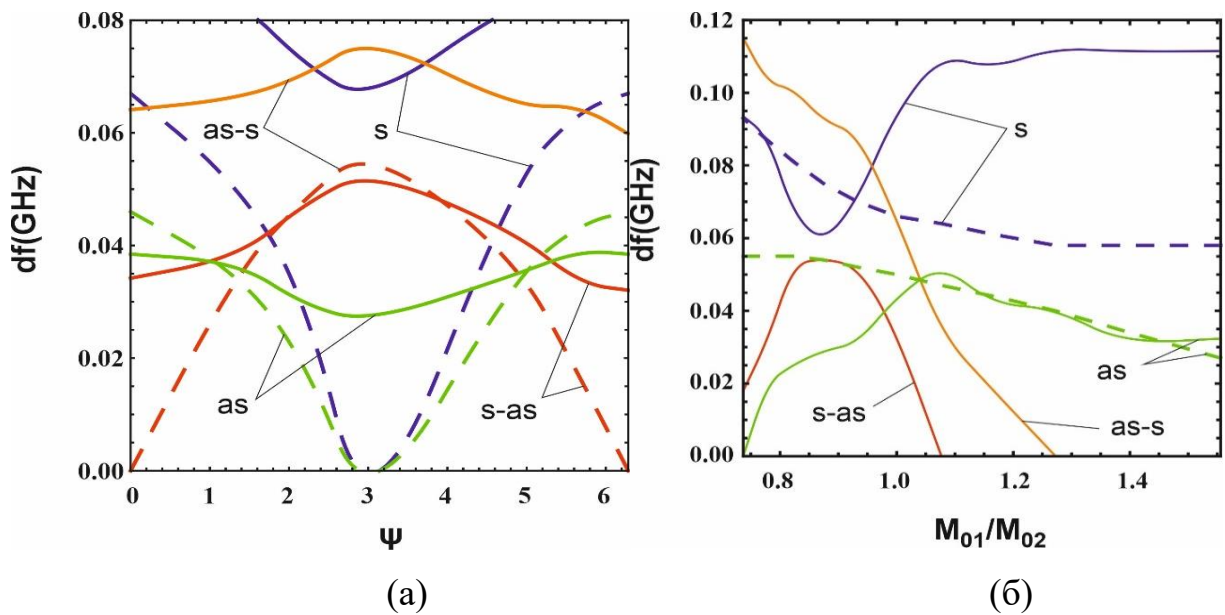


Рисунок 1.3 - Зависимость ширин запрещенных зон *s* (синие кривые), *as* (зеленые кривые), *s-as* (красные кривые), *as-s* (оранжевые кривые) от (а) сдвига Ψ при $L_1/L_2 = 1$ (пунктирные кривые), $L_1/L_2 = 0.5$ (сплошные кривые), (б) соотношения намагниченностей при $\Psi = 0$ и $L_1/L_2 = 1$ (пунктирные кривые), $L_1/L_2 = 0.5$ (сплошные кривые).

Структура магнонный кристалл/нормальный металл/магнонный кристалл

К слою NM приложено напряжение (рис. 2.1а), эффект Холла спина проявляется в том, что в направлении, перпендикулярном электрическому току J_E (т.е. в направлении оси z), электроны с противоположными направлениями спинов $\vec{\sigma}$ разделяются. В итоге происходит распределение спинов к противоположным интерфейсам NM. Результатом распределения спинов разных знаков к двум симметрично расположенным границам NM относительно центра структуры является возникновение так называемого спинового тока вдоль оси z с параметром плотности J_S .

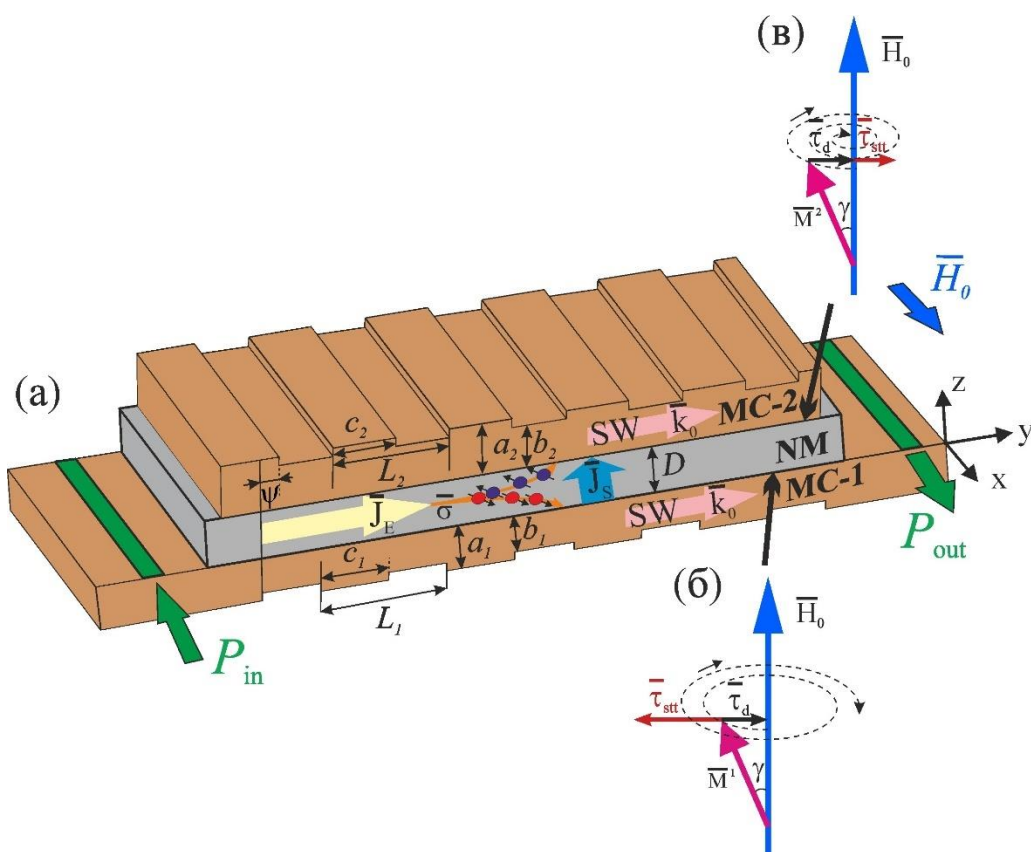


Рисунок 2.1 - (а) Схема исследуемой структуры MC-1/NM/MC-2. Схема прецессии вектора намагниченности в (б) MC-1, (в) MC-2.

Магнитная динамика в рассматриваемой структуре может быть описана уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта с учетом термина Слончевского [11,12-15]:

$$\frac{\partial \vec{M}^{1,2}}{\partial t} = -\gamma \vec{M}^{1,2} \times \vec{H}^{eff1,2} + \frac{\vec{M}^{1,2}}{M_0} \times \left[\alpha \frac{\partial \vec{M}^{1,2}}{\partial t} \pm \tau \vec{\sigma} \times \vec{M}^{1,2} \right], \quad (2.1)$$

где $\vec{M}^{1,2}$ - намагниченность в МС-1 и МС-2, M_0 - намагниченность насыщения МС-1 и МС-2, α - коэффициент затухания Гильберта, $\tau = \frac{\gamma \theta_{SH} S \hbar}{2eDM_0} J_E$ - спиновый момент передачи, J_E - плотность электрического тока, $J_S = \theta_{SH} J_E$ - плотность спинового тока, D - толщина слоя NM, γ - гиромагнитное отношение, e - заряд электрона, θ_{SH} — угол Холла спина, S - прозрачность интерфейса между слоями NM и МС-1 (МС-2), \hbar - приведенная постоянная Планка. Эффективное магнитное поле в уравнении (2.1) описывается следующей зависимостью: $\vec{H}^{eff1,2} = \vec{H}_0 + \vec{h}_{1,2} + \frac{2A_{ex}}{M_0} k^2 \vec{M}_{1,2} + \frac{K_{ex}}{M_0 D} \vec{M}_{2,1} + K_{dip} \vec{h}_{2,1}$, и включает в себя \vec{H}_0 - основное магнитное поле, компонент обменного взаимодействия (A_{ex} - обменный коэффициент МС-1 и МС-2), компонент межслойного обменного взаимодействия РККИ (K_{ex} - константа РККИ), компонент дипольной связи между МС-1 и МС-2 ($\vec{h}_{1,2}$ - высокочастотные компоненты магнитных полей, $K_{dip} = \exp(-kD)$ - коэффициент связи).

Параметры расчета были выбраны типичными для МС на основе пленки железо-иттриевого граната (YIG) и платины (Pt) в качестве слоя NM: $D=10$ nm, $M_0=140$ G, $\alpha=5 \cdot 10^{-4}$, $L=5$ μ m, $c=L/2$, $a=30$ nm, $\Delta=10$ nm, $b=20$ nm, $H_0=1200$ Oe, $A_{ex}=4.7$ G² μ m², $\theta_{SH}=0.08$, $S=1$, $K_{ex}=728$ G² μ m, $f = \omega/2\pi$.

Рис. 2.2 показывает дисперсионные характеристики спиновых волн в трехслойной структуре МС-1/NM/МС-2. При отсутствии спинового тока (СТ) ($\tau=0$) в случае связанных обычных ферромагнитных пленок (без канавок на поверхности $\Delta=0$ и $\kappa_{0,-1}=0$), дисперсионная кривая для $Re(k)$ расщепляется на два нормальных режима: симметричный и антисимметричный.

Введение спинового тока положительной полярности $\tau>0$ приводит к уменьшению максимума модуля $Im(k)$ (глубина ЗЗ) в диапазоне частот G-1, а для запрещенной зоны G-3 (синие кривые на рис. 2.2б) происходит увеличение глубины ЗЗ. Это означает, что затухание СВ уменьшается на частотах G-1 и увеличивается на G-3. Т.е. глубина G-1 уменьшается с увеличением спинового

тока, а глубина G-3 увеличивается. Видно, что ширина по частотам для G-1 и G-3 не меняется с ростом СТ. Кроме того, высокочастотная зона G-1 смещается вниз по частоте, а низкочастотная зона G-3 смещается вверх по частоте. Также важно заметить, что при отсутствии спинового тока в симметричной структуре отсутствовала зона G-2 (желтые закрашенные области на рис. 2.3а), а введение спинового тока позволило сформировать её. Причем увеличение τ приводит к увеличению глубины запрещенной зоны G-2. Влияние СТ на частотах вне диапазонов G-1, G-2 и G-3 приводит к усилению (или затуханию) СВ.

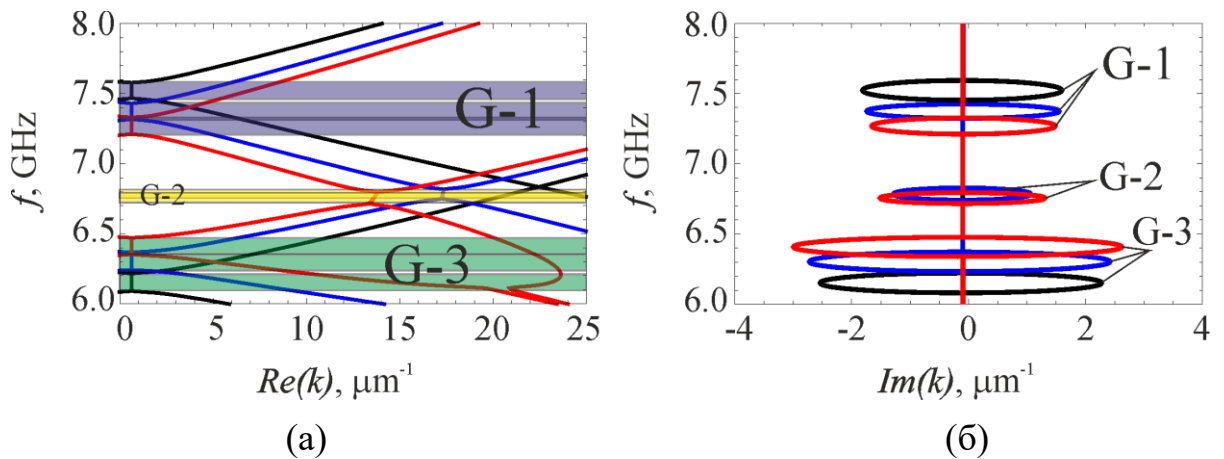


Рисунок 2.2 - Дисперсионные характеристики спиновых волн в симметричной структуре МС-1/ММ/МС-2 при $\tau=0$ (черная кривая), $\tau=0.4$ ГГц (синяя кривая), $\tau=0.5$ ГГц (красная кривая). Зависимость частоты спиновой волны от (а) $Re(k)$, (б) $Im(k)$. Области запрещенных зон закрашены.

Рис. 2.3 показывает дисперсионные характеристики СВ при различных величинах спинового тока в структуре со смещением $\Psi=\pi$. В этом вырожденном случае при отсутствии СТ формируется только G-2 (см. черные кривые на рис. 2.3а, б). Введение СТ положительной полярности $\tau>0$ приводит к образованию дополнительных запрещенных зон G-1 и G-3 (рис. 2.3б). С дальнейшим увеличением СТ G-1 смещается вниз по частотам, G-3 смещаются вверх по частотам, а G-2 пропадает (синие кривые на рис. 2.3б). Причем с увеличением СТ увеличивается глубина ЗЗ как для G-1, так и для G-3.

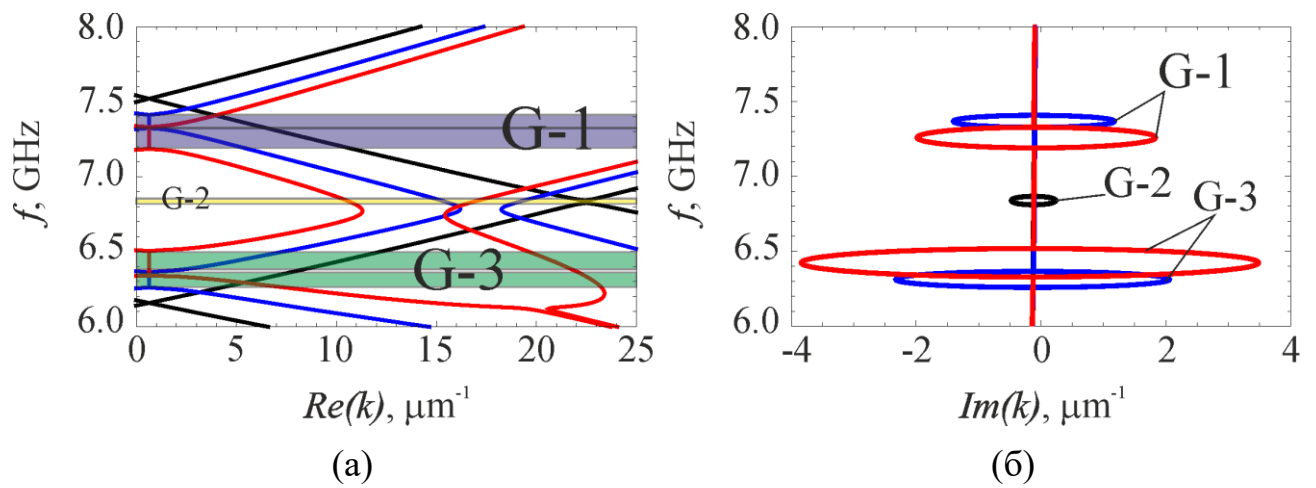


Рисунок 2.3 - Дисперсионные характеристики спиновых волн в асимметричной структуре при $\Psi=\pi$ и $\tau = 0$ (черные кривые), $\tau = 0.4$ ГГц (синие кривые), $\tau = 0.5$ ГГц (красные кривые). Зависимость частоты спиновой волны от (а) $Re(k)$, (б) $Im(k)$. Области запрещенных зон закрашены.

Заключение

В работе выяснены особенности формирования запрещенных зон в периодических слоистых ферромагнитных структурах на основе магнетонных кристаллов. Исследования показали, что в структуре из двух связанных магнетонных кристаллов, разделенных диэлектрическим слоем, в диапазоне первого брэгговского резонанса могут возникать несколько запрещенных зон. Эти зоны образуются благодаря взаимодействию прямых и обратных нормальных волн на частотах фазового синхронизма в данной структуре.

Параметры таких зон, включая их положение, ширину, частотные интервалы между ними и количество, зависят от соотношения периодов двух магнетонных кристаллов, величины их сдвига и отношения их намагниченностей. В частности, можно наблюдать образование от одной до четырех запрещенных зон в зависимости от геометрических и магнитных характеристик магнетонных кристаллов. В случае симметричной структуры формируются две запрещенные зоны для симметричных и антисимметричных волн.

В работе сообщается об особенностях формирования запрещенных зон в спектре спиновых волн в слоистой структуре на основе ферромагнитных пленок с периодической модуляцией толщины, разделенных проводящим слоем с сильной спин-орбитальной связью. Показано, что в рассматриваемой структуре при условиях резонансов Брэгга формируются запрещенные зоны. В связанной сэндвич-структуре магнетонный кристалл-1/нормальный металл/магнетонный кристалл-2 за счет распространения симметричных и антисимметричных прямых и спиновых волн, отраженных от периодических неоднородностей, также как и для структуры с диэлектриком, удовлетворяются условия существования резонансов Брэгга в первой зоне Бриллюэна.

Спиновый ток в проводнике нормального металла приводит к изменению эффективного магнитного поля для каждого из упомянутых типов спиновой волны, что позволяет контролировать условия формирования и характеристики запрещенных зон. В частности, в связанной структуре с нормальным металлом введение спинового тока позволяет реализовать дополнительные методы

управления распространением спиновых волн. В частности, изменяя величину и направление спинового тока, можно осуществлять настройку частоты запрещенных зон, изменять ширину и глубину запрещенных зон, а также их количество. Кроме того, воздействие введения спинового тока на каждую из запрещенных зон различно.

Практическая значимость полученных результатов заключается в том, что существуют возможности управления запрещенными зонами спиновых волн с помощью спинового тока, данная особенность позволяет использовать такие структуры в качестве базовых функциональных элементов частотно-селективных СВЧ-устройств с двойным (электрическим и магнитным) управлением на основе принципов спинтроники и магноники.

Литература

- [1] Barman A. et al. The 2021 magnonics roadmap //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2021. – Т. 33. – №. 41. – С. 413001.
- [2] Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D. Magnonics //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – Т. 43. – №. 26. – С. 264001.
- [3] Pirro P. et al. Advances in coherent magnonics //Nature Reviews Materials. – 2021. – Т. 6. – №. 12. – С. 1114-1135.
- [4] Flebus B. et al. The 2024 magnonics roadmap //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2024.
- [5] Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – Т. 50. – №. 24. – С. 244001.
- [6] Krawczyk M., Grundler D. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure //Journal of physics: Condensed matter. – 2014. – Т. 26. – №. 12. – С. 123202.
- [7] Chumak A. V. et al. A current-controlled, dynamic magnonic crystal //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2009. – Т. 42. – №. 20. – С. 205005.
- [8] Yuan H. Y. et al. Quantum magnonics: When magnon spintronics meets quantum information science //Physics Reports. – 2022. – Т. 965. – С. 1-74.
- [9] Chumak A. V. et al. Magnon spintronics //Nature physics. – 2015. – Т. 11. – №. 6. – С. 453-461.
- [10] Pesin D., Balents L. Mott physics and band topology in materials with strong spin-orbit interaction //Nature Physics. – 2010. – Т. 6. – №. 5. – С. 376-381.
- [11] Wang X., Guo G., Berakdar J. Steering magnonic dynamics and permeability at exceptional points in a parity-time symmetric waveguide //Nature communications. – 2020. – Т. 11. – №. 1. – С. 5663.
- [12] Zhou Y. et al. Current-induced spin-wave excitation in Pt/YIG bilayer //Physical Review B. – 2013. – Т. 88. – №. 18. – С. 184403.
- [13] Ando K. et al. Electric manipulation of spin relaxation using the spin Hall effect //Physical review letters. – 2008. – Т. 101. – №. 3. – С. 036601.

[14] Slonczewski J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1996. – T. 159. – №. 1-2. – C. L1-L7.

[15] Morozova M. A. et al. Spin current for tuning the band gaps of spin waves //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2023. – T. 588. – C. 171418.