

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра нелинейной физики
наименование кафедры

Управление характеристиками запрещенных зон в связанных магнитных

наименование темы выпускной квалификационной работы полужирным шрифтом

кристаллах с помощью спинового тока

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студента 4 курса 4011 группы

направления 03.03.01 Прикладные математика и физики
код и наименование направления

Институт физики

наименование факультета

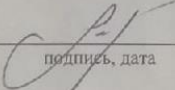
Лобанова Никиты Дмитриевича

фамилия, имя, отчество

Научный руководитель

Доцент, д.ф.-м.н.

должность, ученая степень, уч. звание


подпись, дата

М.А. Морозова

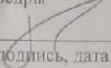
Инициалы Фамилия

Зав. кафедрой нелинейной физики

полное наименование кафедры

Доцент, к.ф.-м.н.

должность, ученая степень, уч. звание


подпись, дата

Е.Н. Бегинин

Инициалы Фамилия

Саратов 2022 г.

Введение

В настоящее время большой интерес вызывают периодические структуры, созданные на основе ферромагнитных пленок, - магнонные кристаллы (МК) [1-3]. Как известно, в МК распространяются волны намагниченности так называемые спиновые волны. Интересным представляется исследование распространения волн в СВЧ диапазоне для магнонных кристаллов. Наличие характерного периода у магнонных кристаллов приводит к формированию так называемых запрещенных зон, то есть зон сильного затухания волн, в спектре спиновых волн. Благодаря существованию различных механизмов формирования запрещенных зон (ЗЗ) предоставляется возможным создавать устройства для обработки и генерации сигналов на базе магнонных кристаллов в микроволновом диапазоне длин волн [1-4].

На данном этапе развития электроники все более актуальным является вопрос о внедрении магнитных материалов в компьютерную технику, в частности возможность фильтрации сигнала, одним из возможных решений является управление характеристиками запрещенных зон в магнонных кристаллах различными способами путем: изменения геометрических и магнитных параметров, изменения мощности входного сигнала, создания изъянов в структуре [5-8].

Как известно, для расширения функциональных возможностей устройств в микроволновой электронике [9], так и в оптике [4] используются связанные волноведущие системы, в которых одним из управляющих параметров является связь между слоями. Переход от одиночного МК к связанным магнонным кристаллам приводит к возникновению на дисперсионных характеристиках двух типов волн: симметричной и антисимметричной, причем вследствие наличия периода в магнонных кристаллах на дисперсионных характеристиках помимо прямых волн возникают еще и обратные [9,10].

При распространении магнитостатических волн в структуре, состоящей из двух связанных МК, разделенных диэлектрическим промежутком, имеет место формирование от одной до четырёх запрещенных зон в области первого

брэгговского резонанса [11].

Сейчас достаточно популярной стала область физики под названием спинтроника [12]. Спинтроника интересна тем, что передача момента происходит не только посредством электрического тока, как в классической электронике, но и с помощью спинового тока [13].

Цель работы заключается в том, чтобы пронаблюдать формирование запрещенных зон при введении классического затухания и спинового тока в структуре магнетонный кристалл-1-нормальный металл-магнетонный кристалл-2.

Для решения поставленных задач решались следующие вопросы:

1. Получение дисперсионного соотношения для поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в связанной структуре МК-1-НМ-МК-2.
2. Исследование формирования запрещенных зон в структуре связанных магнетонных кристаллов с активной прослойкой.
3. Исследование возможности управления и формирования запрещенных зон при введении параметра диссипации.
4. Исследование возможности управления и формирования запрещенных зон при введении спинового тока положительной/отрицательной полярности.

В главе 1 описывается исследуемая структура; объясняется принцип действия спинового эффекта Холла для структуры МК-1-НМ-МК-2; приводится вывод основных уравнений; записываются дисперсионные соотношения для симметричной прямой и обратной волн, антисимметричной прямой и обратной волн; вводится параметр диссипации и параметр, зависящий от спинового тока.

В главе 2 приводятся результаты исследования дисперсионных характеристик в связанной структуре МК-1-НМ-МК-2 без затухания и без спинового тока, с затуханием и с спиновым током; приводятся результаты исследования положения и ширины запрещенных зон по частотам и глубинам запрещенных зон по мнимым волновым числам.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы.

Основное содержание

Модель и основные уравнения

Рассмотрим периодическую структуру, схема которой приведена на рис. 1, в виде связанных одномерных МК-1 (магнонный кристалл-1) и МК-2 (магнонный кристалл-2), разделенных слоем нормального металла (НМ).

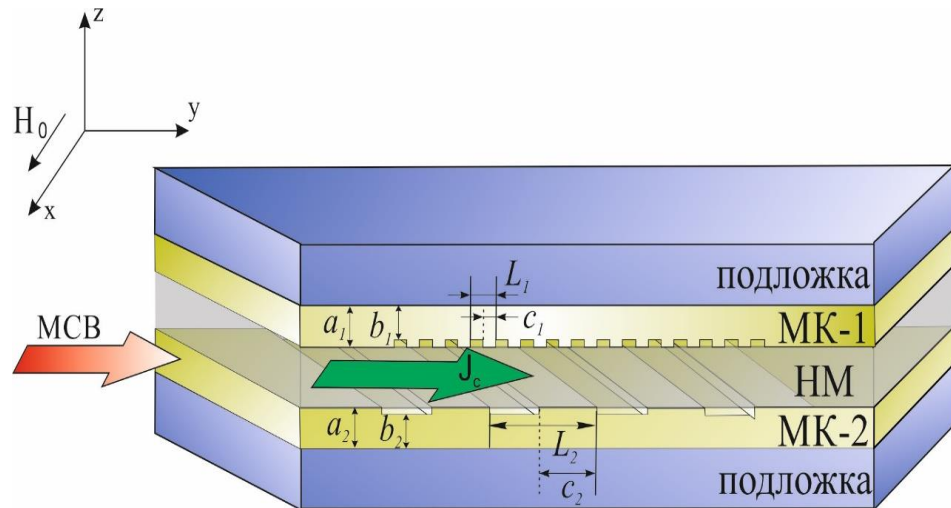


Рис. 1 Схема ферромагнитной структуры в виде одномерных МК-1 и МК-2, разделенных слоем НМ.

К слою НМ прикладывается напряжение U , в результате вдоль оси y течет электрический ток плотностью J_c . Здесь и далее будем использоваться терминологией ток положительной и отрицательной полярности, то есть если $J_c > 0$, то считаем его плотностью тока положительной полярности, а при $J_c < 0$ полагаем за плотность тока отрицательной полярности с соответствующими напряжениями и направлениями $\pm y$.

Спиновый эффект Холла (Spin Hall Effect) [14,15,16] вообще говоря заключается в том, что электроны с противоположным направлением спина диффундируют на примесях в нормальном металле, а также за счет спин-орбитального взаимодействия. В представленной структуре на рис. 1 спиновый эффект Холла заключается в том, что электроны с разным спином будут подходить к разным границам металла, вследствие чего спины с одним направлением перейдут к границе МК-1/НМ, а спины с противоположным направлением перейдут к границе МК-2/НМ. В таком случае в направлении оси z будет протекать спиновый ток. Спины у поверхностей МК-1/НМ и МК-2/НМ

передают свой спиновый крутящий момент τ_s (spin-transfer torque) поверхностным спинам в МК-1 и МК-2 соответственно. Впоследствии происходит передача момента в магнитные кристаллы с помощью диполь-дипольных и обменных взаимодействий.

Спиновый крутящий момент можно представить в следующем виде [13]:

$$\tau_s = \gamma \frac{e\zeta J_c}{2\pi\sigma} \tanh \frac{D_{\text{НМ}}}{2\zeta} \quad (1)$$

где, γ - описывает свойства интерфейса МК|НМ, связанные с диффузией спинов, ζ - длина диффузии спинов в НМ, σ - проводимость НМ, e - заряд электрона.

Получим дисперсионное соотношение для ПМСВ в МК-1 и МК-2 под действием спинового тока в НМ [17,18]. На первом этапе будем считать, что ферромагнитные слои разделены диэлектрической прослойкой.

Представим внешнее магнитное поле для каждого ферромагнитного слоя $\bar{H}_{1,2}$ в следующем виде [10]:

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

где $\bar{h}_{1,2}$ - переменные ВЧ магнитные поля в каждом из слоев, соответственно; K - коэффициент связи, определяющий связь между ВЧ магнитными полями каждого слоя.

Используя уравнение движения для высокочастотных составляющих намагниченности m_1 и m_2 , уравнения для магнитостатического потенциала в каждой плёнке, а также соответствующие граничные условия на границах ферромагнитных слоёв и диэлектрика в длинноволновом приближении ($kd_{1,2} \ll 1$), можно получить следующую систему волновых уравнений для однородных ферромагнитных слоев [9]:

$$\frac{\partial^2 m_{1,2}}{\partial t^2} + \omega_{H1,2}(\omega_{H1,2} + \omega_{M1,2})m_{1,2} + j \frac{\omega_{M1,2}^2 d_{1,2}}{2} \frac{\partial}{\partial y} \left(m_{1,2} + \frac{d_{2,1}}{d_{1,2}} K m_{2,1} \right) = 0, \quad (3)$$

где $m_{1,2} = m_{y1,2}/M_{1,2}$ – безразмерные составляющие намагниченности в каждом слое; $\omega_{M1,2} = 4\pi\gamma M_{1,2}$; $\omega_{H1,2} = \gamma H_0$; γ - гиромагнитное соотношение, k – постоянная распространения ПМСВ в структуре.

В этом случае решение волновых уравнений для каждого из кристаллов может быть представлено в виде суммы прямых и встречных волн:

$$m_{1,2} = A_{1,2} \text{Exp}[j(\omega t - k_0 y)] + B_{1,2} \text{Exp}[j(\omega t + k_{1,2}^- y)], \quad (8)$$

где $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$ – амплитуды прямых и встречных волн, соответственно; k_0 – постоянная распространения нулевой гармоники; $k_{1,2}^- = k_0 - \frac{2\pi}{L_{1,2}}$ относится к «-1» гармонике; ω – частота.

Затухания в МК и спиновый ток в НМ будем вводить следующим образом [9]:

$$\begin{aligned} \omega_{Hp1} &= \gamma H_0 + j\alpha\omega + jc, \\ \omega_{Hm1} &= \gamma H_0 - j\alpha\omega - jc, \\ \omega_{Hp2} &= \gamma H_0 + j\alpha\omega - jc, \\ \omega_{Hm2} &= \gamma H_0 - j\alpha\omega + jc. \end{aligned} \quad (11)$$

α - параметр диссипации, c -параметр зависящий от J_c (задает спиновый ток).

Параметр зависящий от спинового тока c имеет следующий вид:

$$c = \text{sgn}(\overline{M_0 \bar{S}}) \frac{\tau_s \gamma}{\mu_0 M_0 a} \quad (12)$$

Результаты численного моделирования

Результаты расчета дисперсионных характеристик, полученных без введения спинового тока для МК-1-НМ-МК-2 с параметрами $a_{1,2}=100$ нм, $D_{nm}=10$ нм, $H_0=800$ Э представлены на рис. 2(а,б), рис. 3(а,б).

В случае связанных однородных пленок ($\delta d_{1,2} = 0$ и $K \neq 0$), дисперсионная кривая для МСВ расщепляется на две нормальные моды-симметричную и антисимметричную. Дисперсионные характеристики для этих волн показаны черными линиями на рис. 2а: 1 – для симметричной прямой волны; 2 – для антисимметричной прямой волны; 1' – для симметричной встречной волны; 2' – для антисимметричной встречной волны. На частотах фазового синхронизма взаимодействие четырех описанных типов волн приводит к формированию ЗЗ (закрашенные области на рис. 2а, рис. 3а).

Из рис. 2 видно, что в случае $\delta d_{1,2} \neq 0$, $K \neq 0$ и $L_1 = L_2$ (зеленые кривые) формируется 2 ЗЗ (ЗЗ-1 и ЗЗ-4). Наложение МК-2 на МК-1 приводит к

увеличению количества ЗЗ в области первого брэгговского резонанса – формируется 4 ЗЗ. Каждой из запрещенных зон на рис. 2а, рис. 3а соответствуют комплексные волновые числа ($\text{Im}(k)$, пунктирные кривые), мнимые волновые числа отличные от нуля указывают на затухания в структуре и доказывают существование запрещенных зон (т.е. областей с сильным затуханием волны). Полностью $\text{Im}(k)$ отображены на рис. 2б, рис. 3б в виде фиолетовых кривых, из анализа решения для прямых и встречных волн можно видеть, что на $\text{Im}(k)>0$ происходит усиление прямых волн, а на $\text{Im}(k)<0$ ослабление. В работе в большей степени уделено внимание именно формированию мнимых волновых чисел, так как усиления и ослабления волн происходит, как известно, именно в мнимой области для классического затухания и действия спинового тока. Можно видеть на рис. 2б, что глубины ЗЗ (здесь и далее под глубиной ЗЗ будет подразумеваться разность между значением $\text{Im}(k)$ вне запрещенной зоны и максимальным по абсолютной величине $\text{Im}(k)$ внутри запрещенной зоны) для ЗЗ-1 и ЗЗ-4 одинаковы. На рис. 3 показаны дисперсионные характеристики МК-1-НМ-МК-2 (фиолетовые кривые) и одиночный МК (черные кривые). В случае одиночного МК запрещенная зона образуется за счёт взаимодействия прямой и встречной МСВ, формируется одна ЗЗ (ЗЗ, показана серой заливкой) на частоте первого брэгговского резонанса при $k = k_B = \frac{\pi}{L_{1,2}}$.

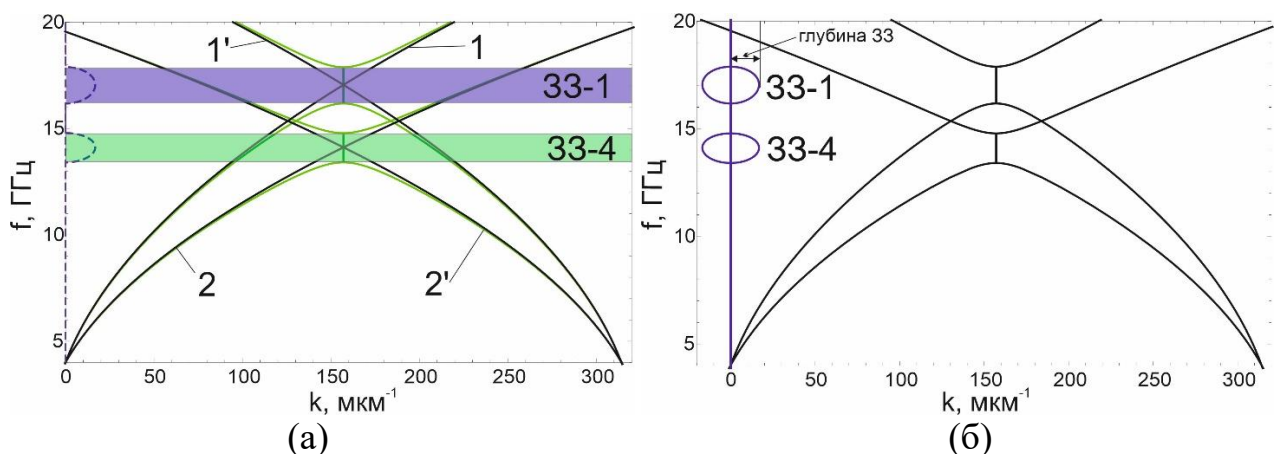


Рис. 2 Дисперсионные характеристики ПМСВ в структуре МК-1-НМ-МК-2 при $L_1/L_2=1$ ($L_1=L_2=200$ мкм).

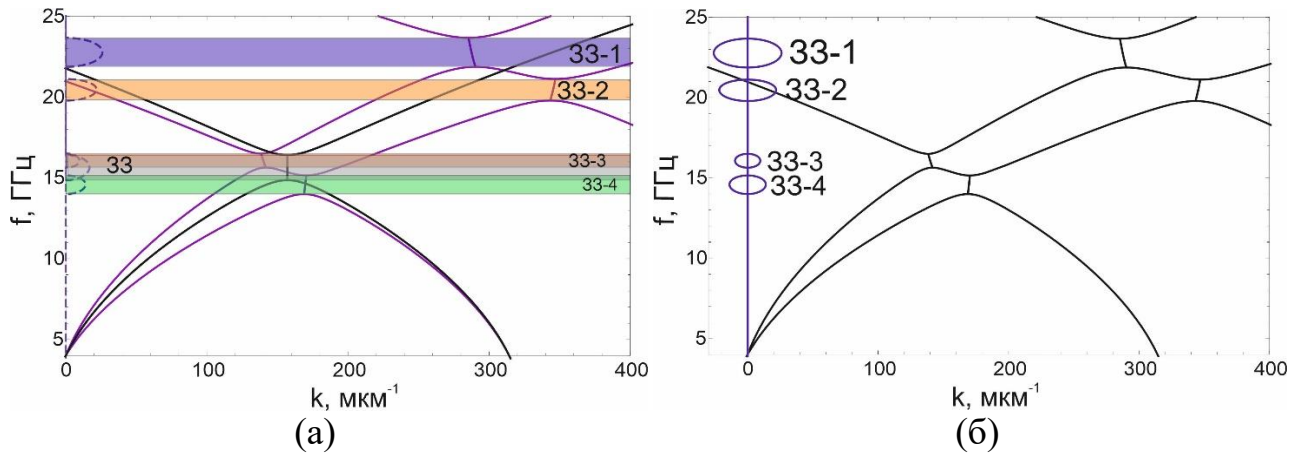


Рис. 3 Дисперсионные характеристики ПМСВ в структуре МК-1-НМ-МК-2 при $L_1/L_2=0.5$ ($L_1=100$ мкм, $L_2=200$ мкм).

В случае на рис. 3а, если $L_1/L_2 < 1$, то одна зона (33-4) ниже по частоте, чем 33 одиночного МК, три зоны (33-1, 33-2, 33-3) – выше по частоте, чем 33 одиночного МК.

Влияние затухания на формирование запрещенных зон

В этом разделе рассмотрим, как влияет затухание в ферромагнитной среде (изменение параметра диссипации) на формирование 33 при $c=0$ (т.е. без влияния спинowego тока).

Из рис. 4 можно сделать вывод, что увеличение потерь приводит к уменьшению глубины зоны для 33-2/33-3, другими словами 33-2/33-3 при некотором достаточно большом параметре диссипации пропадают и остаются 33-1 и 33-4. Можно заметить, что на рис. 4 увеличение параметра затухания приводит к: расщеплению дисперсионных характеристик на симметричную и антисимметричную волны, росту интервала между симметричной и антисимметричной модами по мнимым волновым числам, существованию мнимых решений меньше нуля в области запрещенных зон и вне области.

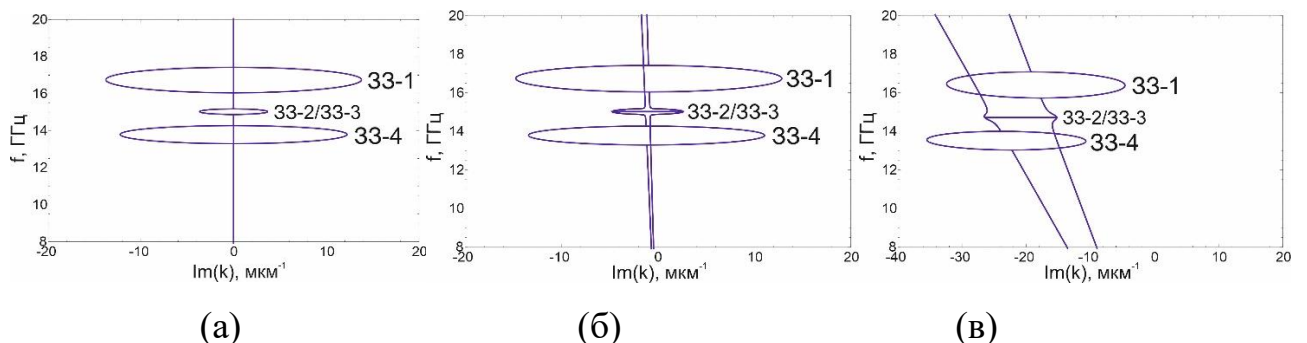


Рис. 4 Дисперсионные характеристики для $\text{Im}(k)$ при $\Delta_1/\Delta_2=0.5$ ($\Delta_1=20$ нм,

$\Delta_2=40$ нм) (а) $\alpha=0$, (б) $\alpha=10^{-2}$, (в) $\alpha=20*10^{-2}$.

Влияние спинного тока на формирование запрещенных зон

В данном разделе рассмотрим влияние спинного тока на формирование ЗЗ. Как и в предыдущем разделе будем полагать, что в структуре есть классическое затухание, зафиксируем параметр диссипации $\alpha=9*10^{-2}$. Синими кривыми на дисперсионных характеристиках для мнимых волновых чисел обозначены случаи при $c=0$ (т.е. без спинного тока), красными кривыми проиллюстрированы ситуации с $c \neq 0$ (т.е. со спинным током).

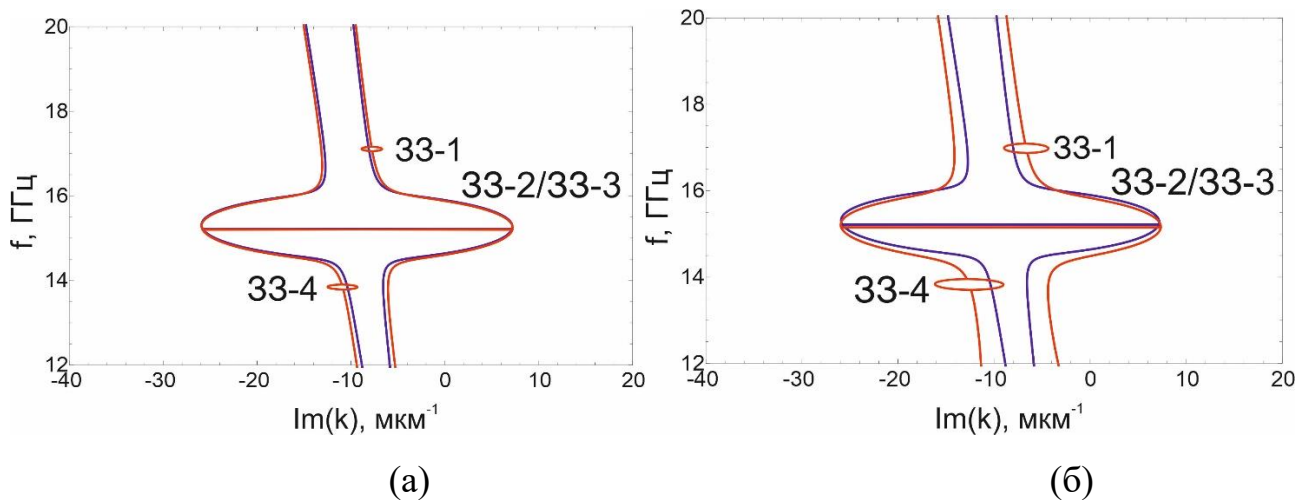


Рис. 5 Дисперсионные характеристики для $\text{Im}(k)$ при $\psi=\pi$ (а) $c=9*10^{-1}$, (б) $c=18*10^{-1}$.

Рассмотрим случаи с разным сдвигом между магнонными кристаллами при воздействии спинного тока. Положим сдвиг между МК-1 и МК 2 $\psi=\pi$ (рис. 5). Из рис. 5 видно, что при нулевом значении параметра c формируются ЗЗ-2/ЗЗ-3 на симметричной и антисимметричной волнах. При увеличении c формируются еще 2 ЗЗ, одна на симметричных волнах (ЗЗ-1), а другая на антисимметричных волнах (ЗЗ-4), то есть при данных параметрах МК-1 и МК-2 можно при помощи воздействия спинного тока управлять рождением и схлопыванием двух запрещенных зон. Дальнейшее увеличение спинного тока приводит к увеличению ширин по частотам и глубин по мнимым волновым числам для ЗЗ-1 и ЗЗ-4, причем на изначально существовавшие ЗЗ-2/ЗЗ-3 спиновой ток влияет в том смысле, что растут общие потери на симметричных и на антисимметричных модах.

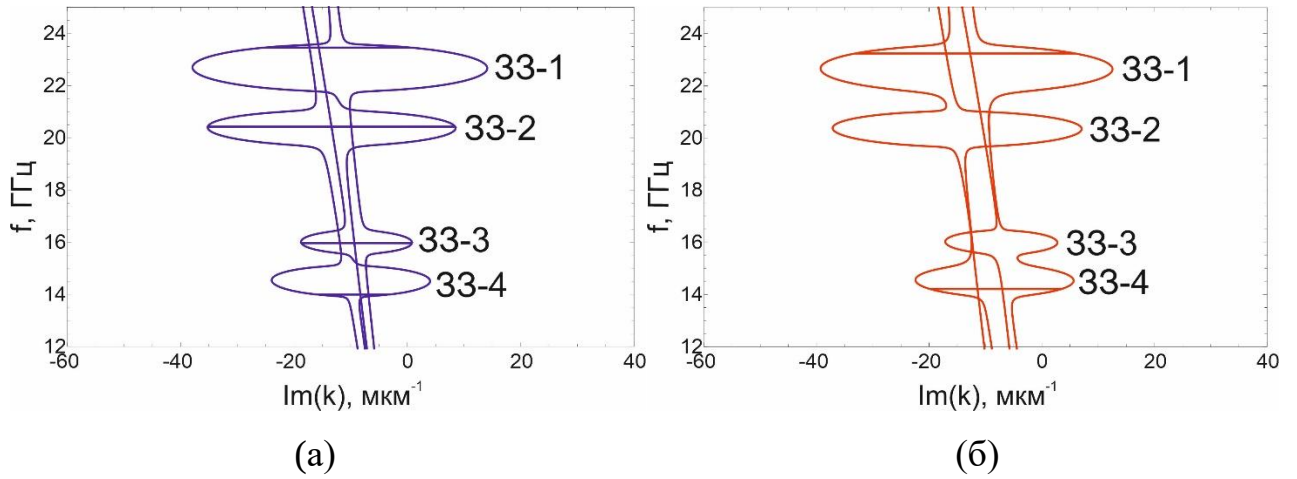


Рис. 6 Дисперсионные характеристики для $\text{Im}(k)$ при $L1/L2 < 1$ (а) $c=0$, (б) $c=4.5 \cdot 10^{-1}$.

Рассмотрим случай с несимметрией в виде разных периодов $L1/L2 < 1$ (рис. 6). Из рис. 6 видно, что несимметрия в структуре с разными периодами приводит к расщеплению дисперсионных характеристик на 4 типа волн (симметричную прямую и обратную, антисимметричную прямую и обратную), образуется 4 ЗЗ (33-1, 33-2, 33-3, 33-4) с разной глубиной запрещенной зоны.

До этого рассматривалось влияние относительно малого спинового тока, и интересно было бы исследовать, что происходит при введении большого спинового тока. На рис. 7 показано, что в несимметричной структуре с $L1/L2 < 1$ при введении большого спинового тока можно с увеличением параметра c наблюдать сначала слияние 33-3 и 33-4 (рис. 7(б)), а далее слияние 33-1 и 33-2 (рис. 7(в)). Таким образом, при введении достаточно большого спинового тока можно добиться перехода от 4 ЗЗ (33-1, 33-2, 33-3 и 33-4) к 2 ЗЗ (33-1/33-2 и 33-3/33-4).

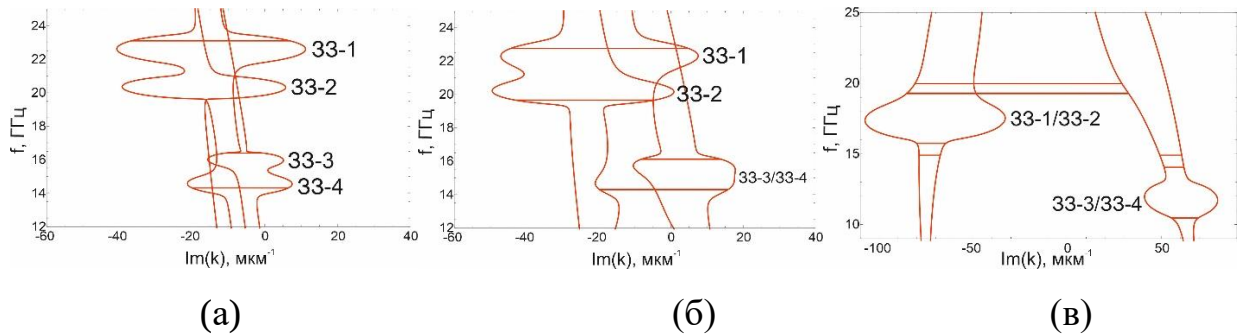


Рис. 7 Дисперсионные характеристики для $\text{Im}(k)$ при $L1/L2 < 1$ (а) $c=9 \cdot 10^{-1}$, (б) $c=27 \cdot 10^{-1}$, (в) $c=108 \cdot 10^{-1}$.

Заключение

Показано, что в структуре, состоящей из МК-1 и МК-2, разделенных слоем НМ, в полосе первого брэгговского резонанса имеет место формирование от одной до четырех запрещенных зон.

Исследовано влияние классического затухания и спинового тока на формирование запрещенных зон. Был выявлен ряд эффектов, заключающихся в формировании дополнительных запрещенных зон, изменении глубины и ширины ЗЗ, слиянии запрещенных зон за счёт влияния затухания и спинового тока.

В частности, введение классического затухания может приводить к уничтожению ЗЗ-2/ЗЗ-3 (при разных глубинах канавок для случая с $M_1/M_2 > 1$). Также параметр затухания приводит к возникновению ЗЗ-4 в структуре со сдвигом на π и отношением глубин канавок $\Delta_1/\Delta_2 = 0.5$.

Введение спинового тока может, в частности, приводить к формированию ЗЗ-1 и ЗЗ-4 (при сдвиге между МК-1 и МК-2 $\psi = \pi$). При сдвиге $\psi = 0.6 \cdot \pi$, вводя положительный/отрицательный спиновый ток, можно сдвигать ЗЗ-1 по частоте, а при отрицательной полярности изменять ширину ЗЗ и менять глубину ЗЗ. В структуре с разными намагниченностями увеличение спинового тока изменяет положение симметричных и антисимметричных волн в зависимости от полярности спинового тока, также происходит сдвиг ЗЗ-1 и ЗЗ-4 вниз по частотам. В конфигурации с разными периодами происходит расщепление дисперсионных характеристик на четыре типа волн (симметричную прямую и обратную, антисимметричную прямую и обратную). Также было рассмотрено несколько случаев для несимметричных структур с большим спиновым током, в таких случаях наблюдалось слияние запрещенных зон, то есть перехода от 4 ЗЗ (ЗЗ-1, ЗЗ-2, ЗЗ-3 и ЗЗ-4) к 2 ЗЗ (ЗЗ-1/ЗЗ-2 и ЗЗ-3/ЗЗ-4). Во всех рассмотренных случаях действие спинового тока может увеличивать/уменьшать затухание вне запрещенных зон, то есть можно менять уровень потерь.

Литература

- [1] M. Krawczyk and D. Grundler, J. Phys. D 26, 123202 (2014).
- [2] S.A. Nikitov, Ph. Tailhades, C.S. Tsai, JMMM, 236, 3, 320-330 (2001).
- [3] V.V. Kruglyak, S. O. Demokritov and D. Grundler, “Magnonics”, Journal of Physics D, 43, 264001 (2010).
- [4] R. Kashyap, Fiber Bragg Gratings, San Diego, USA: (Acad. Press., 1999)
- [5] M. Arian, Y. Au, G. Vasile, S. Ingvarsson, V.V. Kruglyak, J. Phys. D, 46, 135003 (2013).
- [6] Q. Wang, H. Zhang, X. Tang, H. Su, F. Bai, Y. Jing, and Z. Zhong, J. Phys. D 47, 065004 (2014).
- [7] J. W. Kłos, D. Kumar, M. Krawczyk, and A. Barman, Phys. Rev. B 89, 014406 (2014).
- [8] E. N. Beginin, Yu. A. Filimonov, E. S. Pavlov, S. L. Vysotskii, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett., 100, 252412 (2012).
- [9] А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шараевский, Магнитостатические волны в электронике СВЧ (СГУ, 1993).
- [10] M. A. Morozova, Yu. P. Sharaevskii, S. E. Sheshukova, and M. K. Zhamanova, Physics of the Solid State, 54, 8, 1575 (2012).
- [11] M. A. Morozova, A. Yu. Sharaevskaya, A. V. Sadovnikov, S. V. Grishin, D. V. Romanenko, E. N. Beginin, Yu. P. Sharaevskii and S. A. Nikitov, J. Appl. Phys. 120, 223901 (2016).
- [12] A. V. Chumak et al., Nature Physics, 11, 453 (2015)
- [13] J. Xiao, G.E.W. Bauer, Phys. Rep. Lett, 108, 217204 (2012)
- [14] K. Ando et al., PRL., 101, 036601 (2008)
- [15] L. Liu et al., Phys. Rep. Lett., 106, 036601 (2011)
- [16] E. Padron–Hernandez, A. Azevedo, and S.M. Rezende, Appl. Phys. Lett., 99, 192511 (2011)
- [17] P. Pirro et al., Appl. Phys. Lett., 104, 012402 (2014)
- [18] K. Ganzhorn et al., Appl. Phys. Lett., 109, 022405 (2016)