

УДК 537.613:537.622.4:537.621.4:537.876:530.182

## НЕВЗАИМНЫЙ ХАРАКТЕР СПИН-ВОЛНОВОГО СИГНАЛА В СТРУКТУРЕ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ СВЯЗАННЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ФАБРИ–ПЕРО С МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫМИ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ НАГРУЗКАМИ НА ОТДЕЛЬНО ВЗЯТЫХ ПЛЕЧАХ

© 2022 г. Е. Н. Бегинин<sup>1</sup> \*, А. В. Садовников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского”,  
Саратов, Россия

\*E-mail: ebegin@gmail.com

Поступила в редакцию 30.06.2022 г.

После доработки 15.07.2022 г.

Принята к публикации 22.07.2022 г.

Методом связанных волн исследовано влияние невязимного распространения спиновых волн и величины связи на резонансные частоты связанных резонаторов Фабри–Перо, нагруженных проводящими слоями. Показано, что увеличение степени невязимности распространения спиновых волн и величины связи резонаторов приводит к расщеплению резонансных частот системы и их смещению в более высокочастотную область. Полученные результаты могут быть использованы для создания многоканальных частотно-селективных устройств обработки информационного сигнала на принципах магноники.

DOI: 10.31857/S0367676522110047

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все больший интерес представляет исследование процессов распространения спиновых волн [1–3], [4, 5] в различных магнитных структурах с целью создания на их основе функциональных и логических магнонных элементов обработки информационных сигналов в микроволновом диапазоне радиоволн [6–8]. В оптическом диапазоне широко применяются интерферометры построенные на резонаторах Фабри–Перо (ФП) [9]. С точки зрения расширения функциональных возможностей обработки сигналов в микроволновом диапазоне радиоволн представляет интерес возможность реализации управляемых резонаторов ФП на основе спиновых волноведущих структур. В частности, дисперсионными характеристиками и частотным диапазоном распространения поверхностных спиновых волн (ПСВ) можно эффективно управлять величиной внешнего магнитного поля, состоянием от волноводов до металлических экранов и величиной их удельной проводимости [1, 10]. Важной особенностью распространения ПСВ, проявляющейся в случае несимметричных граничных условий на поверхности магнитных волноводов, является невязимный характер рас-

пространения ПСВ, т.е., зависимость волновых чисел спиновых волн от направления распространения относительно направления магнитного поля [1]. В работах [11–13] показана возможность эффективного управления дисперсией и невязимностью распространения ПСВ в композитной структуре “феррит–полупроводник” модуляцией удельной проводимости полупроводникового слоя оптическим излучением. С целью расширения функциональных возможностей магнонных устройств обработки информации так же интенсивно исследуются связанные спиновые волноведущие структуры и резонаторы спиновых волн [14–17]. Совмещение эффектов невязимного распространения ПСВ в связанных резонаторах ФП потенциально увеличивает возможности по управлению частотными и спектральными характеристиками данного типа устройств.

### МОДЕЛЬ СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ РЕЗОНАТОРОВ ФАБРИ–ПЕРО

Исследование характеристик связанных резонаторов Фабри–Перо будем проводить для двух спиновых волноводных систем выполненных на основе ферритовых пленок различной толщины. Подсистема 1 представляет собой волновод дли-

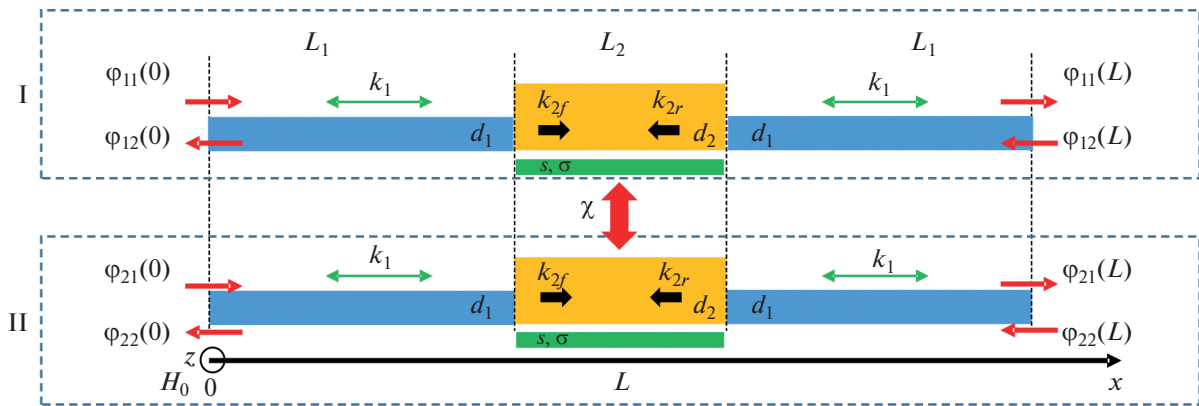


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры.

ной  $L$  на основе пленки толщиной  $d_1$  в центре которой сформирована область длиной  $L_2$  и толщиной  $d_2$ . Ферритовая пленка толщиной  $d_2$  нагружена с одной стороны проводящим слоем с удельной электрической проводимостью  $\sigma$ . Ферритовая пленка и проводящий слой разделены диэлектрическим зазором толщиной  $s$ .

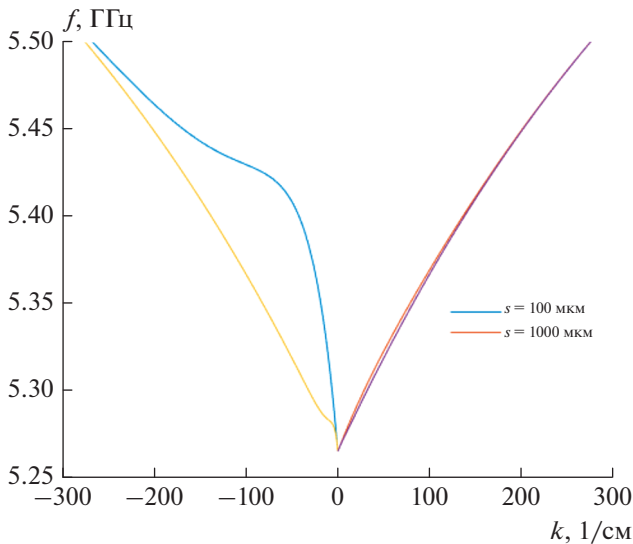
Волноводная подсистема 2 идентична по размерам и параметрам подсистеме 1. Связь между волновыми процессами в различных подсистемах возможна только между областями волноводов длиной  $L_2$ .

С точки зрения волновых процессов рассматриваемую систему можно трактовать следующим образом: в регулярном волноводе первой и второй подсистемы сформированы резонаторы Фабри-Перро (ФП) длиной  $L_2$  нагруженные проводящими слоями и ограниченные с двух сторон сегментами волноводов толщиной  $d_1$ . Границы стыков двух волноводов различной толщины выступают в роли частично-отражающих зеркал с коэффициентами отражения, зависящими от соотношения толщин  $d_2$  и  $d_1$  пленок [11, 12]. Между резонаторами вводится связь, зависящая от степени перекрытия магнитных полей собственных мод резонаторов. В дальнейшем будем полагать, что коэффициент связи  $\chi$  известен. Будем считать, что в сегментах волноводов длиной  $L_1$  процессы распространения спиновых волн взаимны, т.е. волны, распространяющиеся в противоположных направлениях оси  $x$  обладают одинаковыми волновыми числами. В области ФП, за счет влияния проводящих слоев с проводимостью  $\sigma$ , волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, в общем случае имеют различные по величине волновые числа. Предлагаемый подход, основанный на методе связанных волн, позволяет исследовать резонансы в системе связанных ФП с учетом невязимного характера распространения спиновых волн.

Материальные параметры магнитных пленок (намагниченность насыщения  $M_0$ , параметры затухания и т.д.) во всех частях подсистем будем считать одинаковыми. Система связанных волноводов помещена в однородное статическое магнитное поле величиной  $H_0$  ориентированное вдоль оси  $z$ . В этом случае в каждой подсистеме могут распространяться только поверхностные спиновые волны (ПСВ). При этом частота  $f$  и постоянная распространения  $k$  ПСВ в регулярных волноводах толщиной  $d_1$  в линейном случае связаны известным дисперсионным соотношением  $D_1(f, k, d_1, H_0, M_0) = 0$  [2]. В области  $d_2$  длиной  $L_2$  дисперсионные характеристики распространяющихся в противоположных направлениях ПСВ невязимны и определяются дисперсионным уравнением  $D_2(f, k, d_2, \sigma, s, H_0, M_0) = 0$  [10–12].

Целью проводимых исследований является исследование резонансных характеристик системы связанных резонаторов ФП с учетом невязимного характера распространения ПСВ и величины связи между ними.

В системе связанных волноводов выделим два сечения: входное сечение с координатой  $x = 0$  и выходное сечение с координатой  $x = L$ . В плоскости входного сечения введем комплексные амплитуды спиновых волн  $\varphi_{mn}(0)$ , где  $m = 1, 2$  – индекс определяющий номер подсистемы,  $n = 1, 2$  – индекс для падающих ( $n = 1$ ) и отраженных волн ( $n = 2$ ). Подобным образом введем амплитуды волн  $\varphi_{mn}(L)$  в выходном сечении системы. Однако, в этом случае, индекс  $n = 1$  соответствует прошедшим волнам, а  $n = 2$  – падающим волнам. Будем считать, что амплитуда  $a_0$  падающей волны на входное сечение первой подсистемы при  $x = 0$  известна. Амплитуды всех остальных падающих волн положим равными нулю. В рамках введенных обо-



**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики ПСВ, распространяющихся в ферритовом слое толщиной  $d_2$  при двух значениях величины зазора  $s = 100$  и  $1000$  мкм.

значений граничные условия задачи при  $x = 0$  и  $x = L$  формулируются следующим образом:

$$\varphi_{11}(0) = a_0, \quad \varphi_{21}(0) = 0, \quad \varphi_{12}(L) = \varphi_{22}(0) = 0. \quad (1)$$

Остальные амплитуды волн в различных сечениях  $\varphi_{12}(0)$ ,  $\varphi_{22}(0)$ ,  $\varphi_{11}(L)$ ,  $\varphi_{21}(L)$  необходимо найти. Будем рассматривать только прошедшие волны в первой и второй подсистемах и введем соответствующие частотные коэффициенты прохождения спиновых волн на выходе подсистемы 1 –  $t_1(f) = 20 \lg(|\varphi_{11}(L)/\varphi_{11}(0)|)$  и подсистемы 2 –  $t_2(f) = 20 \lg(|\varphi_{22}(L)/\varphi_{11}(0)|)$ .

Для сокращения математических выкладок рассмотрим постановку задачи только для участков связанных подсистем длиной  $L_2$ . Система уравнений, связанных для выбранного сегмента, будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \varphi_{11} &= ik_{2f} \varphi_{11} + i\chi \varphi_{21}, & \frac{d}{dx} \varphi_{12} &= -ik_{2r} \varphi_{12} - i\chi \varphi_{22}, \\ \frac{d}{dx} \varphi_{21} &= ik_{2f} \varphi_{21} + i\chi \varphi_{11}, & \frac{d}{dx} \varphi_{22} &= -ik_{2r} \varphi_{22} - i\chi \varphi_{12}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $k_{2f}, k_{2r}$  – волновые числа ПСВ распространяющихся в прямом и обратном направлениях в области ФП, соответственно,  $\chi$  – коэффициент связи двух волн распространяющихся в одном направлении в различных подсистемах. Аналогичную систему уравнений (2) можно записать и для остальных сегментов с учетом взаимного характера распространения  $k_{1f} = k_{1r} = k_1$  и отсутствия связи  $\chi = 0$ .

Системы уравнений (2) необходимо дополнить граничными условиями на стыках смежных сегментов. На границе раздела сегментов при  $x = L_1$  непрерывными будут волновые поля и их производные вдоль оси  $x$ :

$$\begin{aligned} \varphi_m^l(x) \Big|_{x \rightarrow L_1} &= \varphi_m^r(x) \Big|_{L_1 \leftarrow x}, \\ \frac{d\varphi_m^l(x)}{dx} \Big|_{x \rightarrow L_1} &= \frac{d\varphi_m^r(x)}{dx} \Big|_{L_1 \leftarrow x}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $m = 1, 2$  – индекс подсистем,  $\varphi_m^l, \varphi_m^r$  – волновые поля слева и справа от границы раздела сегментов. Аналогичные граничные условия (4) записываются при  $x = L_1 + L_2$ .

Записывая систему уравнений (2) для каждого сегмента, граничные условия (3) на границах сегментов и соответствующих сечениях (1) получаем замкнутую систему уравнений для расчета коэффициентов прохождения ПСВ.

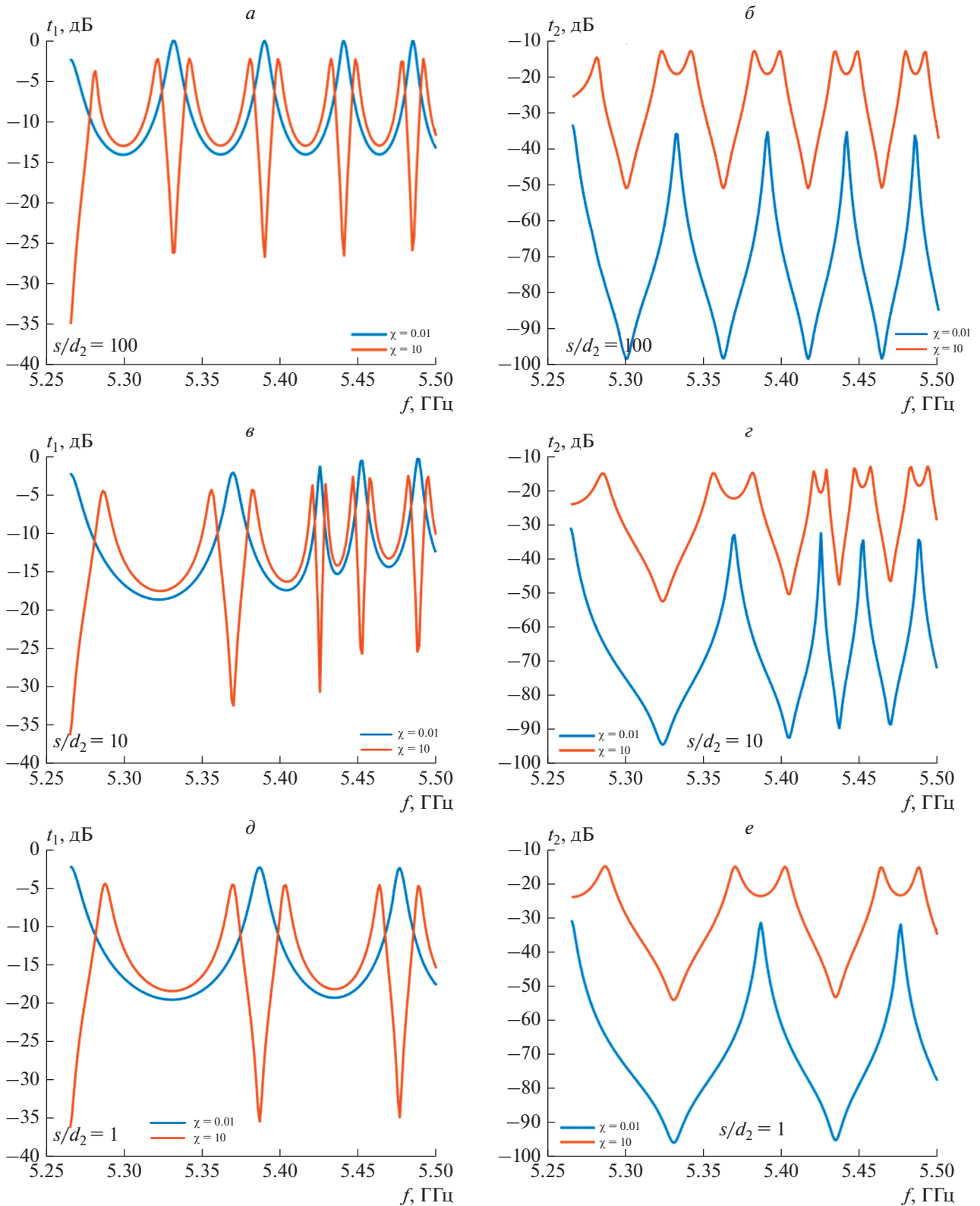
В расчетах использовались следующие материальные параметры и геометрические размеры подсистем: внешнее магнитное поле  $H_0 = 1.2$  кЭ, намагниченность насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $L_1 = 0.2$  см,  $L_2 = 0.05$  см,  $d_1 = 1$  мкм,  $d_2 = 10$  мкм, остальные параметры вариативные. В общем случае изолированный резонатор ФП с учетом невязимного характера распространения ПСВ имеет бесконечное число резонансных частот  $f_{res}^j$ , определяемых условием:

$$k_{2f}^j(f_{res}^j) L_2 + k_{2r}^j(f_{res}^j) L_2 = 2\pi j, \quad j = 1, 2, \dots \quad (4)$$

Рассмотрим проявление невязимного характера распространения ПСВ в слое феррита толщиной  $d_2$  нагруженным проводящим слоем с проводимостью  $\sigma = \infty$  и отделенным от феррита зазором величиной  $s$ .

На рис. 2 представлены дисперсионные характеристики ПСВ распространяющихся в противоположных направлениях для двух значений зазора  $s = 100$  и  $1000$  мкм. Когда слой полупроводника находится на большом расстоянии  $s/d_2 > 100$  невязимный характер распространения ПСВ проявляется только вблизи начала дисперсионных характеристик в области значений волновых чисел  $0 < |k| < 20$  см $^{-1}$  и диапазоне частот 5.27–5.3 ГГц. При сравнительно малых расстояниях  $s/d_2 = 10$  область невязимности увеличивается до значений  $0 < |k| < 250$  см $^{-1}$  в области частот 5.27–5.45 ГГц, при этом волны распространяющиеся в отрицательном направлении оси  $x$  на частоте  $f$  обладают большими значениями фазовых скоростей [1, 10].

Следовательно, эффект невязимности должен приводить к изменению резонансных частот (4) ФП-резонатора. Наличие связи между двумя ФП-резонаторами должно приводить к расщеп-



**Рис. 3.** Частотные коэффициенты прохождения СВ  $t_1(f)$  (левая панель),  $t_2(f)$  (правая панель) связанных ФП-резонаторов с невязанным распространением ПСВ при величине удельной проводимости полупроводника  $\sigma = \infty$ , различных величинах зазора  $s$  и коэффициента связи  $\chi$ .

лению резонансных частот одиночного ФП. Рассмотрим совместное влияние невзаимности и величины коэффициента связи  $\chi$  на частотные коэффициенты прохождения ПСВ в системе связанных ФП-резонаторов. Вначале рассмотрим случай слабой связи ФП-резонаторов с параметром связи  $\chi = 0.01$  1/см. При величине зазора  $s/d_2 = 100$  (рис. 3а и 3б) распространение ПСВ практически взаимно и в двух подсистемах наблюдаются характерные частотные зависимости коэффициентов прохождения  $t_1(f)$ ,  $t_2(f)$  с максимумами на частотах, где выполняются резонансные условия (5). При малой связи основная мощность ПСВ переносится в подсистеме 1 и на резонансных частотах максимумы коэффициентов прохождения различаются на величину порядка 30 дБ. В области частот 5.25–5.5 ГГц дисперсия ПСВ близка к линейной и резонансные частоты формируют практически эквидистантный спектр. При уменьшении зазора до  $s/d_2 = 10$  (рис. 3в и 3г) в области малых волновых чисел начинает проявляться невзаимный характер распространения ПСВ (рис. 2). Это приводит к сдвигу частот резонансов в более высокочастотную область, изменению ширины резонансных кривых и спектр резонансных частот становится не эквидистантным.

Такая особенность поведения резонансов определяется характером дисперсионных зависимостей (рис. 2) при  $s/d_2 = 10$ . В диапазоне частот 5.3–5.4 ГГц ПСВ распространяющиеся в направлении  $-x$  обладают большей фазовой скоростью (меньшими волновыми числами) и условия (5) выполняются для больших значений резонансных частот. В диапазоне частот выше 5.4 ГГц невзаимность практически не оказывает влияние на резонансные частоты прохождения ПСВ. При дальнейшем уменьшении зазора до  $s/d_2 = 1$  (рис. 3д и 3е) невзаимность проявляется во всем частотном диапазоне и это приводит к дальнейшему сдвигу резонансных частот в более высокочастотную область. Это хорошо также видно по изменению числа резонансов в области частот 5.27–5.5 ГГц. При расстоянии  $s/d_2 = 100$  в этом диапазоне наблюдается четыре резонанса, при  $s/d_2 = 1$  – два резонанса. Рассмотрим ситуацию сильно связанных ФП-резонаторов. Как видно из представленных результатов при величине  $\chi = 10$  см<sup>-1</sup> (режим сильной связи) наблюдается расщепление резонансных частот, как и в системах, состоящих из двух связанных резонаторов. Общие закономерности влияния невзаимности в системе двух сильно связанных ФП-резонаторов аналогичны ранее рассмотренному случаю слабой связи. Таким образом, невзаимный характер распространения ПСВ приводит к сдвигу резонансных частот, связанных ФП в более высокочастотную область, а наличие связи приводит к расщеплению резонансных кривых. Эффектами сдвига ре-

зонансных частот и расщепления резонансных кривых можно управлять изменением проводимости  $\sigma$ , величины зазора  $s$  и коэффициента связи  $\chi$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подход, основанный на использовании связанных резонаторов ФП и невзаимного распространения спиновых волн, может быть применен для создания магнотных функциональных элементов с управляемыми частотными и спектральными характеристиками. В частности, влияние невзаимного характера распространения СВ проявляется в сдвиге резонансных частот ФП, а наличие связи между резонаторами ФП к расщеплению резонансных кривых. Показана возможность эффективного управления резонансными частотами за счет изменения толщины диэлектрического зазора и коэффициента связи двух резонаторов ФП.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-79-10191).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sodha M.S., Srivastava N.C.* Microwave propagation in ferrimagnetics. N.Y.: Springer, 1981. P. 143.
2. *Kalinikos B.A., Kostylev M.P., Kozhus N.V., Slavin F.N.* // J. Phys. Cond. Matter. 1999. V. 2. No. 49. P. 9861.
3. *Hurben M.J., Patton C.E.* // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 163. No. 1–2. P. 39.
4. *Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В. и др.* // УФН. 2015. Т. 58. № 10. С. 1099; *Nikitov S.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V. et al.* // Phys. Usp. 2015. V. 58. No. 10. P. 1002.
5. *Никитов С.А., Сафин А.Р., Калябин Д.В. и др.* // УФН. 2020. Т. 58. № 10. С. 1009; *Nikitov S.A., Saфин A.R., Kalyabin D.V. et al.* // Phys. Usp. 2020. V. 63. No. 10. P. 945.
6. *Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B.* // J. Phys. D. 2017. V. 50. Art. No. 244001.
7. *Demokritov S.O., Slavin A.N.* // Top. Appl. Phys. 2013. V. 125. P. 205.
8. *Chumak A.V., Schultheiss H.* // J. Phys. D. 2017. V. 50. Art. No. 300201.
9. *Ismail N., Kores C.C., Geskus D., Pollnau M.* // Opt. Express. 2016. V. 24. No. 15. Art. No. 16366.
10. *Stancil D., Prabhakar A.* Spin waves: theory and applications. N.Y.: Springer, 2009. P. 346.
11. *Kindyak A.S.* // Mater. Lett. 1995. V. 24. No. 9. P. 359.
12. *Fetisov Y.K., Makovkin A.V.* // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. No. 8. P. 5721.
13. *Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E. et al.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. No. 5. Art. No. 054424.
14. *Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. Art. No. 202405.
15. *Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Beginin E.N. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 7. Art. No. 014013.
16. *Arai H., Imamura H.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. Art. No. 152131.
17. *Sharaevskaya A.Y., Beginin E.N., Sharaevskii Y.P.* // IEEE Trans. Magn. 2017. V. 53. Art. No. 262405.

## **Non-reciprocal character of a spin-wave propagation in a structure consisting of coupled Fabry–Perot interferometers with metallized and semiconductor layers**

**E. N. Beginin<sup>a, \*</sup>, A. V. Sadovnikov<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*Saratov National Research State University, Saratov, 410012 Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: ebegin@gmail.com*

The effect of non-reciprocal propagation of spin waves and the coupling magnitude on the resonant frequencies of coupled Fabry-Perot resonators with loaded conducting layers has been studied by the coupled wave method. It is shown that an increase in the degree of non-reciprocity of the propagation of spin waves and the magnitude of the coupling of resonators leads to splitting of the resonant frequencies of the system and their displacement to a higher frequency region. From an applied point of view, the results obtained can be used to create multichannel frequency-selective information signal processing devices based on the principles of magnonics.