

БРЭГГОВСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В МУЛЬТИФЕРРОИДНОМ КРИСТАЛЛЕ С ДВОЙНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

М. А. Морозова ^{a*}, О. В. Матвеев ^a, Д. В. Романенко ^a, С. А. Никитов ^{a,b}

^a Саратовский государственный университет
410012, Саратов, Россия

^b Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук
125009, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 мая 2023 г.,
после переработки 2 июля 2023 г.
Принята к публикации 4 июля 2023 г.

Теоретически и экспериментально выявлено влияние двойной (электрической и магнитной) нелинейности на брэгговские резонансы гибридных электромагнитных спиновых волн в мультиферроидном кристалле. Мультиферроидный кристалл состоит из слоя железо-иттриевого граната с периодической системой каналов на поверхности и сегнетоэлектрического слоя титаната бария стронция. Получено дисперсионное соотношение для гибридных волн, выявлен механизм формирования основной и гибридной запрещенных зон — полос непропускания. Показано, что учет магнитной нелинейности приводит к частотной перестройке обеих запрещенных зон, а учет электрической нелинейности — только гибридной запрещенной зоны. В общем случае действие электрической и магнитной нелинейности на гибридную запрещенную зону может быть скомпенсировано.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 95-летию Л. А. Прозоровой

DOI: 10.31857/S0044451023100036

EDN: XKAZFA

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из альтернативных концепций по преодолению ограничений, накладываемых стандартной КМОП электроникой, лежит в области магноники, основной принцип которой заключается в использовании спиновых волн или магнонов вместо электронов в качестве носителей информации [1]. Одними из наиболее перспективных материалов, в котором возможно распространение спиновых волн, являются ферромагнитные пленки железо-иттриевого граната, ввиду малого уровня потерь, возможности масштабирования вплоть до нескольких нанометров, малых энергозатрат для возбуждения спиновых волн и хорошую интегрируемость с полупроводниковыми технологиями [2–4].

Однако наиболее перспективным является использование мультиферроидных материалов, свойствами спиновых волн в которых можно управлять не только с помощью магнитного, но и электрического поля [5, 6]. Искусственные мультиферроиды включают ферромагнитные и сегнетоэлектрические слои и проявляют как свойства, характерные для каждого из слоев в отдельности, так и новые свойства, связанные с взаимодействием магнитной и электрической подсистем [7, 8].

При больших значениях диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика, которая зависит от приложенного постоянного электрического поля, электромагнитные волны в сегнетоэлектрике оказываются сильно замедленными. В этом случае в структуре ферромагнитная пленка/сегнетоэлектрик (ФП/СЭ) на частотах, близких к частоте фазового синхронизма между электромагнитной и спиновой волнами, возникают гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ) [9, 10].

В свою очередь, периодические структуры на основе мультиферроидных материалов — мультифер-

* E-mail: mamorozovama@yandex.ru

роидные кристаллы, за счет существования брэгговских резонансов, открывают большие возможности по управлению волнами, по сравнению с однородными структурами. Брэгговские резонансы в таких структурах наблюдаются как на длинах волн, удовлетворяющих условию Брэгга [11, 12], так и условию синхронизма спиновой и электромагнитной волн [13, 14]. Возможность управления частотой резонанса с помощью электрического и магнитного полей, в частности, была показана применительно к мультиферроидному кристаллу, состоящему из ферромагнитной пленки, нагруженной сегнетоэлектрическим слоем с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью [15]; мультиферроидному кристаллу, созданному на основе ферромагнитной пленки и периодической сегнетоэлектрической нагрузки [16]; мультиферроидному кристаллу на основе щелевой линии передачи с периодически изменяющейся шириной щели, состоящему из ферромагнитной пленки и сегнетоэлектрического слоя [17]; мультиферроидному кристаллу, состоящему из ферромагнитной пленки с периодическими канавками и слоя сегнетоэлектрика [14, 18, 19]. На частотах, соответствующих брэгговским резонансам, формируются запрещенные зоны — полосы непроникновения в спектре ГЭМСВ.

Интенсивная волна, распространяясь в нелинейной среде, может изменять свойства среды. Различные волноведущие среды обладают различными типами нелинейностей. Так, в ферромагнитных средах увеличение интенсивности спиновой волны приводит к изменению намагниченности насыщения среды и, следовательно, к изменению частоты прецессии, которое приводит к изменению частоты спиновой волны [20, 21]. В случае электромагнитных волн в сегнетоэлектрических волноводах при увеличении напряженности электрического поля волны изменяется диэлектрическая проницаемость [22, 23]. Уменьшение диэлектрической проницаемости при увеличении напряженности электрического поля волны приводит к изменению частоты электромагнитной волны в сегнетоэлектрике. Как было показано [24–26], мультиферроидные среды, включающие ферромагнитную и сегнетоэлектрическую подсистемы, демонстрируют двойную нелинейность, обусловленную совместным действием нелинейностей каждой из подсистем. До настоящего времени проводились только исследования, направленные на изучение влияния нелинейности на распространение ГЭМСВ в неперодических структурах типа ФП/СЭ. Однако представляет интерес исследование распространения нели-

нейных волн в периодических мультиферроидных структурах. Следует ожидать, что учет нелинейности в этом случае приведет к изменению условий существования и характеристик брэгговских резонансов в спектре ГЭМСВ.

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование влияния двойной нелинейности (электрической и магнитной) на механизм формирования и свойства брэгговских резонансов ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле.

2. ВОЛНОВАЯ МОДЕЛЬ И ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ

На первом этапе рассмотрим слоистую структуру, состоящую из ферромагнитной пленки толщиной d и намагниченностью насыщения M_0 и слоя сегнетоэлектрика толщиной D_{FE} с диэлектрической проницаемостью ε . Структура бесконечна в направлении осей x и y . Внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 приложено касательно к поверхности ферромагнитной пленки вдоль оси x , а к слою сегнетоэлектрика приложено внешнее электрическое поле напряженности \mathbf{E}_0 вдоль оси z , как показано на рис. 1.

В отсутствие слоя сегнетоэлектрика при заданной конфигурации магнитного поля в ферромагнитной пленке в направлении оси y распространяется поверхностная магнитостатическая волна (ПМСВ), дисперсионное соотношение для которой при $k_0 d \ll 1$ имеет вид [27]:

$$\Omega_0 = \omega^2 - \omega_{\perp}^2 - \frac{\omega_M^2 k_0 d}{2} = 0, \tag{1}$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, ω — частота, k_0 — волновое число.

В слое сегнетоэлектрика, который является диэлектрическим волноводом, распространяются электромагнитные волны, дисперсионное соотношение для которых имеет вид [10]:

$$\Omega_0^E = 0, \tag{2}$$

где

$$\Omega_0^E = FGQ, \quad F = (\omega^2 \varepsilon / c^2 - k_0^2),$$

$$G = (\text{tg}[\xi D_{FE}/2] + \xi/k_0),$$

$$Q = (\text{ctg}[\xi D_{FE}/2] - \xi/k_0),$$

$$\xi_{k,\omega}^2 = \omega^2 \varepsilon / c^2 - k_0^2,$$

c — скорость света.

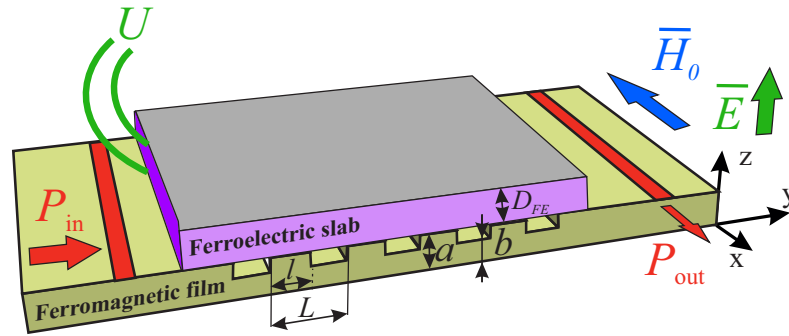


Рис. 1. Схема мультиферроидного кристалла

При наложении сегнетоэлектрического слоя на ферромагнитную пленку волны начинают влиять друг на друга: поля ПМСВ начинают проникать в сегнетоэлектрик, а поля электромагнитной волны в ферромагнитную пленку. Электромагнитное поле ПМСВ, распространяющейся в ферромагнитной пленке, обладает отличными от нуля компонентами E_x, H_y, H_z . ПМСВ порождает волну в слое сегнетоэлектрика с таким же распределением поля, что отвечает волнам ТЕ типа в прямоугольном диэлектрическом волноводе [9]. Рассматриваемые волны имеют только одну компоненту электрического поля E_x и поэтому в уравнения входит только одна компонента тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{xx} = \epsilon$. Поэтому дальнейшие выкладки остаются верными и для анизотропных сегнетоэлектриков, одна из главных осей которых направлена вдоль x . ТЕ-волн в сегнетоэлектрическом волноводе бесконечно много и их можно пронумеровать в порядке возрастания частоты при фиксированном k_0 . Уравнение $F = 0$ дает решение для однородной по толщине поперечной электромагнитной волны, будем называть ее нулевой модой. Для уравнений $G = 0$ и $Q = 0$ могут быть получены асимптотические решения при малых и больших k_0 . При $k_0 \rightarrow 0$ получим

$$\omega_i = \sqrt{k_0^2 c^2 / \epsilon + (i - 1)^2 \pi^2 c^2 / \epsilon D_{FE}^2}, \quad i = 2, 3, 4 \dots$$

и

$$\omega_1 = c \sqrt{2k_0 / \epsilon D_{FE}}.$$

При $k_0 \rightarrow \infty$ получим

$$\omega_i = \sqrt{k_0^2 c^2 / \epsilon + i^2 \pi^2 c^2 / \epsilon D_{FE}^2}, \quad i = 1, 2, 3 \dots$$

Уравнение $G = 0$ дает решение для четных номеров i (четных мод), уравнение $Q = 0$ дает решение для нечетных номеров i (нечетных мод). Влияние ПМСВ на ТЕ-волну с номером $i = 0$ очень

слабое, а на моды с номером $i > 0$, наоборот, сильное. Это связано с распределением амплитуды электрического поля по толщине сегнетоэлектрической пластины, а для мод с $i > 0$ оно может изменяться. При этом максимальные амплитуды электрического и магнитного полей для электромагнитной волны, независимо от их номера, сравнимы по величине. В противоположность этому, для ПМСВ электрическое поле меньше магнитного, что объясняется магнитостатической природой волны. Электрическое поле ПМСВ, направленное касательно к границе раздела ФП/СЭ, непрерывно проходит в сегнетоэлектрик и потому остается малым вблизи самой границы. При возбуждении нулевой моды ($i = 0$) оно остается малым также и во всех точках пластины, т. е. энергия ТЕ-волны оказывается малой. При возбуждении моды с номером $i > 0$ электрическое поле ПМСВ, проникающее в сегнетоэлектрик, обязано быть малым только на границе раздела. Внутри сегнетоэлектрика электрические и магнитные поля могут быть велики, т. е. велика и энергия ТЕ-волны. Поскольку групповые скорости ПМСВ всегда много меньше групповых скоростей электромагнитной волны, то возникает точка пересечения дисперсионных характеристик, в которой выполняется условие фазового синхронизма волн: взаимодействие волн резонансно возрастает и возможно образование гибридной электромагнитно-спиновой волны. Точка пересечения дисперсионных кривых магнитостатической волны и моды электромагнитной волны с номером $i = 1$ всегда существует, поскольку эта мода имеет нулевую частоту отсечки. Если при выбранной частоте других пересечений нет, то реализуется двухмодовый режим распространения ГЭМСВ. При увеличении магнитного поля дисперсионная кривая ПМСВ поднимается вверх по частоте, и возникают точки пересечения дисперсионной характеристики ПМСВ с модами электромагнитной

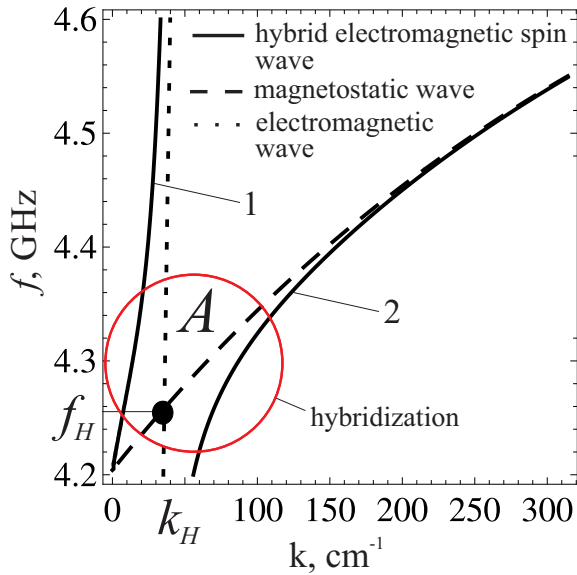


Рис. 2. Дисперсионные характеристики электромагнитной волны в одиночном слое сегнетоэлектрика (пунктирные кривые), ПМСВ в одиночной ферромагнитной пленке (штриховые кривые), ГЭМСВ в структуре ФП/СЭ (сплошные кривые) ($\epsilon = 3000$, $d = 12$ мкм, $D_{FE} = 500$ мкм)

волны с $i > 1$ — реализуется многомодовый режим. Далее будем рассматривать только двухмодовый режим.

Дисперсионное соотношение для ГЭМСВ в структуре ФП/СЭ этом случае (при $k_0 d = 1$) имеет вид [10]

$$\Omega_0^{FE} = 0, \tag{3}$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_0^{FE} &= \Omega_0 \Omega_0^E + \theta, \\ \theta &= -\epsilon d \omega_M \omega^2 (\omega + \omega_H + \frac{\omega_M}{2}) / c^2 k_0 \end{aligned}$$

— коэффициент связи между магнитостатической волной в ферромагнитной пленке и электромагнитной волной в сегнетоэлектрике, а Ω_0^E — дисперсионное соотношение для первой моды электромагнитной волны ($i = 1$) в сегнетоэлектрике

$$\Omega_0^E = -\omega^2 + c^2 \frac{2k_0}{\epsilon D_{FE}},$$

которое при $k_0 \rightarrow 0$ можно переписать в виде [14]

$$\Omega_0^E = 0. \tag{4}$$

На рис. 2 показана первая мода электромагнитной волны ($i = 1$) изолированного сегнетоэлектрического волновода (пунктирная кривая), а также закон дисперсии ПМСВ в изолированной ферромагнитной пленке (штриховая кривая), рассчитанные по соотношениям (4) и (1), соответственно.

Видно, что существует точка пересечения их дисперсионных характеристик (точка А с координатами (f_H, k_H)), в которой магнитостатическая и электромагнитная волны распространяются синхронно. Сплошной кривой показан закон дисперсии ГЭМСВ в структуре ФП/СЭ, рассчитанный по соотношению (3). Видно, что вблизи точки А (т. е. вблизи $k_0 = k_H$, здесь и далее на рисунках k_0 обозначено как k) происходит гибридизация волн, что приводит к расталкиванию дисперсионных кривых и образованию двух ветвей ГЭМСВ — быстрой ГЭМСВ (ГЭМСВ-б, ветвь 1) и медленной ГЭМСВ (ГЭМСВ-м, ветвь 2), показанных сплошной кривой на рис. 2. При увеличении ϵ уменьшается наклон дисперсионной ветви электромагнитной волны, а, следовательно, изменяется и положение точки гибридизации А, которая сдвигается в область больших k .

Вводя в (2) замены вида

$$\omega = -j \frac{\partial}{\partial t}, \quad k = -j \frac{\partial}{\partial y}$$

для амплитуды огибающей ГЭМСВ m получим следующее волновое уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 m}{\partial t^4} - \omega_{\perp}^2 \frac{\partial^2 m}{\partial t^2} + \omega_M^2 d \left(-j \frac{1}{2} \frac{\partial^3}{\partial t^2 \partial y} - \frac{c^2}{\epsilon D_{FE}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) m - \\ - j \frac{2c^2}{\epsilon D_{FE}} \frac{\partial m}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 m}{\partial t^2} - \omega_{\perp}^2 \right) + \\ + \frac{\epsilon d \omega_M}{c^2} \left(\frac{\partial m}{\partial y} \right)^{-1} \times \\ \times \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(-\frac{\partial m}{\partial t} + j \left(\omega_H + \frac{\omega_M}{2} \right) \right) = 0. \tag{5} \end{aligned}$$

Последний член в (5) описывает связь между ПМСВ в ферромагнитной пленке и электромагнитной волной в сегнетоэлектрике.

Перейдем к рассмотрению периодической мультiferроидной структуры, состоящей из ферромагнитной пленки и слоя сегнетоэлектрика. В такой структуре на поверхность ферромагнитной пленки нанесена периодическая структура с периодом L в виде канавок глубиной Δ ($b = a - \Delta$ — толщина пленки в области канавки, a — толщина пленки в области столбика), шириной p (ширина столбика $l = L - p$), как показано на рис. 1.

В этом случае толщину пленки в уравнении (5) можно представить в виде [28]

$$d = d_0 [1 + \delta_a \cos(2\pi y/L)],$$

где

$$\delta_d = 2\Delta \sin(\pi l/L) / \pi d_0, \quad d_0 = b + \Delta l/L.$$

В соответствии с методом связанных волн [29], решение волнового уравнения с периодическими коэффициентами (5) может быть представлено в виде суммы прямой и отраженной волн:

$$m = \varphi_0 \exp[j(\omega t - k_0 y)] + \varphi_{-1} \exp[j(\omega t + k_{-1} y)],$$

где $\varphi_{0,-1}$ — медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающих прямых и отраженных (обратных) волн, k_0 — постоянная распространения нулевой гармоники, k_{-1} относится к «-1» гармонике, k_0 и k_{-1} связаны условием Брэгга [29]:

$$k_{-1} = -k_0 + 2k_B,$$

$k_B = \pi/L$ — брэгговское волновое число. Тогда система уравнения для прямых и отраженных ГЭМСВ примет вид

$$\begin{aligned} & \left(\omega^4 - \omega_1^2 \omega^2 A - \frac{2c^2}{\varepsilon D_{FE}} k_0 (\omega^2 - \omega_1^2) \right) \varphi_{0,-1} + \\ & + \omega_M d_0 \left(\frac{c^2 \omega_M}{\varepsilon D_{FE}} k_0^2 - \right. \\ & \left. - \frac{\omega_M}{2} \omega^2 k_0 \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2 k_0} \left(\omega + \omega_H + \frac{\omega_M}{2} \right) \right) \varphi_{0,-1} + \\ & + \frac{\delta_d}{2} \omega_M d_0 \left(\frac{c^2 \omega_M}{\varepsilon D_{FE}} k_{-1}^2 - \right. \\ & \left. - \frac{\omega_M}{2} \omega^2 k_{-1} \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2 k_{-1}} \left(\omega + \omega_H + \frac{\omega_M}{2} \right) \right) \varphi_{-1,0} = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

Дисперсионное уравнение для ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле может быть получено из условия совместности системы (6) и имеет следующий вид:

$$\begin{vmatrix} \eta_0^{FE} & \kappa_2^{FE} \\ \kappa_1^{FE} & \eta_{-1}^{FE} \end{vmatrix} = 0, \quad (7)$$

где

$$\eta_{0,-1}^{FE} = \frac{\Omega_{0,-1}^{FE}}{4\omega^3},$$

компоненты Ω_0^{FE} , приравненные к нулю, представляют собой дисперсионные соотношения для прямой ГЭМСВ и определяются соотношением (3) при

$d = d_0$. Компоненты Ω_{-1}^{FE} , приравненные к нулю, представляют собой дисперсионные соотношения для отраженной ГЭМСВ и определяются соотношением (3) при $d = d_0$ и $k_0 \rightarrow k_{-1}$. Компоненты

$$\begin{aligned} \kappa_{0,-1}^{FE} = & \frac{\delta_d}{8\omega^3} \omega_M d_0 \left(\frac{c^2 \omega_M}{\varepsilon D_{FE}} k_{-1,0}^2 - \right. \\ & \left. - \frac{\omega_M}{2} \omega^2 k_{-1,0} \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2 k_{-1,0}} \left(\omega + \omega_H + \frac{\omega_M}{2} \right) \right) \end{aligned}$$

определяют связь между прямой (отраженной) и отраженной (прямой) ГЭМСВ.

3. МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ И УПРАВЛЕНИЯ БРЭГГОВСКИМИ РЕЗОНАНСАМИ

Рассмотрим предельные случаи решения дисперсионного соотношения (7), соответствующие случаю мультиферроидного кристалла, нагруженного диэлектриком, и структуре, состоящей из ферромагнитной пленки и слоя сегнетоэлектрика. В первом случае положим $\varepsilon \rightarrow 1$, в такой структуре распространяются ПМСВ, нагрузка из диэлектрика мало влияет на дисперсионные характеристики. Дисперсионные характеристики прямой и отраженной ПМСВ в мультиферроидном кристалле в отсутствие связи между этими волнами (при $\delta_d = 0$), показаны штриховыми кривыми на рис. 3 а. Дисперсионные характеристики этих волн имеют точку пересечения B с координатами (f_B, k_B) , вблизи которой взаимодействие волн резонансно возрастает и формирует брэгговская запрещенная зона (закрашенная область b на рис. 3 а).

Если ферромагнитный слой имеет постоянную толщину (т. е. $\delta_d = 0$), получаем второй предельный случай и уравнение (7) переходит в дисперсионное соотношение для структуры ГЭМСВ в структуре ФП/СЭ при $d = d_0$, которое совпадает с дисперсионным соотношением (3). Решение данного дисперсионного соотношения показано на рис. 2.

На рис. 3 б показаны дисперсионные характеристики ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле, рассчитанные по соотношению (7), в отсутствие связи между волнами (штрих-пунктирные кривые) и при наличии связи между волнами (сплошные кривые).

Из рис. 3 б видно, что в мультиферроидном кристалле формируется две запрещенные зоны (закрашенные области b и c). Одна запрещенная зона формируется в точке пересечения прямых и отраженных ГЭМСВ-м (ветви 2 и 2') (области b). Будем на-

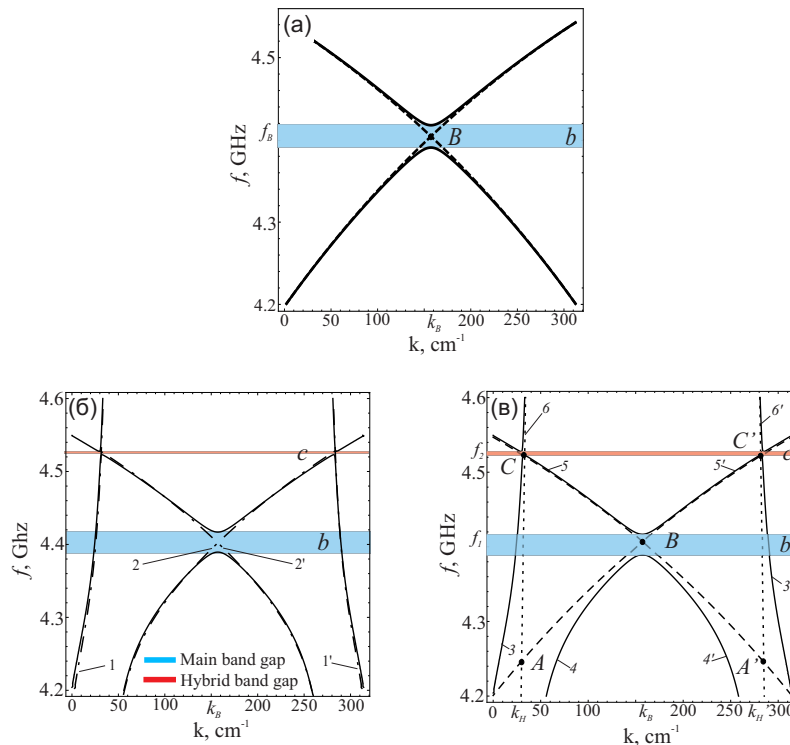


Рис. 3. Дисперсионные характеристики: (а) — магнито-статической волны в одиночной ферромагнитной пленке с канавками в отсутствие связи между прямой и отраженной волнами (штриховые кривые) и при наличии связи между волнами (сплошные кривые); (б, в) — ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле, при наличии связи между волнами (сплошные кривые), при отсутствии связи (штрих-пунктирные кривые), магнито-статические волны в одиночной ферромагнитной пленке без канавок (штриховые кривые), электромагнитной волны в одиночном слое сегнетоэлектрика (пунктирные кривые). Параметры: $D_{FE} = 500$ мкм, $H_0 = 860$ Э, $M_0 = 140$ Гс, $a = 12$ мкм, $\Delta = 1$ мкм, $l = L/2$, $\epsilon = 3000$ (б), 4000 (в), остальные параметры те же, что на рис. 2)

зывать ее основной, так как механизм ее формирования аналогичен механизму формирования запрещенной зоны в одиночной ферромагнитной пленке с канавками. Вторая запрещенная зона формируется в точке пересечения прямой ГЭМСВ-б и отраженной ГЭМСВ-м (ветви 1 и 2'), а также отраженной ГЭМСВ-б и прямой ГЭМСВ-м (ветви 1' и 2) (область с). Будем называть ее гибридной, так как в одиночной ферромагнитной пленке с канавками такая запрещенная зона не формируется.

Рассмотрим механизм формирования обеих запрещенных зон более детально. Также на рис. 3 в приведены дисперсионные характеристики следующих типов волн в изолированных слоях: прямой и отраженной электромагнитных волн в сегнетоэлектрике в отсутствие связи между этими волнами (пунктирные кривые), прямой и отраженной ПМСВ в ферромагнитной пленке с канавками в отсутствие связи между этими волнами (штриховые кривые).

Из дисперсионных зависимостей на рис. 3 в видно, что существует 5 точек пересечения представ-

ленных кривых (точки A, C, A', C', B). Гибридизация в точке A (точке пересечения дисперсионных характеристик прямой МСВ и прямой электромагнитной волны) происходит за счет взаимодействия этих волн и аналогична гибридизации, представленной на рис. 2 для ФП/СЭ. В результате образуются две ветви ГЭМСВ (ветви 3 и 4, как показано на рис. 3 в).

Гибридизация в точке A' (точке пересечения дисперсионных характеристик отраженной ПМСВ и отраженной электромагнитной волны) имеет аналогичную природу. В результате образуются две ветви ГЭМСВ (ветви 3' и 4' на рис. 3 в).

В точках C, C' и B образуются две запрещенные зоны. Основная запрещенная зона (область b) образуется вблизи точки B. Центральная частота основной запрещенной зоны f_1 почти соответствует центральной частоте запрещенной зоны периодической ферромагнитной пленки, ненагруженной сегнетоэлектриком f_B , а ширина основной зоны $\Delta f_1 = \Delta f_B$, где Δf_B — ширина запрещенной

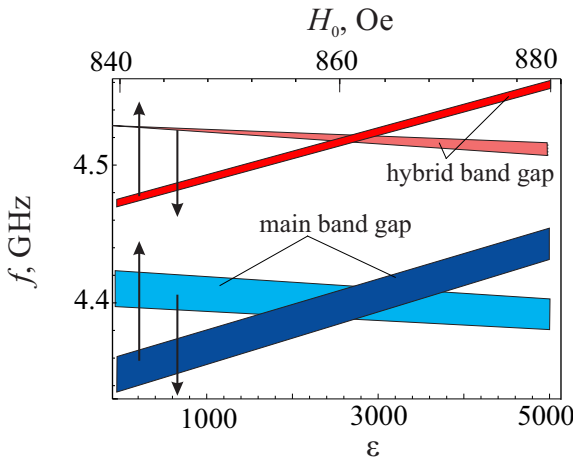


Рис. 4. Зависимость ширины и положения основной (синяя заливка) и гибридной (красная заливка) запрещенных зон в спектре ГЭМСВ от диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика и внешнего магнитного поля. Параметры те же, что на рис. 3

зоны периодической ферромагнитной пленки, в отсутствие сегнетоэлектрика.

Гибридная запрещенная зона образуется вблизи точек C, C' за счет формирования гибридных ветвей 5 и 6 и ветвей $5'$ и $6'$ (область c на рис. 3 $в$). Гибридная запрещенная зона расположена выше по частоте, чем зона для периодической ферромагнитной пленки ($f_2 > f_B$, где f_2 — центральная частота гибридной запрещенной зоны) и имеет меньшую ширину $\Delta f_2 < \Delta f_B = \Delta f_1$. При $\varepsilon \rightarrow 0$ гибридная запрещенная зона сужается и в пределе пропадает ($\Delta f_2 \rightarrow 0$).

При увеличении ε (см. рис. 3 $б, в$), т. е. при приближении k_H к k_B , ширина основной зоны остается постоянной, а центральная частота основной зоны f_1 сдвигается к нижней границе полосы пропускания ПМСВ. В свою очередь, с ростом ε гибридная запрещенная зона расширяется и сдвигается вниз по частоте, причем центральная частота этой зоны f_2 приближается к центральной частоте запрещенной зоны периодической ферромагнитной пленки (к точке C , т. е. $f_2 \rightarrow f_B$).

Исследуем более подробно возможность управления характеристиками основной и гибридной запрещенных зон. На рис. 4 представлены результаты расчета положения и ширины основной запрещенной зоны (область b) и гибридной зоны (область c) в зависимости от диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика ε . Видно, что с увеличением диэлектрической проницаемости обе запрещенные зоны сдвигаются вниз по частоте. Ширина основной зоны не меняется, так как механизм ее формирова-

ния обусловлен взаимодействием ПМСВ, а гибридная запрещенная зона расширяется, так как механизм ее формирования связан с взаимодействием ПМСВ и электромагнитной волны. На рис. 4 также показаны зависимости положения запрещенных зон от величины внешнего магнитного поля. Видно, что с увеличением поля обе запрещенные зоны сдвигаются вверх по частоте, ширина их не изменяется.

4. ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА БРЭГГОВСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

Основную роль в нелинейных процессах в ферромагнетиках играет увеличение угла прецессии магнитных моментов атомов при увеличении амплитуды сигнала, что приводит к изменению продольной компоненты магнитного момента. Введем магнитную нелинейность для ПМСВ в ферромагнитной среде в виде [20, 21]

$$\omega_M^N = \omega_M(1 - |u|^2), \tag{8}$$

где

$$|u|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_\perp^2} \right) |m|^2.$$

В сегнетоэлектрическом слое нелинейность может быть учтена в виде зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика от электрического поля [22, 23]:

$$\varepsilon^N = \varepsilon + N_\varepsilon |E|^2, \tag{9}$$

где ε^N — относительная диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика, ε — линейная часть диэлектрической проницаемости, N_ε — коэффициент нелинейности, $|E|$ — напряженность электрического поля. Поскольку ПМСВ порождает в слое сегнетоэлектрика электромагнитную волну ТЕ типа, электрическое поле которой имеет только одну компоненту E_x , то можно положить в уравнении (9) $|E|^2 = |E_x|^2$ и $\varepsilon_{xx} = \varepsilon, \varepsilon_{N_{xx}} = \varepsilon N$.

Связь между безразмерной амплитудой входного сигнала и напряженностью электрического поля в мультиферроидной структуре была получена в работе [24] в следующем виде:

$$|E_x|^2 = C(\omega, k)|u|^2. \tag{10}$$

Для вывода нелинейного закона дисперсии воспользуемся линейным законом дисперсии (7) и подставим в него выражения (8), (9) и (10), которые описывают нелинейные свойства среды.

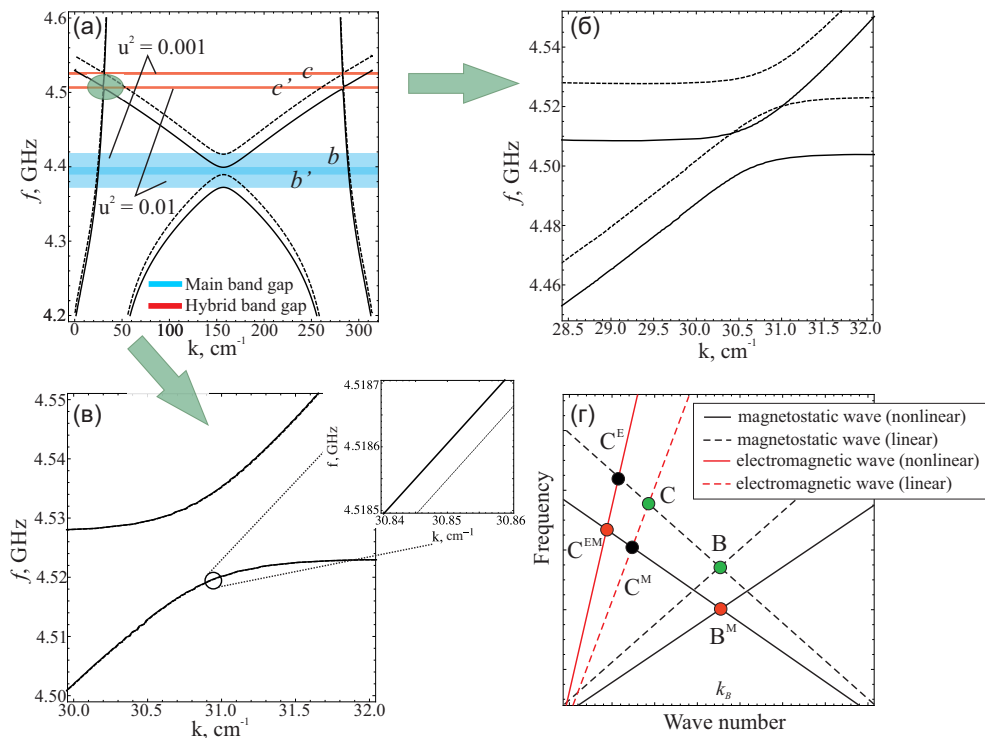


Рис. 5. Дисперсионные характеристики ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле при $|u|^2 = 0.001$ (линейный случай, штриховые кривые), $|u|^2 = 0.01$ (нелинейный случай, сплошные кривые) и с учетом магнитной и электрической нелинейности (а), только магнитной нелинейности (б), только электрической нелинейности (в). Параметры: $N_\epsilon = -7.7 \cdot 10^{-8}$, остальные параметры те же, что на рис. 3. Схематическое изображение дисперсионных характеристик магнитостатической волны в изолированной ферромагнитной пленке (черные линии) и электромагнитной волны в изолированном сегнетоэлектрике (красные линии). Штриховыми линиями показаны линейные режимы, сплошными — нелинейные

На рис. 5 а показаны дисперсионные характеристики ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле, рассчитанные по полученному дисперсионному соотношению, в линейном случае при $|u|^2 = 0.001$ (штриховые кривые) и с учетом магнитной и электрической нелинейностей (сплошные кривые). Видно, что при увеличении амплитуды сигнала u основная и гибридная запрещенные зоны сдвигаются вниз по частоте. На рис. 5 б, в приведены дисперсионные характеристики в области частот вблизи гибридной запрещенной зоны при учете только магнитной нелинейности ($N_\epsilon = 0$, рис. 5 б) и только электрической нелинейности ($N_\epsilon \neq 0$, рис. 5 в). Видно, что действие магнитной нелинейности приводит к сдвигу дисперсионных характеристик вниз по частоте, а действие электрической нелинейности приводит к сдвигу вверх по частоте.

Влияние электрической и магнитной нелинейности может быть объяснено с помощью простых геометрических соображений. На рис. 5 г качественно показаны дисперсионные характеристики прямых и отраженных ПМСВ в изолированной ферромагнит-

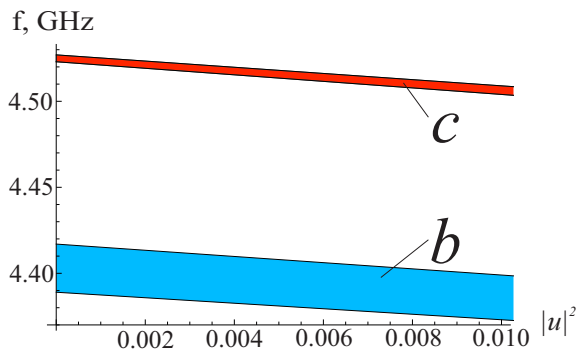


Рис. 6. Зависимость положения и ширины основной (синяя заливка) и гибридной (красная заливка) запрещенных зон в мультиферроидном кристалле от квадрата амплитуды

ной пленке (черные линии) и электромагнитной волны в изолированном сегнетоэлектрике (красные линии). Штриховыми линиями показаны линейные режимы, сплошными — нелинейные. В линейном случае точке B будет соответствовать центр основной запрещенной зоны, а точке C — центр гибридной запрещенной зоны.

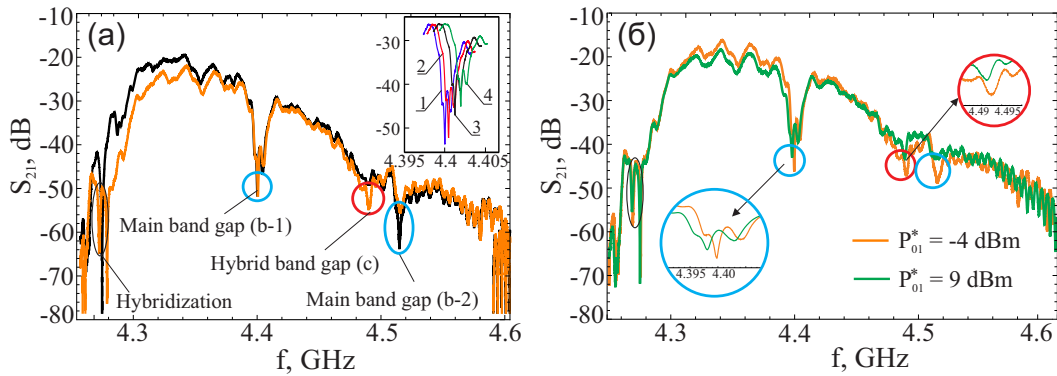


Рис. 7. (а) — Амплитудно-частотные характеристики ПМСВ в пленке железо-иттриевого граната с канавками (черная кривая) и ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле (оранжевая кривая) при мощности входного сигнала $P_{01}^* = -4$ дБм. (б) — ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле при мощности входного сигнала $P_{01}^* = -4$ дБм (оранжевая кривая) и $P_{01}^* = 9$ дБм (зеленая кривая). Области запрещенных зон отмечены овалами. На вставке к рис. (а) фрагмент АЧХ, включающий гибридную запрещенную зону (зону c) при различных напряженностях электрического поля: $E = 0$ (кривая 1), 6 (кривая 2), 12 (кривая 3), 16 кВ/см (кривая 4). На вставках к рис. (б) показаны фрагменты АЧХ в области запрещенной зоны

При учете только магнитной нелинейности увеличение амплитуды приводит к уменьшению намагниченности в соответствии с (8). В результате происходит сдвиг дисперсионных характеристик вниз по частоте, и центр основной запрещенной зоны оказывается ниже по частоте (точка B^M), чем в линейном случае, показанном точкой B . Центр гибридной запрещенной зоны (точка C) сдвигается вниз по частоте и по волновому числу относительно линейного случая и попадает в точку C^M .

При учете только электрической нелинейности при увеличении амплитуды и $N_\varepsilon < 0$ происходит уменьшение значения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика в соответствии с соотношением (9) с учетом (10). В результате угол наклона ветви электромагнитной волны к оси волновых чисел увеличивается. В этом случае положение центра гибридной зоны сдвигается вверх по частоте (точка C^E на рис. 5 z) и вниз по волновому числу относительно линейного случая, показанного точкой C . При $N_\varepsilon < 0$ с увеличением амплитуды диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика увеличивается и гибридная запрещенная зона сдвигается вниз по частоте. На положение центра основной зоны электрическая нелинейность не влияет.

При учете магнитной и электрической нелинейности (при $N_\varepsilon < 0$) центр гибридной запрещенной зоны будет расположен, соответственно, в точке C^{EM} , а центр основной зоны — в точке B^M . Видно, что в этом случае действие электрической нелинейности на положение гибридной запрещенной зоны противоположно действию магнитной нелиней-

ности. Теоретически, действия электрической и магнитной нелинейности могут быть скомпенсированы и сдвига гибридной запрещенной зоны при увеличении амплитуды не произойдет. Величина сдвига запрещенных зон определяется значениями коэффициентов нелинейности q , N_ε и $C(\omega, k)$.

На рис. 6 показана зависимость ширины и положения основной запрещенной зоны (показана синей заливкой) и гибридной запрещенной зоны (показана красной заливкой) от квадрата амплитуды $|u|^2$. Видно, что увеличение амплитуды приводит к сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте. Видно, что основное влияние на характеристики запрещенных зон в исследуемой структуре оказывает магнитная нелинейность.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Для экспериментального исследования использовался макет, выполненный на основе пленки железо-иттриевого граната толщиной $a = 12$ мкм и намагниченностью насыщения $M_0 = 140$ Гс. На поверхности пленки создавалась периодическая система канавок с периодом $L = 200$ мкм, шириной канавки $p = 100$ мкм, глубиной канавки $\Delta = 1$ мкм). Полученный таким образом мультиферроидный кристалл имел прямоугольную форму: ширина $w = 2$ мм, длина 13 мм. На поверхности пленки железо-иттриевого граната располагался сегнетоэлектрический слой титаната бария-стронция

($\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_2$) толщиной 500 мкм, длиной 5 мм, шириной 2 мм и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 4000$, как показано на рис. 1. Таким образом, область перекрытия пленки железо-иттриевого граната и пластины титаната бария-стронция составляла 5 мм. На обе поверхности пластины были напылены хромовые электроды толщиной около 100 нм. Такая толщина электродов меньше глубины скин-слоя для СВЧ-полей рабочей частоты. Электроды служили для подачи управляющего напряжения. Для возбуждения и приема ПМСВ использовались микрополосковые преобразователи шириной 30 мкм. Преобразователи расположены на поверхности пленки железо-иттриевого граната на расстоянии 7 мм друг относительно друга. Расстояние от преобразователей до границ слоя титаната бария-стронция составляло 1 мм. Постоянное магнитное поле $H_0 = 860 \text{ Э}$ прикладывалось параллельно преобразователям.

В частности, для структуры на основе пленки железо-иттриевого граната ($M_0 = 140 \text{ Гс}$) и слоя титаната бария-стронция (характерное значение $N_\varepsilon = -7.7 \cdot 10^{-8} > 0$ [30]) коэффициент связи $C(\omega, k) > 0$ во всем диапазоне частот ПМСВ. Для мультиферроидного кристалла на основе таких материалов сдвиг запрещенной зоны за счет действия магнитной нелинейности уменьшается благодаря действию электрической нелинейности, как видно из рис. 5 г.

На рис. 7 а черными кривыми показана амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) ПМСВ в одиночной ферромагнитной пленке с канавками при уровне входного сигнала $P_{01}^* = -4 \text{ дБм}$. Отчетливо видно два минимума, соответствующих запрещенным зонам первого и второго брэгговского резонанса в мультиферроидном кристалле.

Минимумы наблюдаются на частотах $f_1 = 4.4 \text{ ГГц}$ (b-1) и $f_{1_2} = 4.52 \text{ ГГц}$ (b-2). Амплитудно-частотная характеристика ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле показана оранжевым цветом на рис. 7 а. Видно, что в этом случае между первой и второй брэгговскими запрещенными зонами (выделены серыми овалами) на частоте $f_2 = 4.49 \text{ ГГц}$ формируется дополнительная запрещенная зона с (выделена красным овалом). Данную дополнительную запрещенную зону можно трактовать, как гибридную запрещенную зону. На вставке к рис. 7 а показано влияние электрического поля на положение гибридной запрещенной зоны. Видно, что при напряженности электрического поля $E = 16 \text{ кВ/см}$ запрещенная зона смещается на величину порядка 1 МГц вверх по частоте.

На следующем этапе было исследовано влияние нелинейности на характеристики запрещенных зон в мультиферроидном кристалле при увеличении мощности входного сигнала. На рис. 7 б приведены амплитудно-частотные характеристики ГЭМСВ в мультиферроидном кристалле при уровнях входного сигнала $P_{01}^* = -4 \text{ дБм}$ (оранжевая кривая) и $P_{01}^* = 9 \text{ дБм}$ (зеленая кривая). Видно, что при увеличении мощности входного сигнала имеет место сдвиг первой основной запрещенной зоны (выделена синим овалом) и гибридной запрещенной зоны (выделена красным овалом) на величину порядка 2 МГц. Для мощности $P_{01}^* = 9 \text{ дБм}$ значение амплитуды сигнала, рассчитанное в соответствии с [31], составляет $u = 0.013$. Теоретическое значение сдвига гибридной запрещенной зоны при такой амплитуде составляет 3 МГц. Различие эксперимента и теории можно объяснить потерями в структуре, которые не учитывались в предложенной модели.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выявлены особенности брэгговских резонансов гибридных электромагнитных спиновых волн в мультиферроидном кристалле с двойной нелинейностью. Построена теоретическая модель и показано, что основным механизмом формирования основной и гибридной запрещенных зон в такой структуре является взаимодействие прямых и отраженных от периодических неоднородностей гибридных электромагнитных спиновых волн. Показана возможность частотной перестройки каждой из запрещенных зон с помощью внешнего электрического и магнитного полей. Проведен учет двух типов нелинейности в системе — магнитной и электрической. Показано, что учет магнитной нелинейности приводит к сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте. Учет электрической нелинейности не влияет на основную запрещенную зону, однако приводит к сдвигу гибридной запрещенной зоны, как вверх, так и вниз по частоте, в зависимости от типа электрической нелинейности сегнетоэлектрика. В общем случае, действие электрической и магнитной нелинейности на гибридную запрещенную зону может быть скомпенсировано. Экспериментально показано, что для структуры на основе пленки железо-иттриевого граната и пластины титаната бария-стронция увеличение мощности входного сигнала от -4 до 9 дБм приводит к сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте на величину порядка 2 МГц.

Таким образом, действие двойной нелинейности открывает возможности частотной перестройки либо одного, либо обоих брэгговских резонансов в спектре гибридных электромагнитных спиновых волн, что позволит осуществлять узко-частотную настройку частотно-селективных СВЧ-устройств с помощью мощности входного сигнала. Полученные результаты позволяют расширить функциональные возможности СВЧ-устройств за счет управления, как помощью электрического и магнитного поля, так и мощности входного сигнала.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-79-30027).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak et al., *J. of Physics: Cond. Matt.* **33**, 413001 (2021).
2. Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider et al., *Nature Electronics* **3**, 765 (2020).
3. H. Qin, R. B. Hollander, L. Flajsman and et al., *Nature Communications* **12**, 2293 (2021).
4. B. Heinz, T. Bracher, M. Schneider et al., *Nano Letters* **20**, 4220 (2020).
5. V. Garcia, M. Bibes, and A. Barthelemy, *Comptes Rendus Physique* **16**, 168 (2015).
6. A. P. Pyatakov and A. K. Zvezdin, *Physics-Uspekhi* **55**, 557 (2012).
7. N. X. Sun and G. Srinivasan, *SPIN* **02**, 1240004 (2012).
8. C.-W. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong et al., *J. App. Phys.* **103**, 031101 (2008).
9. В. Б. Анфиногенов, Т. Н. Вербицкая, П. Е. Зильберман и др., *ПЖТФ* **12**, 454 (1986).
10. О. Г. Вендик, Б. А. Калиникос, С. И. Митева, *Изв.вузов. Радиоэлектроника* **24**, 52 (1981).
11. A. A. Nikitin, A. V. Kondrashov, A. B. Ustinov et al., *J. App. Phys.* **122**, 153903 (2017).
12. I. A. Ustinova, A. A. Nikitin, and A. B. Ustinov, *Technical Physics* **61**, 473 (2016).
13. М. А. Морозова, О. В. Матвеев, Ю. П. Шараевский и др., *ФТТ* **58**, 266 (2016).
14. M. A. Morozova, S. V. Grishin, A. V. Sadovnikov et al., *IEEE Trans. on Magnetics* **51**, 2802504 (2015).
15. А. В. Дроздовский, А. А. Никитин, А. Б. Устинов и др., *ЖТФ* **84**, 87 (2014).
16. И. А. Устинова, А.А. Никитин, А. Б. Устинов, *ЖТФ* **86**, 155 (2016).
17. A. A. Nikitin, A. A. Nikitin, and A. V. Kondrashov, *J. Appl. Phys.* **122**, 153903 (2017).
18. А. Б. Устинов, Б. А. Калиникос, *ПЖТФ* **40**, 58 (2014).
19. S. L. Vysotsky and Y. A. Filimonov, *Int. Simp. «Spin Waves»*, Saint Petersburg, **156** (2013).
20. P. E. Wigen, *Nonlinear Phenomena and Chaos in Magnetic Materials*, World Scientific Publishing Company, **260** (1994).
21. D. D. Stancil and A. Prabhakar, *Spin Waves. Theory and applications*, Springer, **348** (2009).
22. A. Scott, *Nonlinear Science*, Oxford Univ. Press, **504** (2003).
23. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, San Diego: Academic press, **629** (2013).
24. М. А. Черкасский, А. А. Никитин, Б. А. Калиникос, *ЖЭТФ* **149**, 839 (2016).
25. М. А. Черкасский, Б.А. Калиникос, *ПЖЭТФ* **97**, 707 (2013).
26. А. Г. Глущенко, *ФТТ* **33**, 1635 (1991).
27. А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шараевский, *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*, Саратовский университет, (1993).
28. М. А. Morozova, A. Y. Sharaevskaya, A. V. Sadovnikov et al., *J. Appl. Phys.* **120**, 223901 (2016).
29. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, **257**, Academic press, New York, (1974).
30. L. Z. Cao, B. L. Cheng, S. Y. Wang et al., *J. Appl. Phys.* **98**, 034106 (2005).
31. А. К. Звездин, *ЖЭТФ* **84**, 606 (1983).