

07

## Динамический магنونный кристалл на основе феррит-сегнетоэлектрической слоистой структуры

© И.А. Устинова, А.А. Никитин, А.Б. Устинов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,  
197376 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: ustinovairin@yahoo.com

(Поступило в Редакцию 2 сентября 2015 г.)

Впервые предложен и исследован динамический магنونный кристалл на основе планарной мультиферроидной структуры, состоящей из слоев феррита и сегнетоэлектрика. Пространственно-периодическое электрическое поле, приложенное к сегнетоэлектрическому слою, превращает регулярный мультиферроидный волновод в периодический. Построена электродинамическая модель динамического магنونного кристалла и изучены его дисперсионные и передаточные характеристики.

В последние годы значительно возрос интерес к исследованию спиновых волн (СВ) в магنونных кристаллах [1,2], которые представляют собой магнитные пространственно-периодические волноведущие пленочные структуры. Особенностью спектра СВ в таких структурах является наличие запрещенных зон, возникновение которых обусловлено брэгговским отражением. Отдельный интерес вызывают динамические магنونные кристаллы (ДМК) [3,4]. Под ДМК понимается такая структура, в которой реализуется возможность „включения“ и „выключения“ ее периодических волноведущих свойств. Так, в работе [3] магنونный кристалл был изготовлен в виде ферромагнитной пленки и меандрового проводника, расположенного вблизи ее поверхности. При включении электрического тока, протекающего по проводнику. Магнитное поле этого тока периодически модулировало внутреннее поле подмагничивания. В работе [4] ДМК был реализован в виде периодической структуры с переменной шириной, у которой края структуры экранировались проводниками с током.

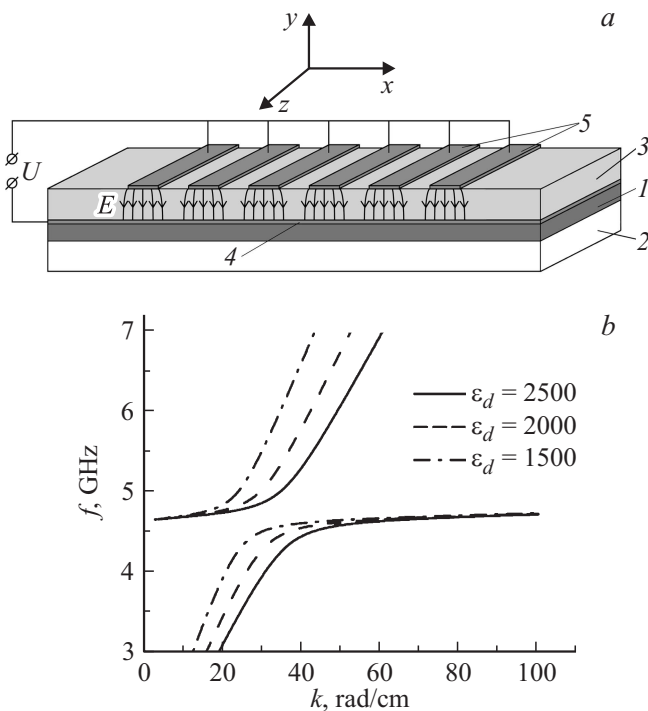
Еще одним актуальным направлением является исследование искусственных материалов, обладающих мультиферроидными свойствами [5,6]. К ним относятся феррит-сегнетоэлектрические (ФС) слоистые структуры, в которых могут распространяться гибридные электромагнитно-спиновые волны (ЭСВ) [7]. До сих пор основное внимание уделялось исследованию пространственно-однородных ФС волноведущих структур, в то время как пространственно-периодические структуры изучались мало. Так, в работе [8] впервые экспериментально исследовано распространение ЭСВ в мультиферроидной периодической структуре, построенной на одномерном магنونном кристалле, а в работах [9,10] теоретически исследованы дисперсионные и частотно-селективные свойства периодических ФС структур.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование ДМК на основе феррит-сегнетоэлектрической структуры. Предлагаемая конструкция ДМК изображена на рис. 1,а. Слоистая структура состоит из нескольких слоев: ферромагнитной пленки 1, диэлек-

трической подложки 2, сегнетоэлектрической пластины 3 и сплошного тонкого металлического электрода 4. Электрод 5, расположенный на поверхности мультиферроидной структуры, представляет собой решетку тонких металлических полосок. Электроды предполагаются „сплошными“ для СВЧ полей в структуре, имеющей толщину много меньше глубины скин-слоя. Такое предположение является физически оправданным [11]. Сегнетоэлектрик рассматривается в параэлектрической фазе как нелинейный диэлектрик с высокой диэлектрической проницаемостью, управляемой под действием напряжения, прикладываемого к управляющим электродам. Данное предположение справедливо для твердого раствора титаната бария стронция  $Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO_3$  при комнатной температуре.

В описанной структуре ферритовый и сегнетоэлектрический слои служат волноводом для ЭСВ. Благодаря малой толщине электроды не влияют на распространение ЭСВ в мультиферроидной структуре. Геометрия электродов выбрана такой, чтобы при приложении электрического напряжения слой сегнетоэлектрика оказывался периодически поляризованным, как показано на рис. 1,а. Поляризация сегнетоэлектрика приводит к уменьшению его диэлектрической проницаемости  $\epsilon_d$ , поэтому в рассматриваемой структуре реализуется периодическое изменение  $\epsilon_d$  сегнетоэлектрического слоя. Периодические свойства включаются и выключаются путем приложения напряжения к электродам и его снятия. Таким образом, описанная ФС волноведущая структура представляет собой ДМК для электромагнитно-спиновых волн.

Рассмотрим построение электродинамической модели описанной структуры. В модели предполагается, что структура не ограничена в плоскости  $xz$  и намагничена однородным магнитным полем  $H$  вдоль оси  $z$ . Электромагнитно-спиновые волны распространяются перпендикулярно решетке электродов в сторону, противоположную оси  $x$ . Такая геометрия соответствует распространению квазиповерхностных ЭСВ [7], причем максимум распределения поля лежит на границе раздела сегнетоэлектрик-феррит. Существованием диэлектрической под-



**Рис. 1.** Схематическое изображение ДМК на основе слоистой структуры феррит-сегнетоэлектрик (а) и дисперсия ЭСВ в такой структуре (b) при разных значениях диэлектрической проницаемости  $\epsilon_d$  сегнетоэлектрического слоя.

ложки 2 пренебрежем, так как на практике она имеет низкую диэлектрическую проницаемость (около 10) по сравнению с высокой диэлектрической проницаемостью сегнетоэлектрической пластины 3 (около 2500).

На первом этапе было получено дисперсионное уравнение и проведен расчет дисперсионных характеристик ЭСВ для случая однородной волноведущей структуры феррит-сегнетоэлектрик. Для вывода дисперсионного уравнения использовался метод, аналогичный описанному в работе [12]. Сначала из уравнений Максвелла были получены четыре уравнения Гельмгольца для переменной компоненты электрического поля ТЕ волны  $E_z$ . Первое и четвертое описывали распространение электромагнитных волн в свободных полупространствах выше и ниже структуры. Второе уравнение описывало распространение электромагнитных волн (ЭМВ) в сегнетоэлектрическом слое, а третье описывало распространение ЭСВ в ферритовом слое. Заметим, что при выводе третьего уравнения связь между индукцией и полем задавалась тензором СВЧ магнитной проницаемости. Решения уравнений Гельмгольца давали выражения для компонент  $E_z$ . Зная  $E_z$ , компоненты  $H_x$  магнитного поля получали с помощью одного из уравнений Максвелла. После подстановки выражений для  $E_z$  и  $H_x$  в электродинамические граничные условия на границах раздела слоев получалась система из шести алгебраических уравнений. В этой системе шестью неизвестными были амплитуды волн в соответствующих слоях структуры, а

также в полупространствах выше и ниже ее. Приравняв определитель системы к нулю, было получено следующее дисперсионное уравнение:

$$\tan(\kappa_d L_d) [\tan(\kappa_f L_f) A + (\kappa_0^2 - \kappa_d^2) \mu_{\perp}] + \kappa_d [\tan(\kappa_f L_f) B + 2\kappa_0 \mu_{\perp}] = 0, \quad (1)$$

где

$$A = \left( \kappa_d^2 \mu_{\perp} - \frac{\kappa_0 k \alpha}{\mu} \right) \left( \frac{k \alpha}{\kappa_f \mu} - \frac{\kappa_0 \mu_{\perp}}{\kappa_f} \right) + 2\kappa_0 \kappa_f, \quad (2)$$

$$B = \frac{\kappa_0^2 \mu_{\perp}^2}{\kappa_f} - \frac{k^2 \alpha^2}{\kappa_f \alpha^2} - \kappa_f. \quad (3)$$

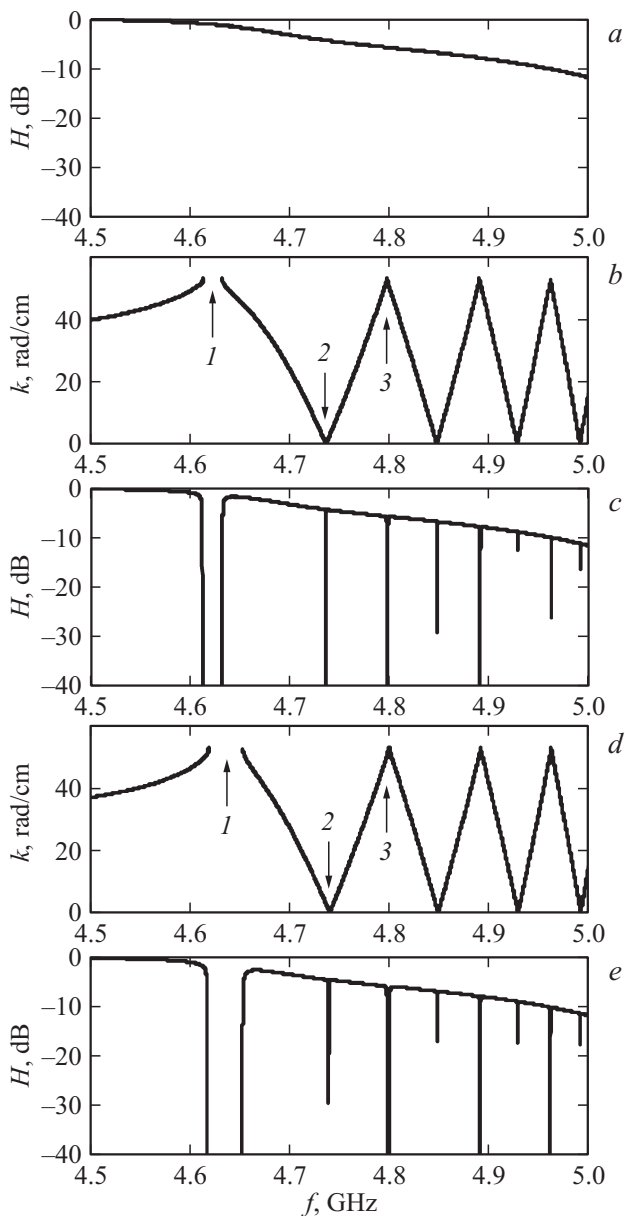
В формулах (1)–(3) введены следующие обозначения:  $k$  — продольное волновое число ЭСВ,  $\kappa_0 = \sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0}$  — поперечное волновое число в свободном пространстве,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Н} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $L_d$  — толщина сегнетоэлектрического слоя,  $\kappa_d = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_d - k^2}$  — поперечное волновое число в сегнетоэлектрике,  $L_f$  — толщина ферритового слоя,  $\kappa_f = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \mu_{\perp} \epsilon_0 \epsilon_f - k^2}$  — поперечное волновое число в феррите,  $\mu_{\perp} = \frac{\mu^2 - \alpha^2}{\mu}$ ,  $\mu = [\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2] / (\omega_H^2 - \omega^2)$  — диагональная компонента тензора магнитной проницаемости,  $\alpha = \omega \omega_M / (\omega_H^2 - \omega^2)$  — гиротропная компонента тензора магнитной проницаемости,  $\omega_H = 2\pi \gamma H$ ,  $\omega_M = 2\pi \gamma \cdot 4\pi M_s$ ,  $\gamma = 2.8 \text{ МГц/Ое}$ ,  $H$  — напряженность магнитного поля,  $M_s$  — намагниченность насыщения.

Уравнение (1) описывает закон дисперсии ЭСВ в двухслойной структуре феррит-сегнетоэлектрик, находящейся в свободном пространстве. Оно содержит в себе как частный случай закон дисперсии квазиповерхностных ЭСВ, распространяющихся в одиночной ферритовой пленке. Так, нетрудно видеть, что если положить  $L_d = 0$ , то дисперсионное уравнение принимает вид  $\tan(\kappa_f L_f) B + 2\kappa_0 \mu_{\perp} = 0$ , что совпадает с выражением, приведенным в [12]. Отметим, что если положить  $L_f = 0$ , то выражение (1) переходит в дисперсионное уравнение для ЭМВ в диэлектрике  $(\kappa_0^2 - \kappa_d^2) \tan(\kappa_d L_d) + 2\kappa_d \kappa_0 = 0$ .

На втором этапе рассчитывался закон дисперсии периодически поляризованной ФС структуры на основе известной формулы, полученной методом связанных волн [13],

$$\cos K \Lambda = \cos k_1 l_1 \cos k_2 l_2 - \frac{k_1^2 + k_2^2}{2k_1 k_2} \sin k_1 l_1 \sin k_2 l_2, \quad (4)$$

где  $K$  — блоховский волновой вектор,  $\Lambda$  — период структуры,  $k_1$  и  $k_2$  — волновые числа ЭСВ, распространяющихся на поляризованных и неполяризованных участках структуры с  $\epsilon_{d1}$  и  $\epsilon_{d2}$  соответственно,  $l_1$  и  $l_2$  — расстояния, пройденные волной в поляризованных и неполяризованных участках структуры (рис. 1, а).



**Рис. 2.** АЧХ однородной (а) и периодически поляризованной (с, е) ФС структуры, а также законы дисперсии ЭСВ (b, d) в соответствующих поляризованных структурах. Расчеты выполнены для диэлектрических проницаемостей:  $\epsilon_{d1} = 2000$ ,  $\epsilon_{d2} = 2500$  (b, c) и  $\epsilon_{d1} = 1500$ ,  $\epsilon_{d2} = 2500$  (d, e).

Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) периодической структуры были рассчитаны по формуле

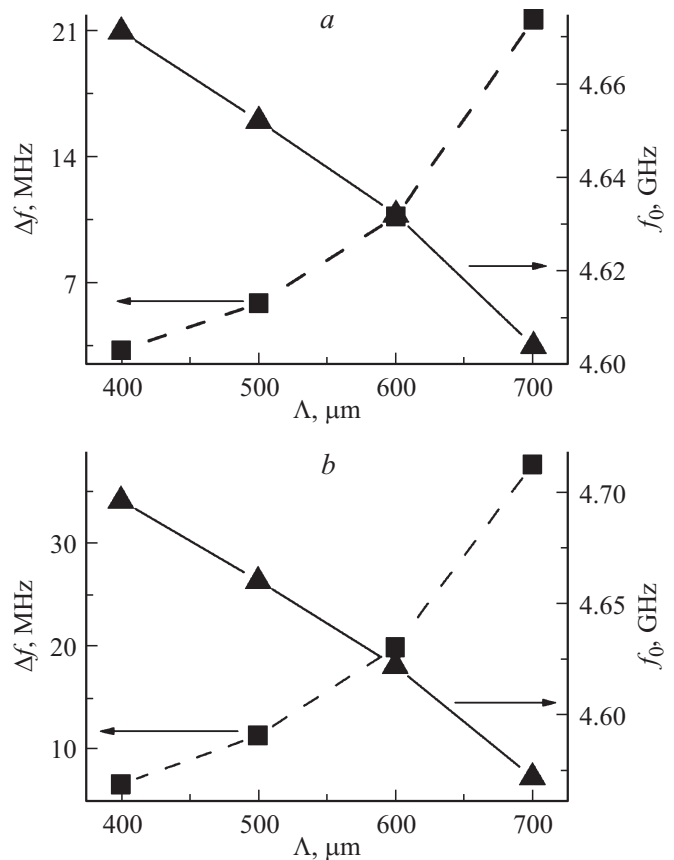
$$H = 20 \log \exp(-\alpha x), \quad (5)$$

где  $\alpha = \left| \frac{\partial k(\omega)}{\partial H} \right| \Delta H + \epsilon_d \left| \frac{\partial k(\omega)}{\partial \epsilon_d} \right| \tan \delta$  — декремент пространственного затухания ЭСВ [14],  $x$  — длина пробега волны,  $\Delta H$  — полуширина кривой ферромагнитного резонанса,  $\tan \delta$  — тангенс угла диэлектрических потерь сегнетоэлектрика.

Пример результатов расчета дисперсионных характеристик ЭСВ, распространяющихся в однородной ФС

структуре, с использованием дисперсионного уравнения (1) показан на рис. 1, b. При расчетах для ферритового слоя использовались типичные параметры пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ):  $4\pi M_s = 1750$  G,  $L_f = 10 \mu\text{m}$ ,  $H = 1000$  Oe,  $\epsilon_f = 14$ ,  $\Delta H = 0.5$  Oe. Для сегнетоэлектрического слоя использовались параметры керамического твердого раствора титаната бария-стронция:  $\epsilon_d = 1500-2500$  (в зависимости от величины прикладываемого электрического поля),  $L_d = 500 \mu\text{m}$ ,  $\tan \delta = 10^{-2}$ . Как видно из рисунка, область сильной дисперсии ЭСВ для исследуемой структуры лежит в диапазоне волновых чисел 25–50 rad/cm. Эта область соответствует максимальной гибридизации СВ ферритовой пленки и ЭМВ сегнетоэлектрической пластины. Наиболее сильное изменение дисперсии ЭСВ при приложении электрического поля к сегнетоэлектрику имеет место как раз в этой области.

На рис. 2 приведены типичные результаты расчета дисперсионных и АЧХ периодической структуры, выполненного для периода  $\Lambda = 600 \mu\text{m}$ . Из рисунка видно, что приложение управляющего напряжения приводит к появлению запрещенных зон в спектре ЭСВ и, как следствие, к появлению провалов на АЧХ волноведущей структуры. Первая запрещенная зона (обозначенная на рис. 2, b и d цифрой 1) оказывается сравнительно



**Рис. 3.** Зависимость ширины первой запрещенной зоны (квадраты) и ее центральной частоты (треугольники) от периода структуры при толщинах ферритовой пленки 5 (а) и 10  $\mu\text{m}$  (b).

широкой, а все остальные запрещенные зоны (например, обозначенные цифрами 2 и 3) являются сравнительно узкими. Это объясняется тем, что первая запрещенная зона попадает в область сильной дисперсии ЭСВ (рис. 1, *b*). При увеличении напряжения центральная частота первой запрещенной зоны, а также ее ширина увеличиваются (рис. 2, *d*).

Подобные расчеты были проведены для различных вариантов параметров структуры. Анализ результатов показывает, что чем больше период структуры  $\Lambda$ , тем больше ширина первой запрещенной зоны. Это объясняется тем, что при увеличении  $\Lambda$  уменьшается блоховский волновой вектор  $K_b = \pi/\Lambda$ . Частота первой запрещенной зоны тоже уменьшается и она все больше приближается к области сильной дисперсии, в которой, как уже отмечалось, приложение напряжения ведет к существенному изменению закона дисперсии. Возрастные различия в дисперсиях ЭСВ на поляризованных и неполяризованных участках ведет к расширению запрещенной зоны. Так, расчеты для  $\varepsilon_{d1} = 2000$  и  $\varepsilon_{d2} = 2500$  для пленки ЖИГ толщиной  $5 \mu\text{m}$  показывают, что первая запрещенная зона с увеличением периода структуры увеличивает свою ширину до 21 MHz и уменьшает свою частоту примерно на 70 MHz (рис. 3, *a*). Для пленки толщиной  $10 \mu\text{m}$  ширина запрещенной зоны увеличивается на 37 MHz, а частота уменьшается на 130 MHz (рис. 3, *b*). Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что для увеличения электрической управляемости феррит-сегнетоэлектрического ДМК более предпочтительно использовать сравнительно толстые ферритовые пленки.

Из проведенного исследования следует, что, выбирая геометрию ДМК и подбирая физические параметры слоев мультиферроидной структуры, нетрудно получить эффективное электрическое управление одной или несколькими запрещенными зонами, лежащими на частотах сильной дисперсии ЭСВ. Таким образом, ДМК изготовленные на основе слоистой структуры феррит-сегнетоэлектрик, могут найти различные области применения. С их помощью возможна реализация различных функций обработки СВЧ сигналов, например, таких, как обращение волнового фронта, управляемая фильтрация и др.

Авторы выражают свою благодарность Б.А. Калинико-су за обсуждение работы.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 15-32-20357 мол\_а\_вед, а так же госзаданиями Минобрнауки РФ.

## Список литературы

- [1] *Krawczyk M., Grundler D.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2014. Vol. 26. N 12. P. 123 202.
- [2] *Nikitov S.A., Tailhades Ph., Tsai C.S.* // J. Magnet. Magn. Mater. 2001. Vol. 236. P. 320–330.
- [3] *Chumak A.V., Neumann T., Serga A.A., Hillebrands B., Kostylev M.P.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2009. Vol. 42. N 20. P. 205005/1-8.
- [4] *Nikitin A.A., Ustinov A.B., Semenov A.A., Chumak A.V., Serga A.A., Vasyuchka V.I., Lähderanta E., Kalinikos B.A., Hillebrands B.* // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 106. N 10. P. 102 405.
- [5] *Vopson M.M.* // Critic. Rev. Sol. Stat. Mater. Sci. 2015. Vol. 40. N 4. P. 223–250.
- [6] *Vaz C.A.F.* // J. Phys. Condens. Matter. 2012. Vol. 24. N 33. P. 333 201.
- [7] *Demidov V.E., Kalinikos B.A., Edenhofer P.* // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91. N 12. P. 10 007.
- [8] *Устинов А.Б., Калиникос Б.А.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 13. С. 58-65.
- [9] *Дроздовский А.В., Никитин А.А., Устинов А.Б., Калиникос Б.А.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 7. С. 87–90.
- [10] *Морозова М. А., Шараевский Ю.П., Никитов С.А.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 5. С. 510–516.
- [11] *Ustinov A.B., Srinivasan G., Kalinikos B.A.* // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. N 3. P. 031 913.
- [12] *Gerson T.J., Nadan J.S.* // IEEE Trans. MTT. 1974. Vol. 22. N 8. P. 757–763.
- [13] *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
- [14] *Ustinov A.B., Kalinikos B.A., Tiberkevich V.S., Slavin A.N., Srinivasan G.* // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. N 6. P. 063 908.