

УДК 537.613, 537.622.4, 537.621.4, 537.876.4

**ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН
В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК–
МАГНОННЫЙ КРИСТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАЛЛ**

А. В. Садовников, Ю. В. Дулин

Саратовский государственный университет
Россия, 410012, Саратов, Астраханская, 83
E-mail : SadovnikovAV@gmail.com

В работе рассматривается периодическая ферромагнитная структура (1D-магнонный кристалл), металлизированная с обеих сторон. Методом конечных элементов исследовано распространение поверхностных волн. Рассчитаны электродинамические характеристики и проведено изучение трансформации дисперсионных характеристик при изменении геометрических параметров структуры (расстояние между магнонным кристаллом и металлическими экранами). Показано влияние металла на распреде-

ление компонент электромагнитного поля. Обсуждается проявление свойств не взаимности поверхностных волн в рассматриваемой структуре.

Ключевые слова: магنونный кристалл, запрещенная зона, поверхностная магнитостатическая волна, метод конечных элементов, слоистая структура.

Electrodynamical Parameters of Surface Magnetostatic Waves in a Layered Structure Metal–Dielectric–Magnonic Crystal–Dielectric–Metal

A. V. Sadovnikov, Yu. V. Dulin

In the present work the periodic ferromagnetic structure (1D magnonic crystal) with double-sided metal load is considered. Surface wave propagation was investigated with the finite-element method. With the variation of the distances between magnonic crystal and metal layer the electrodynamic characteristics and dispersion transformation were estimated. The metal influence on the electromagnetic field component distribution was studied in detail for the different distances between magnonic crystal and metal shield.

Key words: magnonic crystal, band gap, surface magnetostatic wave, finite-element method, layered structure.

Периодические магнитные структуры (магنونные кристаллы (МК)) могут быть использованы в качестве перестраиваемых фильтров, линий задержки, ответвителей и элементов устройств магنونной логики [1, 2] благодаря возможности управления положением зон непропускания с помощью изменения величины внешнего постоянного магнитного поля. Нагрузка периодической структуры металлическим экраном приводит к трансформации спектра магнитостатических волн [3], при этом на дисперсионной характеристике может наблюдаться как сдвиг положения полос непропускания, так и изменение ширины запрещенных зон, образующихся в результате периодичности в направлении распространения волн. Хотя перечисленные выше системы, выполненные на основе МК, являются периодическими только по одному из пространственных направлений, в поперечном сечении они могут иметь сложную слоистую структуру, в том числе могут быть нагружены различными металлическими экранами, служащими для эффективного управления свойствами структуры. Аналитическое исследование таких систем в общем случае не представляется возможным, поэтому важной задачей является разработка методики численного моделирования и расчета электродинамических характеристик собственных мод в периодических ферромагнитных структурах.

Настоящая работа посвящена изучению трансформации дисперсионных характеристик в периодической ферромагнитной структуре, металлизированной с обеих сторон.

Рассмотрим одномерный МК, представляющий собой плёнку железитриевого граната (ЖИГ), на верхней поверхности которой расположены периодически повторяющиеся канавки прямоугольной формы.

Геометрия примитивной ячейки рассматриваемой структуры для различных значений расстояний l до металлических экранов показана на рис. 1.

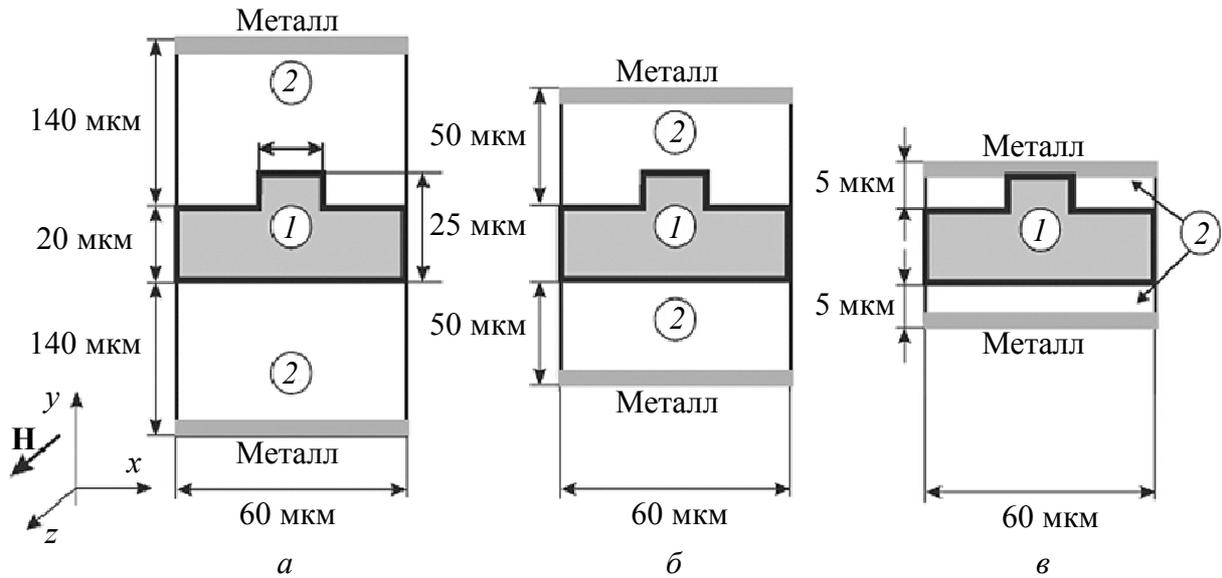


Рис. 1. Структура примитивной ячейки МК для различных l расположения металлических экранов: a – 140 мкм; b – 50 мкм; c – 5 мкм

Цифрами обозначены материалы: 1 – ЖИГ; 2 – воздух. Верхняя и нижняя плоскости примитивной ячейки представляют собой идеальный металлический проводник. Период структуры $L = 60$ мкм. Внешнее магнитное поле направлено вдоль положительного направления оси z . Рассматривается распространение в структуре в направлении оси x поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) с частотой f .

Диэлектрическая проницаемость ЖИГ полагалась равной $\epsilon = 12,7$, а тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ и зависимость компонент тензора μ и μ_a от частоты определялись соотношениями [4]:

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu(\omega) & -i\mu_a(\omega) & 0 \\ i\mu_a(\omega) & \mu(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$\mu(\omega) = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

$$\mu_a(\omega) = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота волны; $\omega_H = \gamma H_0 = 5.278 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$; $\omega_M = \gamma 4\pi M_0 = 30.788 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$; $\gamma = 2\pi \cdot 2.8 \text{ МГц/Э}$ – гиромагнитное отношение в ЖИГ; $H_0 = 300 \text{ Э}$ – напряженность внешнего постоянного магнитного поля; $M_0 = 1750/4\pi \text{ Гс}$ – намагниченность насыщения.

Расчет электродинамических характеристик проводился с помощью модификации метода конечных элементов, описанной в работе [5]. Поскольку рассматриваемая система вдоль направления x является периоди-

ческой, а вдоль направления z – однородной, то зависимость пространственного распределения полей собственных мод по этим координатам задается различным образом. Можно считать, что вдоль однородного направления z бежит гармоническая волна вида $\exp(-i\beta_z z)$. Периодическая зависимость вдоль оси x определяется граничными условиями типа Флоке на двух вертикальных границах примитивной ячейки, показанных на рис. 1. При расчете собственных мод в подобной структуре в качестве входных параметров задаются значения фазового сдвига волны на период структуры вдоль оси x , фактически постоянная распространения β_x , а также частота сигнала, что особенно удобно при исследовании МК, поскольку значения компонент тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ явным образом зависят от частоты. В результате рассчитываются постоянная распространения β_z волны вдоль оси z и соответствующий эффективный показатель преломления $n_{eff} = \beta_z / k$, где $k = \omega / c$ – волновое число и c – скорость света в вакууме. Для ПМСВ, распространяющейся вдоль оси x , поперечное волновое число β_z должно равняться нулю. Чтобы добиться выполнения этого условия, необходимо рассчитать такое значение частоты f , при котором достигается выполнение уравнения $\beta_z = 0$ с заданной точностью. Результат процесса вычисления значения частоты для рассматриваемой структуры в случае, когда расстояние до металлических экранов равно $l = 5$ мкм, представлен на рис. 2, а. Точками обозначены рассчитанные значения частоты и эффективного показателя преломления, а кривой – интерполяция зависимости $n_{eff}(f)$. Значение частоты $f_0 = 4,38520$ ГГц, при котором $n_{eff} = 0$, соответствует собственной волне, распространяющейся строго вдоль оси x .

Дисперсионные характеристики для первой моды периодической структуры показаны на рис. 2, б. Видно, что при уменьшении n_{eff} дисперсионная характеристика смещается в область больших частот. Распределения $|\mathbf{E}|$ для двух значений n_{eff} и $\beta_x = 120 \text{ см}^{-1}$ показаны на вставке к рис. 2, а. В случае расстояния до металла равного $l = 5$ мкм расчет высших мод затруднен вследствие уменьшения межмодового расстояния на дисперсионной характеристике.

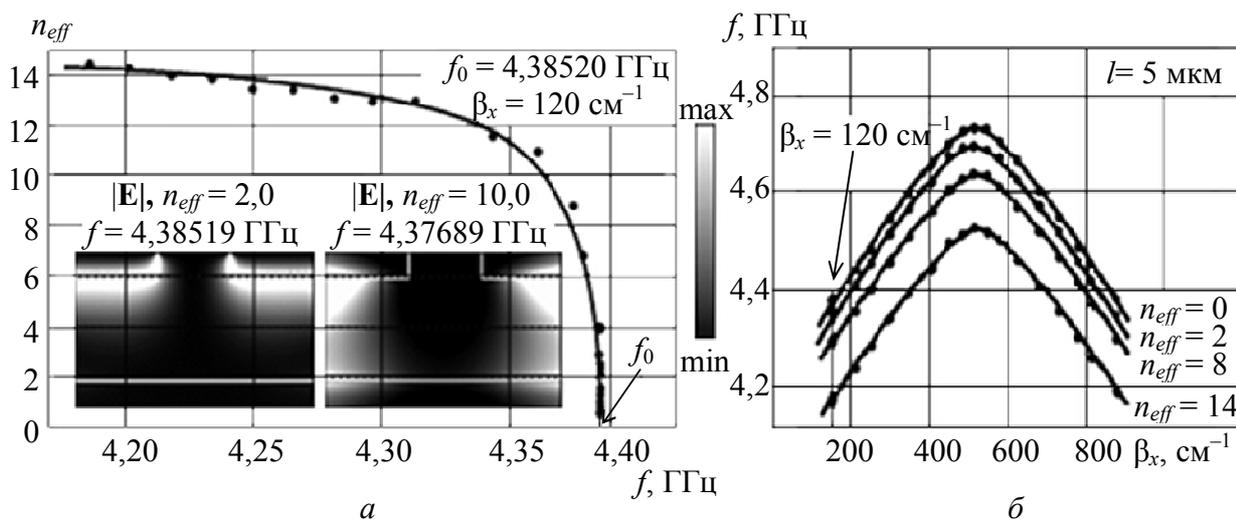


Рис. 2. Зависимость $n_{eff}(f)$ (а) и трансформация дисперсионной характеристики при изменении n_{eff} (б), построенные для первой моды МК при $l = 5$ мкм

Чтобы получить аналогичные результаты для следующих мод, нужно для фиксированных значений β_x задавать в начале процедуры расчета другие значения частоты f . Моды легко отличить друг от друга по пространственному распределению электрического и магнитного полей.

Рассмотрим случай, когда расстояние до металлических экранов равно $l = 10$ мкм. Дисперсионные характеристики для первых двух мод приведены на рис. 3, а, а на рис. 3, б, в показано распределение модуля напряженности электрического поля для первой и второй мод соответственно в точках, отмеченных кружками на рис. 3, а. Видно, что при уменьшении n_{eff} максимум в распределении $|E|$ локализуется вблизи верхней (см. рис. 3, б) и нижней границы (см. рис. 3, в) МК для первой и второй мод соответственно. Аналогичное поведение наблюдается для модуля напряженности магнитного поля $|H|$.

Приближение экрана к одной из поверхностей пленки ЖИГ с неоднородностью на одной из сторон оказывает существенное влияние на степень невзаимности волн, распространяющихся в пленке в прямом и обратном направлениях [6]. Так, из рис. 3, а видно, что дисперсионная характеристика не является симметричной относительно точки $\beta_x L = \pi$ (при этом $\beta_x = 523,6$ см⁻¹). Этот результат можно объяснить тем, что в случае приближения металлического экрана к пленке дисперсии прямой и обратной волн отличаются вследствие различий в локализации поля собственной волны при заданном направлении постоянного магнитного поля вдоль одной из поверхностей пленки ЖИГ. При сильном приближении металлического экрана к пленке явление невзаимности наблюдается не только в случае распространения основной поверхностной моды МСВ, но и для следующей моды, поскольку характерный поперечный размер поля этой моды также становится сравнимым с расстоянием между пленкой и экраном.

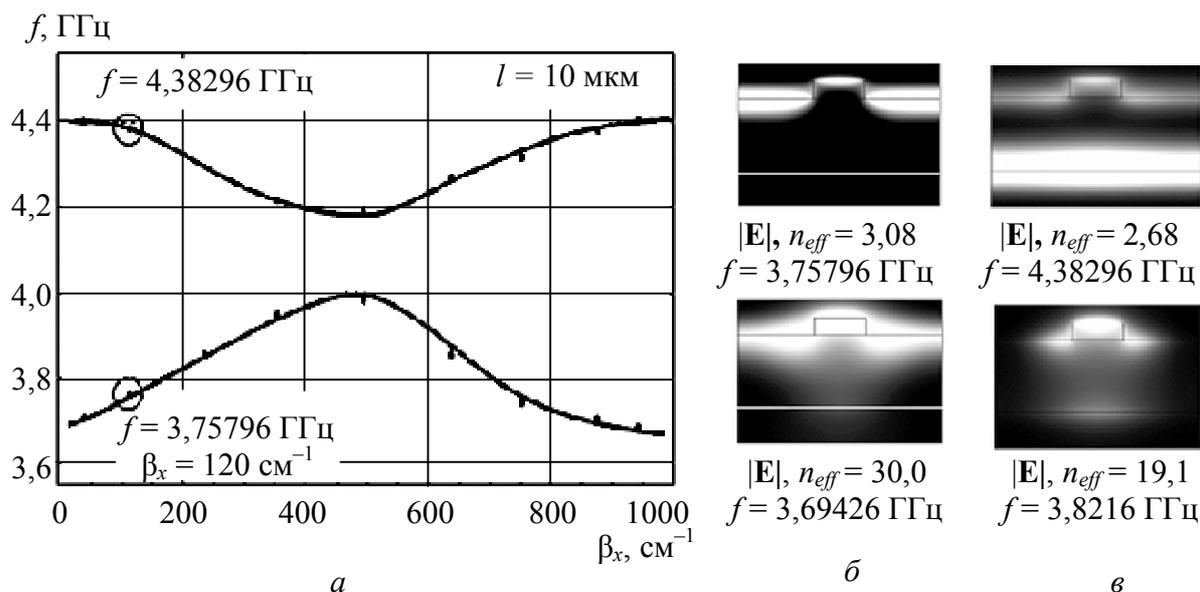


Рис. 3. Дисперсионные характеристики (а) и распределение модуля напряженности электрического поля $|E|$ для первых двух мод при различных значениях n_{eff} (б, в)

На дисперсионных кривых (рис. 4, а, б), рассчитанных для первой и второй мод периодической структуры, кружками отмечены точки, для которых на рис. 5 приведены распределения модулей напряженности электрического и магнитного полей. Видна трансформация дисперсионных кривых и распределений полей при изменении расстояния между металлическими экранами и периодической структурой. При этом изменяется как положение, так и ширина запрещенных зон.

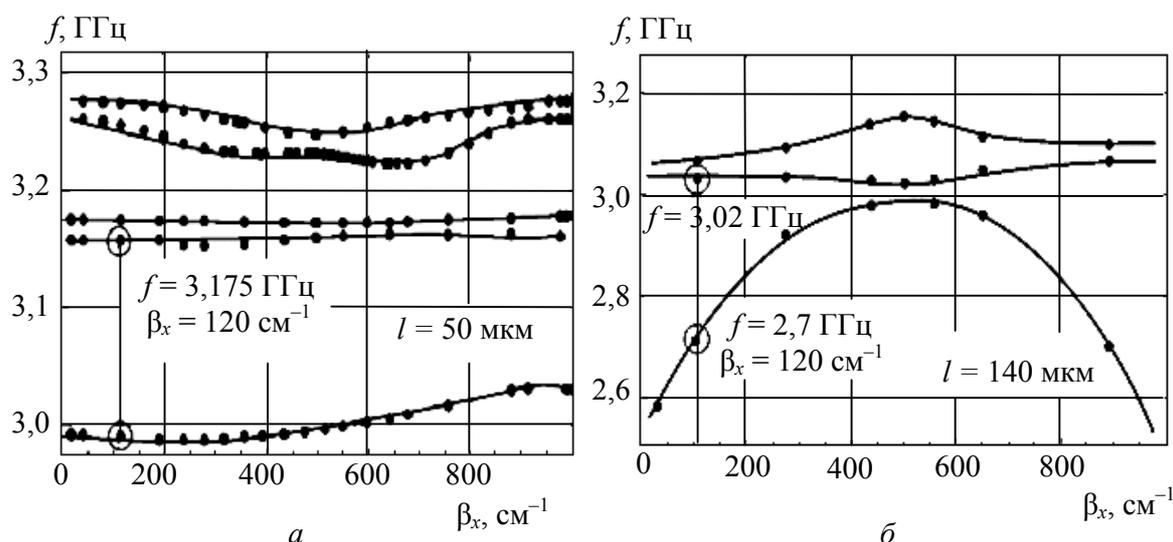


Рис. 4. Дисперсионная характеристика для случая расстояния от МК до металла $l = 50$ мкм (а) и $l = 140$ мкм (б)

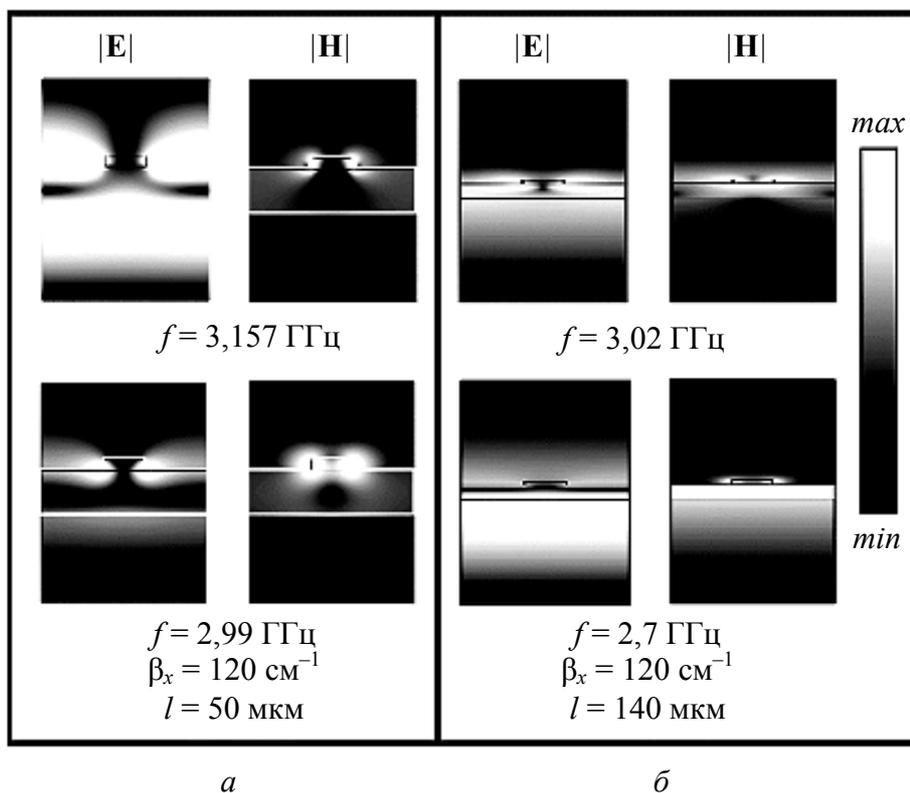


Рис. 5. Распределение модулей напряженности электрического и магнитного полей для случая расстояния от МК до металла $l = 50$ мкм (а) и $l = 140$ мкм (б)

Таким образом, с помощью модификации метода конечных элементов был проведен расчет электродинамических параметров одномерных магнито-кристаллических структур, симметрично нагруженных металлом. Проведено подробное изучение дисперсионных характеристик, проявления свойств невзаимности при различных способах задания направления распространения поверхностной волны при изменении расстояния от ферромагнитной структуры до металлических экранов. Изучены пространственные распределения компонент электромагнитного поля в различных точках дисперсионной кривой. Показаны трансформация дисперсионных кривых и изменение полосы непропускания в рассматриваемой структуре.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-07-31009, 13-02-00732 и проект 11.Г34.31.0030).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Животовский Л. В., Климов А. А., Цай Ч., Тайед Ф., Высоцкий С. Л., Филимонов Ю. А. Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магнитной запрещенной зоной – магнитные кристаллы // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, № 10. С. 670.
2. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. Magnonics // J. Phys. D : Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 264002.

3. *Beginin E. N., Filimonov Yu. A., Pavlov E. S., Vysotskii S. L., Nikitov S. A.* Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure : Magnonic crystal-dielectric-metal // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 100. P. 252412.

4. *Ваишковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов : Изд-во Саратов. ун-та, 1994. 311 с.

5. *Садовников А. В., Рожнёв А. Г.* Моделирование распространения магнитостатических волн в одномерных магнонных кристаллах // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2012. Т. 20, №. 1. С. 143–159.

6. *Camley R. E.* Nonreciprocal surface waves // *Surface Science Reports.* 1987. Vol. 7, № 3–4. P. 103–187.