

05,06

Модификация дисперсионного спектра поверхностных спиновых волн в двухслойных пленках ЖИГ гибридным магннным кристаллом

© А.С. Пташенко, А.В. Садовников

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов Россия

E-mail: andrey.po3@mail.ru

Поступила в Редакцию 8 сентября 2025 г.

В окончательной редакции 8 сентября 2025 г.

Принята к публикации 12 ноября 2025 г.

В настоящей работе методами численного моделирования исследуются физические механизмы взаимодействия поверхностных магнитостатических волн с проводящей средой в гибридной структуре, состоящей из двухслойной пленки железо-иттриевого граната и металлического магннного кристалла. Основное внимание уделено анализу трансформации дисперсионного спектра поверхностных магнитостатических волн в зависимости от электропроводности металла и его пространственного расположения относительно ферромагнитных слоев. Физической основой взаимодействия является возбуждение вихревых токов в металлическом экране переменным магнитным полем спиновой волны. Эти токи генерируют собственное магнитное поле, которое, в свою очередь, воздействует на волну, приводя к модификации ее дипольного поля и, как следствие, к изменению дисперсионных характеристик. Установлено, что уменьшение электропроводности металла ослабляет эффект экранирования, что проявляется в сглаживании антикроссинга дисперсионных мод и уменьшении ширины брэгговских запрещенных зон. Выявлен пороговый характер влияния проводимости, ниже которого система ведет себя практически как неэкранированная двухслойная пленка железо-иттриевого граната. Показана сильная зависимость эффекта от положения экрана, что объясняется различной степенью перекрытия поля поверхностных магнитостатических волн (локализованных на разных границах) с областью наведенных вихревых токов. Полученные результаты вносят вклад в фундаментальное понимание электродинамики спиновых волн в гибридных структурах феррит-металл.

Ключевые слова: магнника, спиновые волны, гибридные магннные системы, железо-иттриевый гранат, магннный кристалл, вихревые токи, диполь-дипольное взаимодействие, невзаимность.

DOI: 10.61011/FTT.2025.11.62151.2k-25

1. Введение

Исследование гибридных магннных систем, в которых спиновые волны взаимодействуют с возбуждениями иной физической природы (фотонами, плазмонами, фононами), является одним из ключевых направлений современной физики магнетизма [1,2]. Особый интерес представляют структуры, сочетающие ферромагнитные диэлектрики, такие как железо-иттриевый гранат (ЖИГ), с проводящими материалами. Такое сочетание позволяет исследовать фундаментальные аспекты электродинамического взаимодействия магнонов с электронами проводимости, что открывает перспективы управления спин-волновыми процессами [3–5].

Актуальным направлением исследований является изучение распространения спиновых волн и разработка компонентной базы, особенно для магннных логических устройств [6,7]. Особый интерес представляют различные магнитные структуры, такие как магннные кристаллы, узкие изогнутые волноводы, двухмерные массивы магнитных столбиков или отверстий в ферромагнитных пленках, связанные волноводы и другие неограниченные структуры, а также их края, которые могут обеспечивать дополнительный тип возбуждений [8–10].

Характеристики спиновых волн в магннных структурах существенно зависят от геометрических параметров волноводов. Это обусловлено, среди других факторов, влиянием геометрических параметров, таких как толщина, ширина и форма, на величину и направление внутреннего магнитного поля, что в конечном итоге влияет на дисперсию спиновых волн в волноводах [11].

Современный тренд в CMOS-электронике — расширение от двумерных плоских к трехмерным вертикально интегрированным структурам. Для сохранения того же технологического уровня аналогичное расширение должно быть реализовано и в магннике, который в настоящее время основан на планарных структурах [12].

Трехмерные (3D) ферромагнитные структуры могут служить элементной базой для таких устройств, как микроволновые фильтры, интерферометры, элементы передачи и хранения информации и т.д. [13,14] Применение 3D магнниковых структур также может снизить линейные размеры разрабатываемых устройств, что, в свою очередь, приведет к уменьшению потерь при распространении спиновых волн и, следовательно, к снижению энергетических затрат.

Взаимодействие спиновой волны с металлом носит комплексный характер. Переменное дипольное поле,

сопровождающее спиновую волну, проникает в металл и в соответствии с законом Фарадея индуцирует в нем вихревые токи. Эти токи создают вторичное магнитное поле, которое противодействует исходному полю волны, эффективно экранируя его. Такое обратное воздействие приводит к существенной перестройке дисперсионного спектра спиновых волн: изменяются их частота, групповая скорость, а также вносится дополнительное диссипативное затухание (омические потери) [15,16].

Использование периодически структурированного металлического экрана (магнетонного кристалла) вносит дополнительный физический механизм — брэгговскую дифракцию спиновых волн на периодической неоднородности [17,18]. В результате в спектре волн формируются запрещенные зоны, положение и ширина которых определяются как геометрией структуры, так и интенсивностью электродинамической связи между спиновой волной и металлом. Электропроводность металла при этом выступает ключевым параметром, регулирующим силу этого взаимодействия [19].

В данной работе исследуется физика распространения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в сложной гибридной системе — двухслойной пленке ЖИГ, связанной с металлизированным магнетонным кристаллом. Двухслойная структура сама по себе обладает богатым дисперсионным спектром, включающим внешние и внутренние моды ПМСВ [20]. Целью работы является установление фундаментальных закономерностей трансформации этого спектра под влиянием электропроводности и геометрии расположения проводящего экрана, что позволит глубже понять механизмы гибридизации магнетонных и электромагнитных возбуждений в таких структурах.

2. Теория

Железотитриевый гранат ($[\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}]$) является базовым материалом для магноники благодаря своим уникальным свойствам: рекордно низкому уровню потерь при распространении спиновых волн и развитой технологии изготовления тонких пленок [16]. В ЖИГ спиновые волны могут быть описаны как колебания намагниченности вокруг равновесного направления, вызванные внешним магнитным полем.

Спиновые волны в ЖИГ можно классифицировать на поверхностные магнитостатические волны и объемные волны. ПМСВ наиболее интересны для практических применений из-за их высокой чувствительности к границам раздела, стабильности при распространении вдоль структуры и возможностью формировать запрещенные зоны в спектре [16].

Для описания электродинамических характеристик решаются уравнения Максвелла для представленной на рис. 1 структуры с соответствующими граничными условиями. Периодические граничные условия Флоке

(Periodic Boundary Condition, PBC) [16] задаются на правой и левой границах расчетной области, что позволило проводить расчет дисперсионных характеристик СВ для первой приведенной зоны Бриллюэна, PBC имеют вид:

$$\vec{E}[C(x + L, y) = \vec{E}(x, y) \exp(-j\beta_y L), \quad (1)$$

где β_y — компонента волнового вектора вдоль оси y (продольное волновое число).

Было проведено численное моделирование и расчет спектров электромагнитных волн методом конечных элементов путем решения системы уравнений Максвелла. При этом компоненты электромагнитного поля зависят от частоты по гармоническому закону $e^{j\omega t}$, что позволяет решить уравнение второго порядка для вектора напряженности электрического поля E :

$$\nabla \times (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times E) - k^2 \epsilon E = 0, \quad (2)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — частота электромагнитной волны, $\epsilon = 14$ — эффективное значение диэлектрической проницаемости для слоя ЖИГ.

Тензор магнитной проницаемости каждого слоя задавался в виде, соответствующем электромагнитному описанию гиротропной среды [17]:

$$\hat{\mu}_{1,2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{1,2}(\omega) & -i\mu_{\alpha 1,2}(\omega) \\ 0 & i\mu_{\alpha 1,2}(\omega) & \mu_{1,2}(\omega) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\mu_{1,2}(\omega) = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_{M1,2}) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

$$\mu_{\alpha 1,2}(\omega) = \frac{\omega_{M1,2}\omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (5)$$

где $\omega_{M1,2} = \gamma 4\pi M_{1,2}$, $\omega_H = \gamma H_0$, $\gamma = 2\pi \cdot 2.8 \text{ МГц/Ое}$ — гиромагнитное отношение в ЖИГ пленке, $M_{1,2}$ — намагниченность насыщения каждого слоя. Для моделирования распространения собственных волн в периодической структуре достаточно рассмотреть один период структуры, образующий элементарную ячейку МК.

Формирование запрещенных зон в спектре спиновых волн обусловлено брэгговским резонансом [18], возникающим при взаимодействии волн с периодической структурой металлических полосок. Ширина и положение запрещенной зоны определяются следующими факторами:

Параметры периодической структуры: период $L = 200 \mu\text{м}$, ширина металлических полос $w = 100 \mu\text{м}$, до поверхности $d_h = 1 \mu\text{м}$. Характеристики металлического экрана: электропроводность σ , толщина $d_m = 10 \mu\text{м}$. Свойства ферромагнитных слоев: намагниченность насыщения $M_1 = 1738 \text{ Ое}$, $M_2 = 904 \text{ Ое}$, толщина слоев $d_1 = 8.9 \mu\text{м}$, $d_2 = 6.9 \mu\text{м}$. Структура

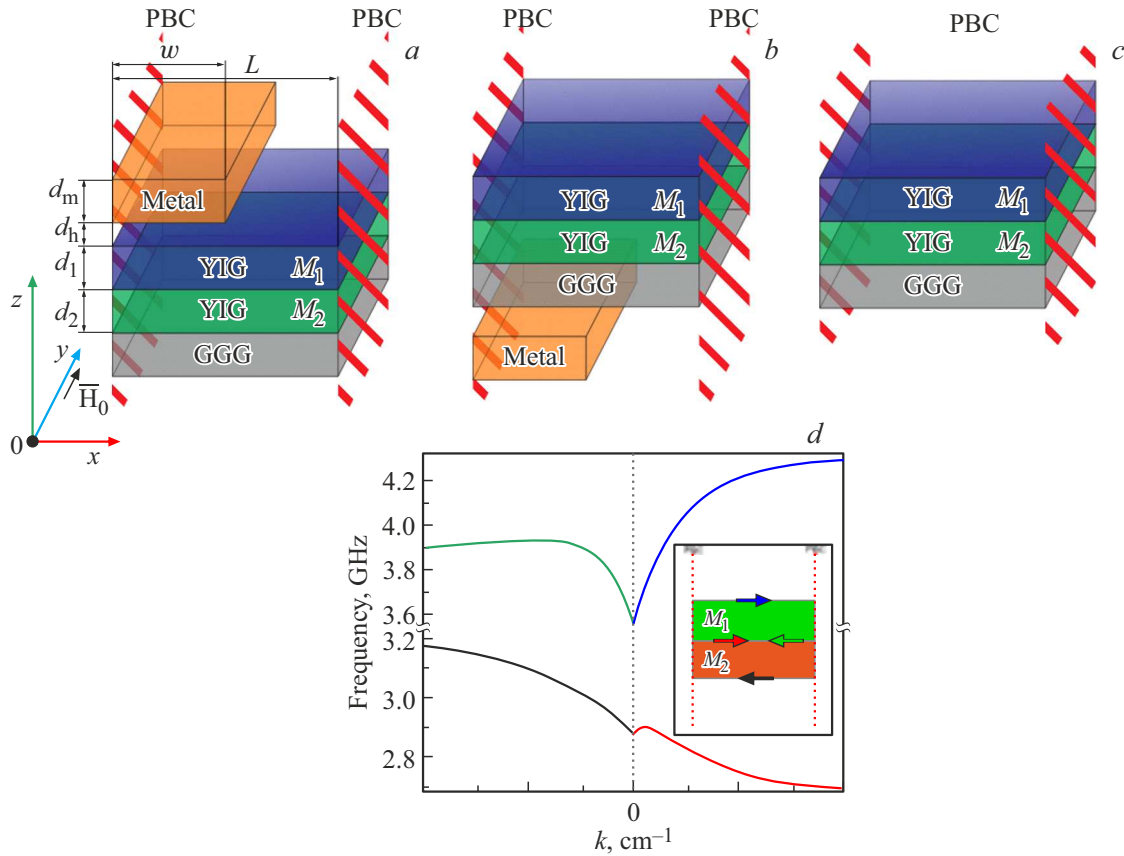


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой структуры с (a) металлизацией вблизи слоя с намагниченностью M_1 , с (b) металлизацией вблизи слоя с намагниченностью M_2 , c — фрагмент референсной двухслойной структуры (без металлизации), d — дисперсионная характеристика рассчитанная аналитическим методом для референсной структуры двухслойной пленки.

помещена во внешнее магнитное поле $H_0 = 670$ Ое, направленное перпендикулярно направлению распространения волны и лежащее в плоскости XOY. Такая геометрия выбрана исходя из того, что в работе исследуются поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ).

При изменении указанных параметров происходит трансформация дисперсионных характеристик спиновых волн, что проявляется в сдвиге и изменении ширины запрещенных зон. Важно отметить, что диэлектрическая проницаемость ЖИГ в численном моделировании выбрана скалярной величиной, магнитная проницаемость описывается тензором, зависящим от частоты, а для моделирования достаточно рассмотреть один период структуры, образующий элементарную ячейку магнетного кристалла.

Для предварительного анализа использовалось аналитическое уравнение для нахождения дисперсионных характеристик структуры [19].

Аналитическое дисперсионное уравнение ПМСВ имеет вид:

$$f^2 = f_H(f_H - f_M) - \frac{f_M^2}{4} (1 - e^{-2kxd}), \quad (6)$$

где граничные частоты спектра ПМСВ:

$$f_{d1,2} = f_H + \frac{f_{M1,2}}{2}, \quad (7)$$

$$f_{p1,2} = \sqrt{f_H(f_H + f_{M1,2})}, \quad (8)$$

$$f_H = \gamma\mu_0 H_0, \quad (9)$$

$$f_{d1,2} = \gamma\mu_0 M_{1,2}. \quad (10)$$

В отсутствие металлического экрана спектр ПМСВ в двухслойной пленке (рис. 1, d) состоит из четырех ветвей (для $k > 0$ и $k < 0$). Две из них соответствуют „внешним“ волнам, локализованным на внешних границах структуры (пленка-воздух и пленка-подложка). Две другие — „внутренним“ волнам, локализованным на границе раздела двух ферромагнитных слоев [20]. Наличие двух слоев с разной намагниченностью насыщения приводит к снятию вырождения и возможности гибридизации этих мод, что проявляется в виде антикроссинга (расталкивания) дисперсионных кривых.

Приближение металлического экрана к поверхности феррита коренным образом меняет граничные условия для дипольного поля спиновой волны. В пределе идеально проводящего экрана тангенциальная компонента

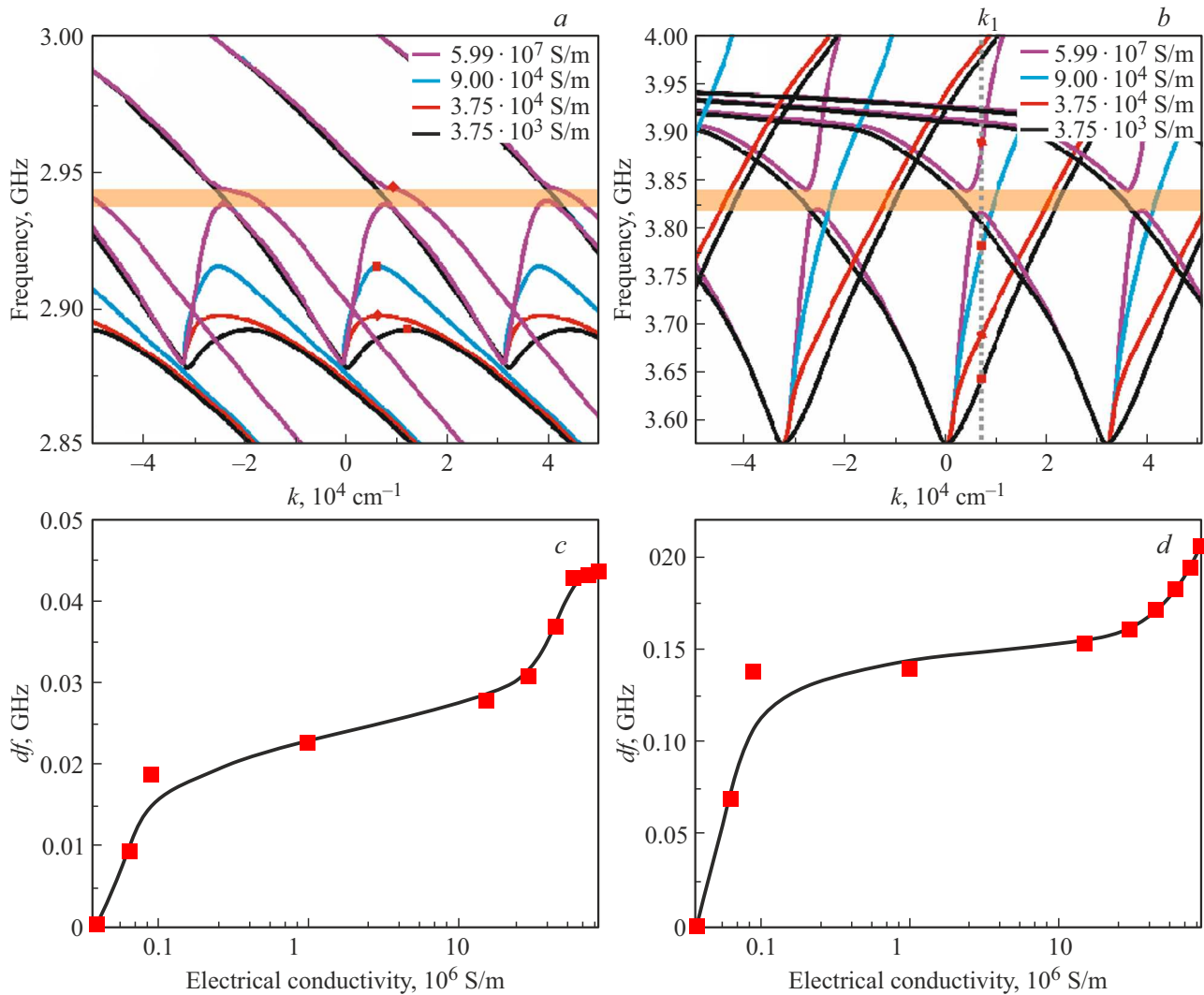


Рис. 2. Дисперсионные характеристики для структуры с металлизированной металлической решеткой вблизи слоя с наибольшей намагниченностью при различных параметрах электропроводности металлического экрана (*a* — низкочастотная часть дисперсионных характеристик, *b* — высокочастотная часть дисперсионных характеристик), *c* — сдвиг максимального значения частоты для прямой волны дисперсионных характеристик в НЧ области относительно случая без металлизации, *d* — сдвиг частоты в ВЧ области при фиксированной длине волны относительно дисперсионных ветвей в структуре без металлизации.

электрического поля и нормальная компонента магнитного поля на его поверхности должны обращаться в нуль. Это эквивалентно появлению „магнитного изображения“ и приводит к значительному увеличению волнового числа и, как следствие, частоты ПМСВ [18]. Для металла с конечной проводимостью эффект экранирования ослабевает, и глубина проникновения поля в металл определяется глубиной скин-слоя. Периодическая структура экрана вызывает брэгговское отражение волны, что приводит к возникновению запрещенных зон на границах зоны Бриллюэна.

3. Численное моделирование

Для численного исследования влияния параметров металлического экрана и магнетонного кристалла на диспер-

сионные характеристики спиновых волн использовалась программная среда COMSOL Multiphysics с применением модуля RF Module, предназначенного для решения полных уравнений Максвелла в гиротропных средах. Расчетная область была разбита на неструктурированную адаптивную сетку на основе треугольных конечных элементов (метод конечных элементов — метод позволяющий получить решение уравнений Максвелла для гиротропной среды с учетом сложной геометрии исследуемой структуры). Характерный размер элемента сетки составлял $0.2 \mu\text{m}$ в ферромагнитных слоях ЖИГ и $0.5 \mu\text{m}$ в области металлического экрана и окружающего пространства. Такое разрешение обеспечивает корректное описание как высокоградиентных полей вблизи границ раздела, так и скин-слоя в металле при максимальной проводимости. Проверки сходимости результатов

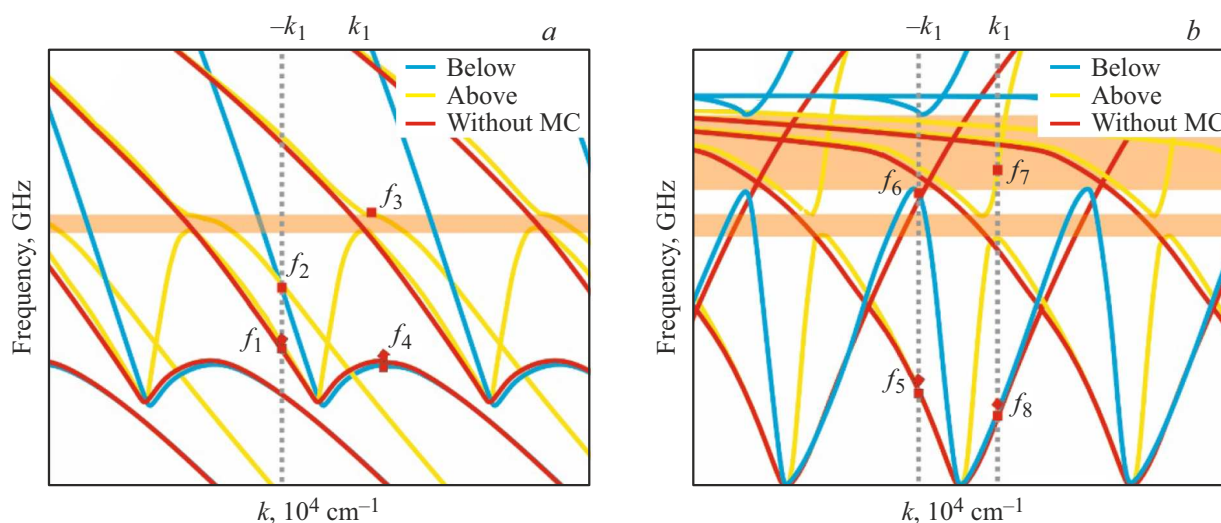


Рис. 3. Сравнение дисперсионных характеристик при различных положениях магнитного кристалла (синяя линия — экран у слоя с $M_1 = 1738$ Ое, желтая линия — у слоя с $M_2 = 904$ Ое) и при его отсутствии (красная кривая).

была выполнена с помощью серии тестовых расчетов с последовательным уменьшением характерного размера элементов на 30 % и 50 %. Установлено, что изменение резонансных частот и положения запрещенных зон при этом не превышает 1 %, что подтверждает достаточную сходимость и надежность полученных дисперсионных характеристик.

В отличие от стандартного подхода к описанию ферромагнетиков в рамках магнитостатического приближения и уравнения Уокера, используемые для моделирования статических или квазистатических магнитных полей, при известном виде тензора, для определения электродинамических характеристик МК необходимо решать уравнения Максвелла для структуры [21], изображенной на рис. 1, с соответствующими граничными условиями.

Проведенное моделирование показало значительное влияние электропроводности металла на дисперсионные характеристики спиновых волн.

Как видно на рис. 2, при высокой проводимости ($\sigma = 5.99 \cdot 10^7$ S/m, что соответствует электропроводности меди) наблюдается сильная перестройка спектра: значительный сдвиг дисперсионных кривых в область больших частот и формирование широкой запрещенной зоны (оранжевая область). Физически это объясняется сильным экранирующим действием плотных вихревых токов, которые эффективно „вытесняют“ магнитное поле волны из-под металла, что эквивалентно увеличению эффективной „жесткости“ диполь-дипольного взаимодействия и, соответственно, росту частоты магнонов.

По мере уменьшения электропроводности глубина скин-слоя увеличивается, плотность наводимых токов падает, и их экранирующее действие ослабевает. В результате обратное влияние на спиновую волну становится менее выраженным, что можно наблюдать в случае когда электропроводность принимается равной $9 \cdot 10^5$ S/m, что соответствует показателям нихрома. Это

проявляется в постепенном смещении дисперсионных кривых обратно к их положению в неэкранированной структуре и сужении запрещенной зоны. При $\sigma = 3.75 \cdot 10^4$ S/m, что соответствует электропроводности сплавов с очень высоким сопротивлением (например, некоторым марганцевым или хромовым сплавам), взаимодействие становится настолько слабым, что спектр практически идентичен случаю пленки без металла. Проведенный анализ позволил построить график зависимости отклонения частоты ($df = f_n - f_{ref}$, где f_n — частота характерных точек) в характерных точках (что изображены на рис. 2, а, b красными квадратами) относительно значений на дисперсионных ветвях без металлического экрана на поверхности. На рис. 2, с приведена зависимость сдвига максимального значения частоты для прямой волны дисперсионных характеристик в НЧ области относительно случая без металлизации, а на рис. 2, d сдвиг частоты в ВЧ области при фиксированной длине волны относительно дисперсионных ветвей в структуре без металлизации — качественно характер графиков очень близок, при увеличении значения электропроводности увеличивается оказываемое влияние на поведение распространяющихся спиновых волн и отклонение дисперсионных ветвей усиливается относительно значений без металлизации, однако, данное изменение носит не линейный характер. Кроме того, небольшое остаточное искажение ветвей, особенно вблизи границы зоны Бриллюэна, указывает на сохранение слабого возмущающего влияния металлической решетки, которая в данном режиме ведет себя скорее как диэлектрическая, нежели металлическая.

Когда экран расположен вблизи слоя с наибольшей намагниченностью (рис. 1, а, синяя линия на рис. 3), он наиболее сильно взаимодействует с высокочастотной модой ПМСВ, локализованной на этой границе. Это приводит к значительному сдвигу соответствующей

ветви дисперсионной кривой: например, в высокочастотной (ВЧ) области при волновом числе $k = 3000 \text{ cm}^{-1}$ частота увеличивается с $f_8 = 3.65 \text{ GHz}$ (референсный случай) до $f_7 = 3.88 \text{ GHz}$, что соответствует смещению на 230 MHz . В то же время, при расположении экрана у слоя с меньшей намагниченностью (рис. 1, *b*, желтая линия) максимальное влияние оказывается на низкочастотную (НЧ) моду: максимальная частота прямой волны увеличивается с $f_4 = 2.88 \text{ GHz}$ до $f_3 = 2.95 \text{ GHz}$, то есть на 70 MHz .

Для волн с противоположным знаком волнового числа ($k < 0$) наблюдаются иные смещения, что подчеркивает невязимый характер взаимодействия [22]. В частности, в НЧ-области при $k = -3000 \text{ cm}^{-1}$ смещение составляет 30 MHz (от $f_1 = 2.89 \text{ GHz}$ до $f_2 = 2.92 \text{ GHz}$) при экране у слоя M_2 , тогда как при экране у M_1 отклонение не превышает 170 MHz (от $f_5 = 3.67 \text{ GHz}$ и до $f_6 = 3.84 \text{ GHz}$).

Таким образом, положение экрана позволяет селективно усиливать или подавлять взаимодействие с конкретными модами ПМСВ, что является прямым следствием различной пространственной локализации их дипольных полей. Эта селективность проявляется как в величине частотного сдвига, так и в степени усиления невязимости, и может быть использована для модовой фильтрации и управления направлением распространения спиновых сигналов.

4. Заключение

В настоящей работе проведено теоретическое исследование электродинамического взаимодействия поверхностных магнитостатических волн с гибридным магнетным кристаллом, образованным двухслойной пленкой железо-иттриевого граната и периодически структурированным металлическим экраном. В работе продемонстрирована селективная модуляция дисперсионного спектра за счет изменения пространственного положения периодического экрана относительно слоев с разной намагниченностью. Показано, что внешние и внутренние моды ПМСВ по-разному реагируют на присутствие экрана, что открывает возможность модовой селекции в гибридных магнетных системах. Выявлен пороговый характер зависимости дисперсионных характеристик от электропроводности металла: при $\sigma \lesssim 10^5 \text{ S/m}$ влияние экрана становится пренебрежимо малым, и спектр практически совпадает со случаем неэкранированной пленки. Установлено, что одновременное действие брэгговской дифракции и вихретокового экранирования приводит к сложной трансформации антикроссинга мод, которая не может быть описана в рамках однослойных моделей.

Следует отметить, что в реальных структурах неоднородности — такие как шероховатость границ, вариации толщины слоев или дефекты периодичности — могут приводить к дополнительному рассеянию спиновых волн

и размыванию запрещенных зон [23–25]. Однако в рамках данной работы мы сосредоточены на идеализированной модели, позволяющей выявить ключевые физические механизмы гибридизации магнетных и электромагнитных возбуждений. Анализ влияния структурных и технологических дефектов планируется в последующих работах.

Таким образом, полученные результаты расширяют понимание механизмов гибридизации магнетных и электромагнитных возбуждений в многослойных феррит-металлических структурах и открывают новые возможности для проектирования магнетных устройств с управляемой селективностью и невязимостью.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 23-79-30027.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelman, S. Cotofana, A. Naeemi, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands. *J. Phys.: Condens Matter*, **33**, 413001 (2021).
- [2] B. Flebus, D. Grundler, B. Rana, Y. Otani, I. Barsukov, A. Barman, G. Gubbiotti, P. Landeros, J. Åkerman, U. Ebels, P. Pirro. *J. Phys.: Condens Matter*, **36**, 363501 (2024).
- [3] P.A. Popov, A.Y. Sharaevskaya, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, A.I. Stognij, D.V. Kalyabin, S.A. Nikitov. *J. Magn. Magn. Mater.* **476**, 423 (2019).
- [4] A.K. Zvezdin, A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.P. Pyatakov. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **71**, 1561 (2007).
- [5] S. Sugahara, J. Nitta. *Proc. IEEE* **98**, 12, 2124 (2010).
- [6] P.G. Baranov, A.M. Kalashnikova, V.I. Kozub, V.L. Korenev, Y.G. Kusrayev, R.V. Pisarev, V.F. Sapega, I.Y. Akimov, M. Bayer, A.V. Scherbakov, D.R. Yakovlev. *Phys. Usp.* **62**, 8, 795 (2019).
- [7] Y. Chai, Y. Liang, C. Xiao, Y. Wang, B. Li, D. Jiang, P. Pal, Y. Tang, H. Chen, Y. Zhang, H. Bai. *Nat. Commun.* **15**, 1, 5975 (2024).
- [8] W. Namiki, Y. Yamaguchi, D. Nishioka, T. Tsuchiya, K. Terabe. *Mater. Today Phys.* **45**, 101465 (2024).
- [9] V.V. Tikhonov, A.S. Ptashenko, A.V. Sadovnikov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **58**, 7, 07LT01 (2024).
- [10] S.A. Odintsov, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov, A.V. Sadovnikov. *Phys. Rev. Appl.* **22**, 1, 014042 (2024).
- [11] H.T. Nguyen, T.M. Nguyen, M.G. Cottam. *Phys. Rev. B* **76**, 13, 134413 (2007).
- [12] D. Sander, S.O. Valenzuela, D. Makarov, C.H. Marrows, E.E. Fullerton, P. Fischer, J. McCord, P. Vavassori, S. Mangin, P. Pirro, B. Hillebrands. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 36, 363001 (2017).
- [13] A.V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelman, A.O. Adeyeye, J. Åkerman, F.G. Aliev, A. Anane, A. Awad, C.H. Back. *IEEE Trans. Magn.* **58**, 6, 1 (2022).

- [14] E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, A.Y. Sharaevskaya, A.I. Stognij, S.A. Nikitov. Appl. Phys. Lett. **112**, 12, 122401 (2018).
- [15] А.С. Пташенко, С.А. Одинцов, С.Е. Шешукова, А.В. Садовников. ФТТ **66**, 6, 789 (2024).
- [16] A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands. J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 26, 264002 (2010).
- [17] S.A. Nikitov, P. Tailhades, C.S. Tsai. J. Magn. Magn. Mater. **236**, 3, 320 (2001).
- [18] E.N. Beginin, Y.A. Filimonov, E.S. Pavlov, S.L. Vysotskii, S.A. Nikitov. Appl. Phys. Lett. **100**, 25, 252501 (2012).
- [19] S.A. Odintsov, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov, E.H. Lock, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov. J. Magn. Magn. Mater. **546**, 168736 (2022).
- [20] В.И. Зубков, Б.П. Нам. ЖТФ **59**, 12, 115 (1989).
- [21] D.D. Stancil, A. Prabhakar. Spin Waves. Vol. 5. New York: Springer, 2009.
- [22] С.А. Одинцов, Э.Г. Локк, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников. Russ. Technol. J. **10**, 4, 55 (2022).
- [23] A.V. Chumak, A.A. Serga, S. Wolff, B. Hillebrands, M.P. Kostylev. J. Appl. Phys. **105**, 8, 083903 (2009).
- [24] M.A. Abeed, S. Sahoo, D. Winters, A. Barman, S. Bandyopadhyay. Sci. Rep. **9**, 1, 16635 (2019).
- [25] K. Di, V.L. Zhang, M.H. Kuok, H.S. Lim, S.C. Ng, K. Narayanapillai, H. Yang. Phys. Rev. B **90**, 6, 060405 (2014).

Редактор Т.Н. Василевская