Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 9, с. 572 – 579 © 2025 г. 10 ноября

Магнон-фотонная гибридизация мод в структуре электромагнитный резонатор/ферромагнитная пленка

К. Д. Самойленко[+*1)], *Д. А. Габриелян*[+×], *А. Р. Сафин*[+×], *С. А. Никитов*[+*○]

[+]*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

[×]*Национальный исследовательский университет "МЭИ", 111250 Москва, Россия*

[○]*Лаборатория "Магнитные метаматериалы", Саратовский государственный университет, 410012 Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 5 августа 2025 г.
После переработки 11 сентября 2025 г.
Принята к публикации 24 сентября 2025 г.

В работе впервые выполнено полное численное моделирование магнон-фотонной гибридизации в технологически простой системе на основе пленки железо-иттриевого граната и сверхвысокочастотного резонатора, интегрированного в микрополосковую линию, с использованием пакета ANSYS HFSS. Показано характерное расщепление резонансных частот (антикроссинг), свидетельствующее о реализации режима сильной связи между магнонными и фотонными модами. Получена величина относительного расщепления частот порядка $\sim 6 \cdot 10^{-2}$. Кроме того, исследовано влияние пространственного положения железо-иттриевого граната резонатора на параметры гибридных состояний и продемонстрирована возможность управления частотой гибридизации за счет подстройки параметров резонатора. Результаты демонстрируют возможность реализации сильной магнон-фотонной связи в простой и легко воспроизводимой микрополосковой структуре и могут быть использованы при проектировании сенсоров, перестраиваемых сверхвысокочастотных фильтров и элементов гибридных магнонных или квантовых систем.

DOI: 10.31857/S0370274X25110082

1. Введение. Гибридные магнон-фотонные структуры представляют собой перспективное направление в современной физике, связанное с исследованием взаимодействия магнонов, квазичастиц спиновых возбуждений в магнитных материалах и фотонов, частиц электромагнитного излучения [1, 2]. Такое взаимодействие позволяет формировать гибридные состояния, обладающие уникальными свойствами (узкая спектральная линия, возможность динамической перестройки частоты), что делает их привлекательными для применения в спинтронных, радиотехнических и квантовых приложениях, например, для создания высокочувствительных сенсоров и интерконнектов между кубитами [3–5].

Особый интерес представляют системы, включающие железо-иттриевый гранат (ЖИГ), обладающий низкими магнитными потерями и высокой добротностью, благодаря которым систему можно перестраивать в широком диапазоне частот, что важно в условиях быстро растущего спроса на расширение рабочей полосы частот [6, 7]. Для возникновения гибридизации необходимо сильное взаимодействие двух связанных систем. В качестве одной подсистемы выступает сверхвысокочастотный (СВЧ) резонатор в виде прямоугольной медной пластины, которая связана электромагнитным полем со второй системой – магнонным резонатором (ЖИГ) [1, 8, 9]. Данное взаимодействие приводит к образованию магнон-фотонных гибридных состояний, чьи спектральные характеристики могут управляться внешним магнитным полем [10]. В режиме сильной связи происходит характерное расщепление спектра и формирование двух дисперсионных ветвей [1, 11, 12].

Экспериментальное исследование таких систем требует точного контроля параметров, сложной настройки резонаторов и измерения спектральных характеристик, что зачастую связано с техническими сложностями. В этом контексте численное электродинамическое моделирование представляет собой мощный инструмент для изучения процесса гибридизации магнон-фотонных мод [13, 14]. Оно позволяет прогнозировать частотные характеристики, анализировать распределение электромагнитных и спиновых полей, а также выявлять оптимальные условия для реализации сильной связи [15].

1) e-mail: kris_samoylenko@mail.ru

Одним из ключевых параметров, характеризующих силу взаимодействия между магнонной и фотонной подсистемами, является величина расщепления гибридных мод, возникающая при их резонансном совпадении. Обычно используется относительная мера расщепления, выражаемая как $\Delta\omega/\omega$, где $\Delta\omega$ – величина расщепления, а ω – постоянная резонансная частота одной из подсистем. В современных экспериментах по магнон-фотонной гибридизации $\Delta\omega$ составляет от нескольких десятков до нескольких сотен мегагерц – например, значения порядка 50–400 МГц свидетельствуют о реализации устойчивой сильной связи. Для частот в диапазоне 5–10 ГГц это соответствует относительному расщеплению $\Delta\omega/\omega \sim 0.005$–$0.07$ [16–18]. При этом для задач квантовой информации, таких как гибридные кубитные интерфейсы, предпочтительно расщепление не менее 100 МГц при минимальных потерях на частотах до 10 ГГц [19]. В радиотехнических и сенсорных задачах могут быть использованы более широкие линии, при этом ключевыми становятся возможность перестройки частоты и стабильность гибридных резонансов. Таким образом, возможность контролируемого расщепления в заданном диапазоне частот представляет собой важное условие для практического применения магнон-фотонных систем.

В данной работе проводится исследование взаимодействия магнонного резонатора и СВЧ-резонатора методом электродинамического моделирования в среде ANSYS HFSS. Несмотря на широкое применение этого программного пакета в задачах СВЧ-электродинамики, в нем рассматривались лишь отдельные элементы подобных систем – только фотонный резонатор и соответствующее распределение полей. Магнонная часть рассматривается либо численными расчетами (независимо от фотонной моды), либо с помощью эксперимента, а для получения визуализации магнон-фотонной гибридизации были проведены экспериментальные исследования [20, 21]. В настоящей работе впервые выполнено комплексное моделирование полной магнон-фотонной системы (ЖИГ + СВЧ-резонатор), что позволяет напрямую анализировать режимы сильной и слабой связей. Поиск оптимальных геометрий магнон-фотонных структур в СВЧ-диапазоне представляет собой важную задачу. В отличие от ранее выполненных численных исследований, где для анализа магнон-фотонной гибридизации использовались приближенные модели [13, 14], а также работ, направленных на максимизацию параметра связи за счет усложнения резонаторной геометрии [19–21], в настоящей работе показана возможность сильной связи в простой и технологически воспроизводимой структуре. Внимание уделяется анализу условий возникновения сильной связи, влиянию геометрических и физических параметров на характеристики гибридных мод, а также возможностям управления их спектральными свойствами. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых функциональных устройств на основе магнон-фотонного взаимодействия, таких как высокочувствительные сенсоры, фильтры и элементы квантовых процессоров [4, 7, 22].

2. Математическая модель. Для описания динамических процессов в ферромагнетиках может быть использовано уравнение Максвелла, где намагниченность $\mathbf{M}$ вносит вклад в магнитную индукцию:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}), \tag{1}$$

где μ_0 – магнитная постоянная, $\mathbf{H}$ – напряженность магнитного поля, $\mathbf{B}$ – магнитная индукция. В ферромагнетиках $\mathbf{M}$ является динамической величиной и изменяется во времени под действием внешнего поля [23]. Это изменение описывается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ), включающим вклад как внешнего, так и переменного магнитного поля, а также затухания [24, 25]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \tag{2}$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – коэффициент затухания Гильберта [26], $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_N + \mathbf{h}(t)$ – эффективное магнитное поле, включающее постоянное внешнее поле $\mathbf{H}_0$, направленное вдоль оси X, переменное поле $\mathbf{h}(t)$, распространяющееся в плоскости YZ (рис. 1) и поле размагничивания

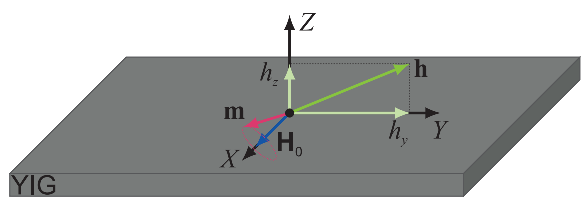

Рис. 1. (Цветной онлайн) Прецессия намагниченности $\mathbf{m}$ в плоскости ЖИГ вблизи постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$, направленного вдоль оси X, под воздействием переменного возбуждающего поля $\mathbf{h}$, разложенного на ортогональные компоненты h_y и h_z в плоскости YZ

$\mathbf{H}_N = -N_{zz} m_z \mathbf{z}$, ориентированное по оси Z, M_s – намагниченность насыщения. Вектор намагниченности задается как $\mathbf{M}(t) = M_s\mathbf{x} + \mathbf{m}(t)$, с учетом того, что вектор $\mathbf{x}$ сонаправлен с $\mathbf{H}_0$, а $\mathbf{m}(t)$ – осциллирующая составляющая намагниченности в плоскости

YZ, возникающая под действием переменного магнитного поля возбуждения $\mathbf{h}(t)$. Движение намагниченности происходит за счет прецессии с частотой $\omega_{\mathrm{FMR}} = \gamma\sqrt{H_0(H_0+M_s)}$ и подробно описано в работах [27–31]. Предполагается, что $\mathbf{m} \ll M_s\mathbf{x}$ и возмущение носит гармонический характер:

$$\mathbf{m}(t),\ \mathbf{h}(t) \sim e^{-i\omega t}, \tag{3}$$

что позволяет выразить отклик среды через тензор восприимчивости $\hat{\chi}$:

$$\mathbf{m} = \hat{\chi}\mathbf{h}, \qquad \mathbf{b} = \hat{\mu}\mathbf{h}, \qquad \hat{\mu} = \mu_0(\mathbb{I}+\hat{\chi}), \tag{4}$$

где $\mathbf{b}$ – переменная составляющая магнитной индукции $\mathbf{B}$, $\hat{\mu}$ – тензор магнитной проницаемости, $\mathbb{I}$ – единичный тензор. Тензор $\hat{\mu}$ имеет частотозависимую форму:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix}, \tag{5}$$

где

$$\mu = \frac{\mu_0(\omega_H(\omega_H+\omega_M)-\omega^2)}{\omega_H^2-\omega^2}, \qquad \mu_a = \frac{\mu_0\omega\omega_M}{\omega_H^2-\omega^2}, \tag{6}$$

с обозначениями $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = \gamma M_s$.

Представленный тензор (5) позволяет учитывать резонансные свойства магнетика и может быть напрямую задан в численных расчетах в ANSYS HFSS без необходимости интегрирования уравнения ЛЛГ.

В резонаторных структурах фотонные моды представляют собой стоячие электромагнитные волны, формирующиеся в результате многократного отражения и интерференции волн в ограниченном объеме пространства. Такие моды возбуждаются только при определенных резонансных частотах, зависящих от геометрии резонатора, диэлектрических свойств среды и граничных условий.

В данной работе в качестве фотонного резонатора используется прямоугольная медная пластина, интегрированная в стандартную трехслойную микрополосковую структуру (верхний медный слой, диэлектрическая подложка и нижний экран). Такая конфигурация образует СВЧ-резонатор, связанный с микрополосковой линией передачи таким образом, чтобы электромагнитное поле, распространяющееся вдоль сигнального проводника, возбуждало его. Возникающая в резонаторе стоячая волна формирует резонанс (фотонная мода), в условиях которого усиливаются эффекты, связывающие две системы. Резонансная частота такого резонатора может быть приближенно оценена, исходя из условия полуволнового резонанса вдоль его длины [32]:

$$f_{\mathrm{res}} \approx \frac{c}{2L\sqrt{\varepsilon_{\mathrm{eff}}}}, \tag{7}$$

где L – длина резонатора, c – скорость света в вакууме, $\varepsilon_{\mathrm{eff}}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость среды, определяющая скорость распространения волны в данной геометрии.

Эффективная проницаемость, учитывающая часть поля, распространяющегося в воздухе над подложкой, оценивалась по стандартной формуле:

$$\varepsilon_{\mathrm{eff}} \approx \frac{\varepsilon_r+1}{2} + \frac{\varepsilon_r-1}{2}\cdot\left(1+12\frac{h}{W}\right)^{-1/2}, \tag{8}$$

где ε_r – это относительная диэлектрическая проницаемость подложки, h – толщина подложки, W – ширина резонатора.

Систему ЖИГ+резонатор можно рассмотреть, как два связанных затухающих осциллятора. Динамику такой системы можно описать следующими уравнениями движения [19]:

$$\begin{cases} \frac{dc}{dt} + i\omega_{\mathrm{FMR}}c + \Gamma_{\mathrm{YIG}}c + i\Omega b = 0, \\ \frac{db}{dt} + i\omega_{\mathrm{res}}b + \Gamma_{\mathrm{res}}b + i\Omega c = 0, \end{cases} \tag{9}$$

где c – амплитуда магнитного возбуждения в ЖИГ, b – амплитуда колебаний электромагнитной волны в резонаторе, Ω – параметр связи между ЖИГ и резонатором [16, 19], Γ_{res} и Γ_{YIG} – эффективные параметры фотонной и магнонной подсистем соответственно. Предполагая малое затухание, получаем выражение для гибридных мод системы (9):

$$\omega_\pm = \frac{1}{2}\left((\omega_{\mathrm{FMR}}+\omega_{\mathrm{res}}) \pm \sqrt{(\omega_{\mathrm{FMR}}-\omega_{\mathrm{res}})^2+4\Omega^2}\right). \tag{10}$$

Таким образом, частоты ω_- и ω_+ описывают две гибридные моды, возникающие вследствие взаимодействия между ЖИГ и резонатором. Расщепление между этими модами наблюдается при наличии конечной связи Ω.

Если экспериментально измерено расщепление между модами $\Delta\omega = \omega_+ - \omega_-$, то можно выразить параметр связи Ω через наблюдаемые параметры:

$$\Omega = \frac{\sqrt{\Delta\omega^2-(\omega_{\mathrm{FMR}}-\omega_{\mathrm{res}})^2}}{2}. \tag{11}$$

Выражение (11) делает возможным определение силы связи Ω по данным спектрального анализа, что важно для практического управления взаимодействием в системе ЖИГ + резонатор.

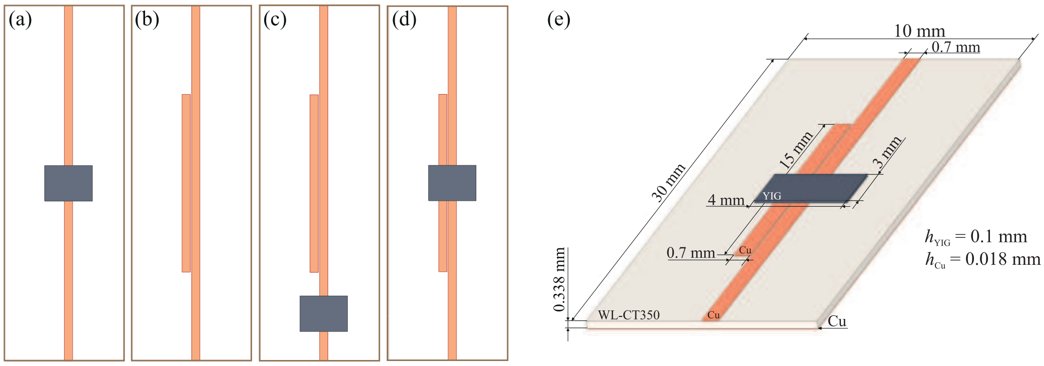

Рис. 2. (Цветной онлайн) Конфигурации для электромагнитного моделирования в ANSYS HFSS: микрополосковая линия и (a) – пленка ЖИГ; (b) – резонатор; (c) – резонатор и пленка ЖИГ на расстоянии; (d) – резонатор и пленка ЖИГ по центру; (e) – 3D-модель исследуемой структуры для случая расположения пленки ЖИГ по центру резонатора

3. Методы и материалы. Исследуемая система представляет собой структуру, включающую ЖИГ-резонатор, расположенный на микрополосковой линии, и СВЧ-резонатор, находящийся в радиусе сильной связи электромагнитным полем с основной микрополосковой линией. Взаимодействие между магнонными и фотонными модами возникает при выполнении условий для резонанса обеих систем. При совпадении постоянного внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль оси намагниченности ЖИГ, с переменным магнитным полем, возбуждаемым микрополосковой линией, возникает эффект ферромагнитного резонанса (ФМР) [33, 34]. Электромагнитное поле также инициирует резонансные моды в СВЧ-резонаторе, обусловленные его геометрией и граничными условиями, что соответствует возбуждению фотонного резонатора.

Для оценки влияния пространственного расположения компонентов на характер магнон-фотонного взаимодействия были смоделированы четыре конфигурации (рис. 2): пленка ЖИГ на микрополосковой линии без фотонного резонатора (рис. 2a); микрополосковая линия с резонатором без ЖИГ (рис. 2b); микрополосковая линия с резонатором и пленкой ЖИГ на расстоянии от резонатора (рис. 2c); микрополосковая линия с резонатором и пленкой ЖИГ по центру (рис. 2d). Эти варианты позволили проанализировать условия возникновения слабой и сильной связей, а также выявить ключевые параметры, влияющие на гибридизацию мод.

В модели использовалась трехслойная плата. Верхний слой состоял из меди и включал в себя: сигнальный проводник с шириной 0.7 мм и толщиной 0.018 мм и элемент фотонного резонатора в виде прямоугольной медной пластины длиной $L = 15$ мм, шириной $W = 0.7$ мм и толщиной 0.018 мм, которая совместно с диэлектрической подложкой и нижним медным экраном образует СВЧ-резонатор. Расстояние между медной пластиной и микрополосковой линией составляло 0.1 мм. Второй слой – это диэлектрическая подложка (WL-CT350, $\varepsilon_r = 3.48$) размерами 30×10 мм и толщиной $h = 0.338$ мм. Третий слой состоял из меди толщиной 0.018 мм и использовался для заземления. В качестве магнонного резонатора использовалась прямоугольная пленка ЖИГ размерами 3×4 мм, толщиной 0.1 мм, $\gamma = 2\pi \times 28$ ГГц/Тл, $M_s = 1.4 \times 10^5$ А/м и $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$. Общий вид структуры показан на рис. 2e. Геометрия модели была выбрана таким образом, чтобы обеспечить наличие как магнонного, так и фотонного резонансов в пределах одного частотного диапазона, что является необходимым условием для реализации их гибридизации. Следует подчеркнуть, что предложенная архитектура предельно технологична и может быть воспроизведена стандартными методами изготовления микрополосковых структур.

Моделирование проводилось в программном пакете ANSYS HFSS, реализующем метод конечных элементов в частотной области. Программа позволяет рассчитывать собственные моды резонаторов, распределение полей, а также спектральные характеристики передаточной функции системы [35]. Основной задачей было моделирование S-параметров при изменении внешнего магнитного поля, что позволяло наблюдать явление антипересечения (антикроссинг) частот – ключевой признак сильной магнон-фотонной связи. Расчет проводился в частотном диапазоне 4–8 ГГц с шагом 8 МГц, что обеспечивало высокую спектральную разрешающую способность. Использовались граничные условия типа Radiation boundary для моделирования открытой структуры, а возбуждение системы осуществлялось через вол-

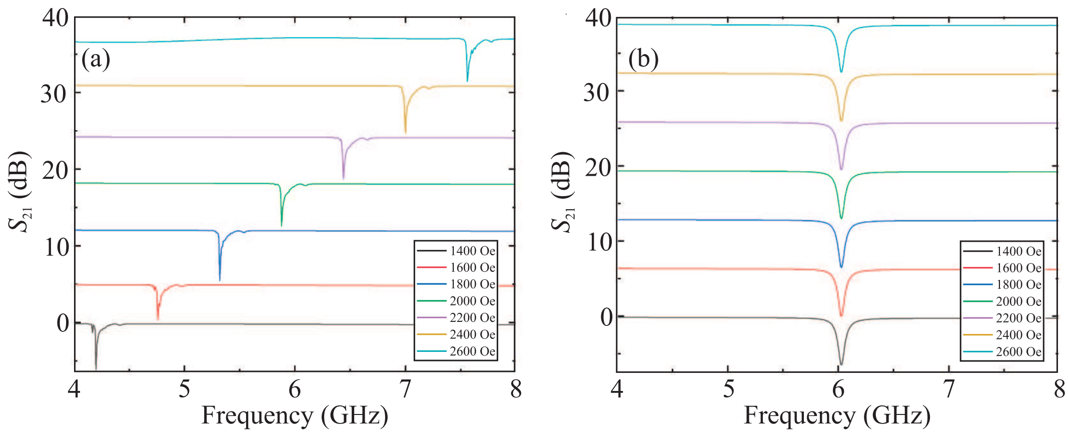

Рис. 3. (Цветной онлайн) S_{21} спектры поглощения: (a) – ЖИГ-резонатор при различных значениях внешнего магнитного поля; (b) – микрополосковый резонатор

новодный порт, подключенный к входу микрополосковой линии. В расчетах учитывались резистивные потери в меди, диэлектрические потери подложки и магнитное затухание в ЖИГ-пленке, что отражается в конечной ширине резонансных линий и добротности резонатора.

При изменении величины внешнего магнитного поля происходит изменение частоты ФМР, подтверждением служит смещение пика поглощения мощности коэффициента прохождения S_{21} по частоте. А именно, при увеличении внешнего поля происходило смещение в сторону увеличения резонансной частоты, и наоборот. Этот подход позволяет описывать поведение магнонной моды при изменении внешнего магнитного поля и, соответственно, наблюдать взаимодействие с фотонной модой. Особый интерес представляет область резонансного сближения, где может происходить расщепление резонансных частот (гибридизация мод).

4. Результаты и обсуждение. В ходе численного моделирования были рассмотрены четыре различные конфигурации системы, отличающиеся положением и наличием ферромагнитного резонатора (ЖИГ) и фотонного резонатора относительно линии передачи (рис. 2). Такой подход позволил поэтапно выявить вклад каждого элемента в спектральный отклик и оценить условия, необходимые для возникновения гибридизации магнонных и фотонных мод.

На первом этапе была исследована структура, включающая только пленку ЖИГ, расположенную непосредственно на микрополосковой линии (рис. 2a). В этой конфигурации в спектре коэффициента передачи S_{21} наблюдалось характерное поглощение, соответствующее частоте ФМР. При изменении внешнего магнитного поля этот резонансный пик смещался, демонстрируя типичное поведение изолированной магнонной моды без взаимодействия с СВЧ-резонатором (рис. 3a).

Во втором случае моделировался только СВЧ-резонатор, размещенный вблизи микрополосковой линии, без включения ферромагнитного материала (рис. 2b). Полученный спектр демонстрировал стабильный резонанс, положение которого не зависело от внешнего поля (рис. 3b), что соответствует собственной моде резонатора. Из полученной ширины резонансной линии следует, что добротность фотонного резонатора составляет порядка 88.5, что согласуется с результатами численных и экспериментальных исследований аналогичных структур [19, 20].

На следующем этапе была смоделирована полная система: микрополосковая линия, СВЧ-резонатор и пленка ЖИГ (на расстоянии от СВЧ-резонатора, рис. 2c). Для анализа степени пространственного перекрытия мод в различных конфигурациях может быть использована визуализация распределения переменной составляющей магнитного поля h_{ac}, рис. 4. Для случая, представленного на рис. 4a, максимум магнитного поля остается сосредоточенным вдоль микрополосковой линии и практически не проникает в область ЖИГ. Таким образом, ЖИГ-резонатор фактически не вовлечен в электродинамическое возбуждение и откликается только на внешнее магнитное поле, без эффективного взаимодействия с фотонной модой. Анализ соответствующего спектра коэффициента передачи S_{21} (рис. 4a) подтверждает этот вывод: наблюдаются две независимые моды – одна фиксированная (фотонная), вторая смещаемая внешним полем (магнонная) без признаков антипересечения (режим слабой связи, $\Delta\omega/\omega \approx 0$).

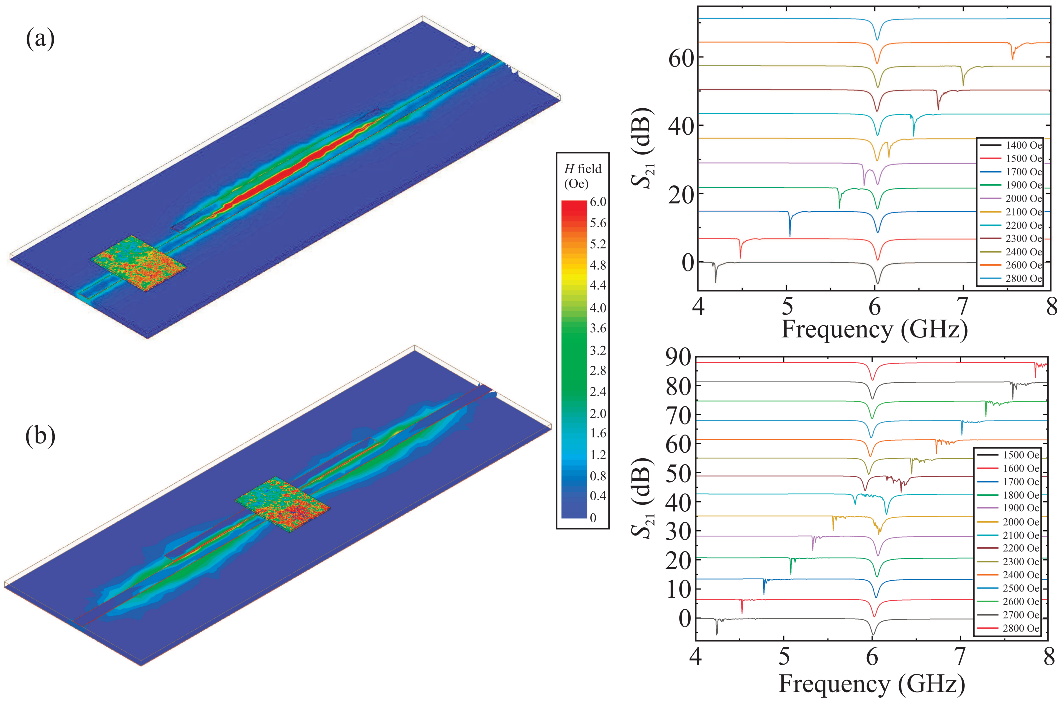

Рис. 4. (Цветной онлайн) Распределение переменного магнитного поля h_{ac} и спектры коэффициента передачи S_{21} для двух конфигураций системы: (a) – микрополосковый резонатор + ЖИГ-резонатор с краю (слабая связь, $\Delta\omega/\omega \approx 0$); (b) – микрополосковый резонатор + ЖИГ-резонатор по центру (сильная связь $\Delta\omega/\omega = 6 \cdot 10^{-2}$)

Наконец, в четвертой конфигурации ЖИГ-резонатор был размещен строго по центру СВЧ-резонатора на микрополосковой линии (рис. 2d). Как видно из рис. 4b, поле h_{ac} охватывает как микрополосковую линию, так и ЖИГ-пленку, создавая заметную зону перекрытия. Это является необходимым условием для реализации сильной связи между модами. При этом интенсивность поля в области ЖИГ существенно выше по сравнению с конфигурацией на рис. 4a, что отражается в повышенной интенсивности поля на его распределении, особенно заметной в области ЖИГ, как на участке с максимальной амплитудой (красный цвет). Такое поведение свидетельствует о сильной накачке магнонного резонатора и наличии эффективного взаимодействия между модами. Именно в этом случае в спектре коэффициента передачи наблюдалось четкое “антипересечение” мод (рис. 4b). Такая картина соответствует режиму сильной связи между магнонной и фотонной компонентами. Частоты гибридных мод расходились по мере приближения магнонной моды к фотонной, что отражает образование двух новых состояний с частотами, зависящими как от параметров магнонной подсистемы, так и от характеристик СВЧ-резонатора. Полученная картина демонстрирует образование гибридных магнон-фотонных мод с отчетливо выраженной частотной зависимостью. Величина относительного расщепления составляет $\Delta\omega/\omega = 6 \cdot 10^{-2}$, что в сравнении с работами по анализу магнон-фотонной связи [16–19] находится на сопоставимом уровне и подтверждает реализацию режима сильной связи в исследуемой структуре. Хотя в ряде работ, за счет специальной оптимизации геометрии, достигались более высокие значения $g/\omega \sim 0.4$ (где $g = \frac{\Delta\omega}{2}$ характеризует силу связи) [21], в настоящей работе акцент сделан на демонстрации сильной связи в технологически простой структуре. При этом полученное значение относительного расщепления $g/\omega = 3 \cdot 10^{-2}$ характеризует режим сильной связи и подтверждает корректность выбранного подхода, что делает предложенную систему удобной для воспроизведения в экспериментальных условиях.

Кроме того, для проверки влияния положения пленки на величину расщепления мод, был рассмотрен промежуточный вариант ее расположения – на одинаковом расстоянии между крайним и центральным положением. В этом случае расщепление составило $\frac{\Delta\omega}{2\pi} = 112$ МГц, что соответствует относительной величине $\Delta\omega/\omega = 0.02$ или, в терминах параметра связи, $g/\omega = 0.01$. Полученные значения меньше, чем для центрального положения, однако гибридизация магнонной и фотонной мод сохраняется.

Частотная зависимость резонансов служит наглядной визуализацией различий между режимами слабой и сильной связи, отражая переход от независимого существования мод к их гибридизации. В конфигурации со слабой связью, когда пространственное перекрытие между магнонной и фотонной модами незначительно, резонансные частоты пересекаются без взаимного влияния. При этом наблюдаются два независимых резонанса: один сдвигается с изменением внешнего поля (магнонный), другой – остается фиксированным (фотонный), без признаков "расщепления". В случае сильной связи при совпадении резонансных частот магнонной и фотонной мод наблюдается их характерное расхождение, т.е. известная в теории колебаний диаграмма Вина [36, 37]. Это свидетельствует о реализации обмена энергией между модами и формировании гибридных состояний. Величина расщепления отражает силу взаимодействия между системами и подтверждает, что достижение сильной связи возможно лишь при пространственном совмещении ЖИГ с областью максимальной амплитуды переменного магнитного поля электромагнитной моды резонатора. Соответствующие зависимости, полученные по результатам моделирования, представлены на рис. 5.

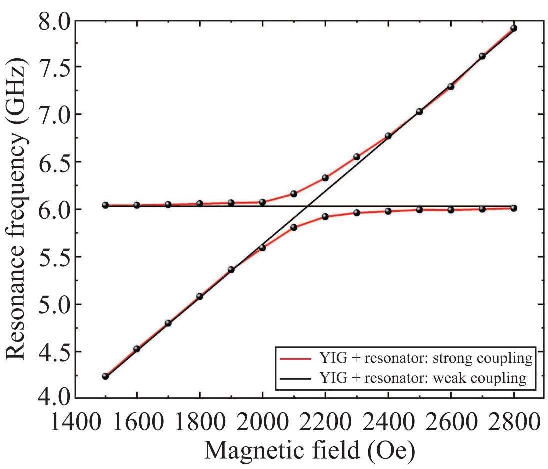

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость резонансной частоты от внешнего магнитного поля для случаев сильной и слабой связи между магнонным и фотонным резонаторами

Красной сплошной линией показаны резонансные частоты магнонного резонатора (ЖИГ) и СВЧ-резонатора (фотонная мода), видно, что в области пересечения, величина "расталкивания" достигает максимального значения, порядка $\frac{\Delta\omega}{2\pi} = 350$ МГц. Для количественного анализа были использованы следующие параметры системы: частота ферромагнитного резонанса $f_{\mathrm{FMR}} = 6.16$ ГГц при поле $H_0 = 2100$ Э, резонансная частота СВЧ-резонатора $f_{\mathrm{res}} = 6.04$ ГГц, которая согласуется со значением, посчитанным по формуле (7). На основании этого расщепления был определен параметр связи $\frac{\Omega}{2\pi} \approx 166$ МГц, характеризующий силу взаимодействия между ЖИГ и СВЧ-резонатором, который был определен из уравнения (11). Таким образом, наблюдаемое расщепление и вычисленный коэффициент связи указывают на достижение режима сильной связи – ключевого условия для реализации магнон-фотонных гибридных систем.

Фотонный резонатор был спроектирован таким образом, чтобы его кратная мода располагалась на частоте 12.056 ГГц, что позволяет исследовать эффекты магнон-фотонной гибридизации не только в ЖИГ, но и в других материалах. В частности, эта частота совпадает с областью для скошенного антиферромагнетика α-Fe_2O_3 [38], который является перспективным объектом благодаря более высоким собственным частотам по сравнению с ЖИГ и возможности достижения тех же частот при меньших внешних магнитных полях.

5. Заключение. В работе проведено полное электродинамическое моделирование в пакете ANSYS HFSS, позволяющее количественно описывать как ферромагнитный резонанс, так и гибридизацию магнонных и фотонных мод. Показано, что сильная связь реализуется в простой и технологически доступной структуре на микрополосковой линии. Степень гибридизации при этом определяется положением ферромагнитной пленки относительно распределения поля в резонаторе: в области максимума поля наблюдается характерное расщепление мод, свидетельствующее о режиме сильной связи. Расчеты подтверждают режим сильной связи ($\Delta\omega/\omega = 6 \cdot 10^{-2}$, $g/\omega \approx 3 \cdot 10^{-2}$) и служат количественным критерием гибридизации. Таким образом, показано, что сильная магнон-фотонная связь реализуется в простой воспроизводимой структуре, что открывает путь к практической интеграции без сложной геометрической оптимизации. Полученные данные подчеркивают важность численного моделирования для проектирования магнон-фотонных систем и могут быть использованы при создании СВЧ-устройств (сенсоров, фильтров, элементов квантовой схемотехники).

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова Российской академии наук.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. H. Huebl, C.W. Zollitsch, J. Lotze, F. Hocke, M. Greifenstein, A. Marx, R. Gross, and S.T.B. Goennenwein, Phys. Rev. Lett. **111**(12), 127003 (2013).
2. X. Zhang, C. Zou, L. Jiang, and H.X. Tang, J. Appl. Phys. **119**(2), 023905 (2016).
3. Y.P. Wang, G.Q. Zhang, D. Zhang, T.F. Li, C.M. Hu, and J.Q. You, Phys. Rev. Lett. **120**(5), 057202 (2018).
4. S. Kaur, B.M. Yao, J.W. Rao, Y.S. Gui, and C.M. Hu, Appl. Phys. Lett. **109**(3), 032411 (2016).
5. В.Н. Веницкий, В.В. Еременко, Э.В. Матюшкин, Письма в ЖЭТФ **27**, 239 (1978).
6. Z.J. Tay, W.T. Soh, and C.K. Ong. J. Magn. Magn. Mater. **451**, 235 (2018).
7. L.L.V. Abdurakhimov, Y.M. Bunkov, and D. Konstantinov, Phys. Rev. Lett. **114**(22), 226402 (2015).
8. L. Bai, K. Blanchette, M. Harder, Y.P. Chen, X. Fan, J.Q. Xiao, and C.M. Hu, IEEE Trans. Magn. **52**(7), 1 (2016).
9. С.В. Гришин, В.С. Гришин, В.В. Гурзо, Ю.П. Шараевский, Радиотехника и электроника **48**(6), 724 (2003).
10. D. Zhang, C.L. Zou, L. Jiang, and H.X. Tang, Phys. Rev. Lett. **113**, 156401 (2014).
11. Y.P. Wang, G.Q. Zhang, D. Zhang, X.Q. Luo, W. Xiong, S.P. Wang, T.F. Li, C.M. Hu, and J.Q. You, Phys. Rev. B **94**(22), 224410 (2016).
12. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Г.Т. Казаков, Письма в ЖЭТФ **34**, 500 (1981).
13. Y. Shi, D. Zhang, C. Zhang, C. Jiang, and G. Chai, J. Phys. D: Appl. Phys. **52**(30), 305001 (2019).
14. G.Q. Zhang, Y.P. Wang, and J.Q. You, Sci. China Phys. Mech. Astron. **62**, 987612 (2019).
15. B.M. Yao, Y.S. Gui, Y. Xiao, H. Guo, X.S. Chen, W. Lu, C.L. Chien, and C.-M. Hu, Phys. Rev. B **92**, 184407 (2015).
16. B. Bhoi, B. Kim, S.H. Jang, J. Kim, J. Yang, Y.J. Cho, and S.K. Kim, Phys. Rev. B **99**, 134426 (2019).
17. M. Goryachev, W.G. Farr, D.L. Creedon, Y. Fan, M. Kostylev, and M.E. Tobar, Phys. Rev. Applied **2**(5), 054002 (2014).
18. B. Bhoi and S.-K. Kim, Solid State Phys. **70**, 1 (2019).
19. S. Verma, A. Maurya, R. Singh, and B. Bhoi, J. Supercond. Nov. Magn. **37**(5–7), 1163 (2024).
20. M.T. Kaffash, D. Wagle, A. Rai, T. Meyer, J.Q. Xiao, and M.B. Jungfleisch, Quantum Sci. Technol. **8**, 01LT02 (2023).
21. G. Flower, M. Goryachev, J. Bourhill, and M.E. Tobar, New J. Phys. **21**, 095004 (2019).
22. M. Vafadar Yengejeh and B. Rameev, Appl. Magn. Reson. **54**(4), 581 (2023).
23. А.В. Гуревич, *Магнитные колебания и волны*, Физматгиз, М. (1960).
24. С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Дроздовский, М.И. Куркин, И.В. Лисенков, Б.А. Маломед, А.В. Садовников, С.Е. Шешукова, А.Н. Славин, А.К. Звездин, Успехи физических наук **63**, 945 (2020).
25. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Физический журнал Советского Союза **8**, 153 (1935).
26. M.C. Hickey and J.S. Moodera, Phys. Rev. Lett. **102**, 137601 (2009).
27. C. Kittel, Phys. Rev. **73**(2), 155 (1948).
28. L.R. Walker, Phys. Rev. **105**(2), 390 (1957).
29. T. Mewes and C. Mewes, *Ferromagnetic Resonance*, in: H. Kronmüller, S. Parkin (editors), *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, Wiley-VCH, Weinheim (2021).
30. H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, Y. Dumont, and N. Zouari, *Ferromagnetic Resonance Spectroscopy: Basics and Applications*, in: A. Yelon, D.J. Sellmyer (editors), *Magnetic Characterization Techniques for Nanomaterials*, Springer, Cham (2020), p.339.
31. В.Н. Веницкий, В.В. Еременко, Э.В. Матюшкин, Письма в ЖЭТФ **72**, 1518 (1977).
32. D.M. Pozar, *Microwave Engineering*, 4th ed., Wiley, Hoboken, NJ (2011).
33. Д.А. Волков, Д.А. Габриелян, А.А. Матвеев, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.А. Хафизов, М.Н. Маркелова, А.Р. Кауль, С.А. Никитов, Письма в ЖЭТФ **119**(5), 348 (2024).
34. К.Д. Самойленко, Д.А. Волков, Д.А. Габриелян, А.А. Матвеев, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.А. Хафизов, М.Н. Маркелова, А.Р. Кауль, И.Е. Москаль, Г.А. Овсянников, С.А. Никитов, Письма в ЖЭТФ **121**(7), 581 (2025).
35. R.S. Kshetrimayum, *Electromagnetic Simulation Using the Finite Element Method: Applications to Microwave Components*, SciTech Publishing, London (2009).
36. L. Bai, M. Harder, Y.P. Chen, X. Fan, J.Q. Xiao, and C.-M. Hu, Phys. Rev. Lett. **114**, 227201 (2015).
37. J. Lee, K. Cheenikundil, S.K. Kim, M. Harder, C.-M. Hu, Sci. Rep. **7**, 6524 (2017).
38. D. Gabrielyan, D. Volkov, E. Kozlova, A. Safin, D. Kalyabin, and S. Nikitov, J. Appl. Phys. **136**, 084401 (2024).