Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 3, с. 167 – 172

Невзаимное распространение гибридных электромагнитных волн в слоистой структуре феррит–сегнетоэлектрик конечной ширины

А. В. Садовников[1)+], К. В. Бубликов[*], Е. Н. Бегинин[*], С. Е. Шешукова[*], Ю. П. Шараевский[*], С. А. Никитов[+]*

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

[*] *Саратовский государственный университет им. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 10 апреля 2015 г.

После переработки 29 июня 2015 г.

Рассмотрены эффекты невзаимного распространения электромагнитных волн в поперечно ограниченной феррит-сегнетоэлектрической структуре конечной ширины при ее касательном намагничивании. Невзаимные эффекты проявляются в области частот, соответствующих гибридизации электромагнитных волн ферритового и сегнетоэлектрического волноводов. Методом конечных элементов проведен расчет электродинамических характеристик волн, распространяющихся в слоистой структуре конечной ширины в разных направлениях. Рассчитаны коэффициенты невзаимности для поперечных волноводных мод. Показано, что проявление невзаимности вследствие гиротропии ферритового волновода приводит к изменению пространственного распределения компонент электромагнитных полей в слоистой структуре и к перераспределению мощности, переносимой электромагнитной волной, между слоями структуры. Полученные результаты могут быть использованы для создания микроразмерных невзаимных СВЧ-устройств с двойным управлением.

DOI: 10.7868/S0370274X15150035

В настоящее время большой интерес представляет исследование гиротропных планарных структур, демонстрирующих свойства невзаимности и управляемых внешними постоянными магнитным и электрическим полями [1, 2]. Известно, что электромагнитные волны, распространяющиеся в направляющих структурах с гиротропными средами, обладают свойством невзаимности – зависимостью значения волнового числа от направления распространения [3, 4]. Данный эффект находит применение в волноведущих устройствах оптического [5] и СВЧ [3, 6] диапазонов длин волн.

Невзаимные свойства волн (электромагнитных и спиновых), распространяющихся в магнитных направляющих структурах, хорошо изучены на примере ряда структур: металлических волноводов, частично заполненных феррит-диэлектрическими слоями [3], магнонных кристаллов с периодической деформацией [7, 8] или металлизацией [9, 10] поверхности магнитных пленок в направлении распространения спиновых волн.

С помощью комбинации сегнетоэлектрических и ферромагнитных материалов оказывается возможным создание волноведущих слоистых структур типа феррит–сегнетоэлектрик (ФС), демонстрирующих электронную перестройку за счет изменения приложенных постоянных внешних электрического и магнитного полей [11].

Учет свойств невзаимности в ФС волноведущих структурах представляется важным ввиду, например, создания магнонно-кристаллической мультиферроидной структуры, демонстрирующей электрическую и магнитную перестройку полос заграждения по частоте [12].

В то же время развитие технологий изготовления тонкопленочных микроразмерных магнитных структур приводит к необходимости исследования электродинамических характеристик поперечных (ширинных) мод [13, 14]. Решение данной задачи в аналитическом виде получить затруднительно ввиду того, что для поперечно ограниченных ФС слоистых структур уравнения Максвелла не распадаются на независимые системы TE- и TM-волн [3]. Расчет дисперсионных характеристик волн необходимо проводить методами численного моделирования [15].

Авторами данной работы расчет электродинамических свойств волн слоистой структуры проводится для последующего объяснения экспериментальных данных, полученных при помощи мандельштам-бриллюэновской спектроскопии (например, в работе [16], в которой рассмотрен нерегулярный Т-образный ферритовый микроразмерный волновод, и в работе

[1)] e-mail: SadovnikovAV@gmail.com

[17], в которой экспериментально показана возможность распространения спиновых волн в микроразмерном нерегулярном в поперечном сечении магнитном микроволноводе). При этом расчет характеристик собственного спектра мод волн, распространяющихся в микроразмерных ферромагнитных структурах сложной формы, особенно необходим при описании волновых процессов на частотах вблизи частоты ферромагнитного резонанса касательно намагниченной пленки железо-иттриевого граната.

В данной работе при помощи метода конечных элементов впервые исследованы невзаимные свойства ФС-структуры, ограниченной в поперечном направлении. Изучены особенности гибридизации электромагнитных волн и трансформация распределений электрических и магнитных полей в структуре. Показано, что электродинамические характеристики гибридных электромагнитных волн зависят от направления распространения волны. Приведены частотные зависимости параметров невзаимности для первых трех собственных направляемых мод. Показано, что с ростом номера моды уменьшается эффективность гибридизации и невзаимности в полосе существования медленных электромагнитных волн ферритового слоя. При этом уменьшение поперечных размеров волноведущей структуры приводит к увеличению значения параметра невзаимности.

Рассмотрим структуру, состоящую из пленки железо-иттриевого граната (YIG), расположенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната (GGG) и нагруженной сегнетоэлектрическим (FE) слоем. Схематическое изображение поперечного сечения рассматриваемой волноведущей структуры показано на рис. 1а. Внешнее постоянное магнитное поле приложено вдоль оси x. Для численного моделирования использовался метод конечных элементов (МКЭ), предложенный в работе [18]. В реально проектируемых мультиферроидных структурах для создания электрического поля с целью управления свойствами сегнетоэлектрика применяются металлические экраны. Поэтому сверху и снизу расчетной области вводились слои металла с бесконечной проводимостью (так называемые условия типа perfect electric conductor, используемые для численного моделирования методом конечных элементов), являющиеся границами расчетной области. Такие граничные условия (идеально проводящий металл) называются электрическими стенками либо условиями Дирихле. При этом тангенциальные компоненты электрического поля на соответствующей границе расчетной области полагаются равными нулю (выполняется условие $\mathbf{E}_\tau = 0$). С целью ограничения расчетной области МКЭ для левой и правой границ устанавливаются граничные условия типа "магнитные стенки" (условие $\mathbf{H}_\tau = 0$) (см. рис. 1а), имеющие название "условия Неймана" [19]. Так как значения тангенциальной компоненты магнитного поля для спектра собственных мод волн ферритового волновода экспоненциально спадают с удалением от торцов пленки, данные граничные условия оказывают минимальное влияние на результаты расчета электродинамических характеристик структур. Как показано в работах [20, 18], такой выбор граничных условий, удаленных от торцов пленки ЖИГ, является наиболее подходящим для расчета электродинамических открытых структур. Известно, что электромагнитные волны (ЭМВ), распространяющиеся в безграничных в поперечном направлении (вдоль оси x на рис. 1а) диэлектрических и (или) магнитных слоях, можно разделить на классы поперечных электрических (TE) и магнитных (TM) волн [3]. В рассматриваемой слоистой структуре электромагнитные поля в общем случае имеют все 6 компонент: $E_{x,y,z}$ и $H_{x,y,z}$. Поэтому целесообразно провести классификацию для волн, распространяющихся в системе парциальных волноводов (сегнетоэлектрическом и ферритовом), без учета связи ЭМВ в слоях YIG и FE. Рассмотрим эффективно взаимодействущие с магнитоупорядоченной средой квази TE-волны с преобладающими электрическими компонентами, направленными вдоль направления постоянного магнитного поля (вдоль оси x). Будем обозначать моды индексами, характеризующими вариацию E_x-компоненты электромагнитной волны вдоль координатных осей x и y (индексы n и m соответственно). Для структуры, показанной на рис. 1а, волны в касательно намагниченном поперечно ограниченном ферритовом волноводе имеют экспоненциальное распределение E_x-компоненты поля по толщине волновода (вдоль оси y) и тригонометрическое по его ширине (вдоль оси x) ($\mathrm{TE}_{\mathrm{Y}n0}$-тип волн).

Волны в сегнетоэлектрическом волноводе, способные взаимодействовать с электромагнитными полями, распространяющимися вдоль ферритовой волноведущей структуры, имеют тригонометрические распределения E_x-компонент по поперечному сечению сегнетоэлектрического волновода (вдоль осей x и y). Будем обозначать их $\mathrm{TE}_{\mathrm{F}nm}$. Известно, что ЭМВ в касательно намагниченных ферритовых пленках обладают свойством невзаимности вследствие наличия выделенного направления в пространстве – направления постоянного магнитного поля [3]. Это связано с тем, что при экспоненциальном распределении электромагнитного поля по толщине

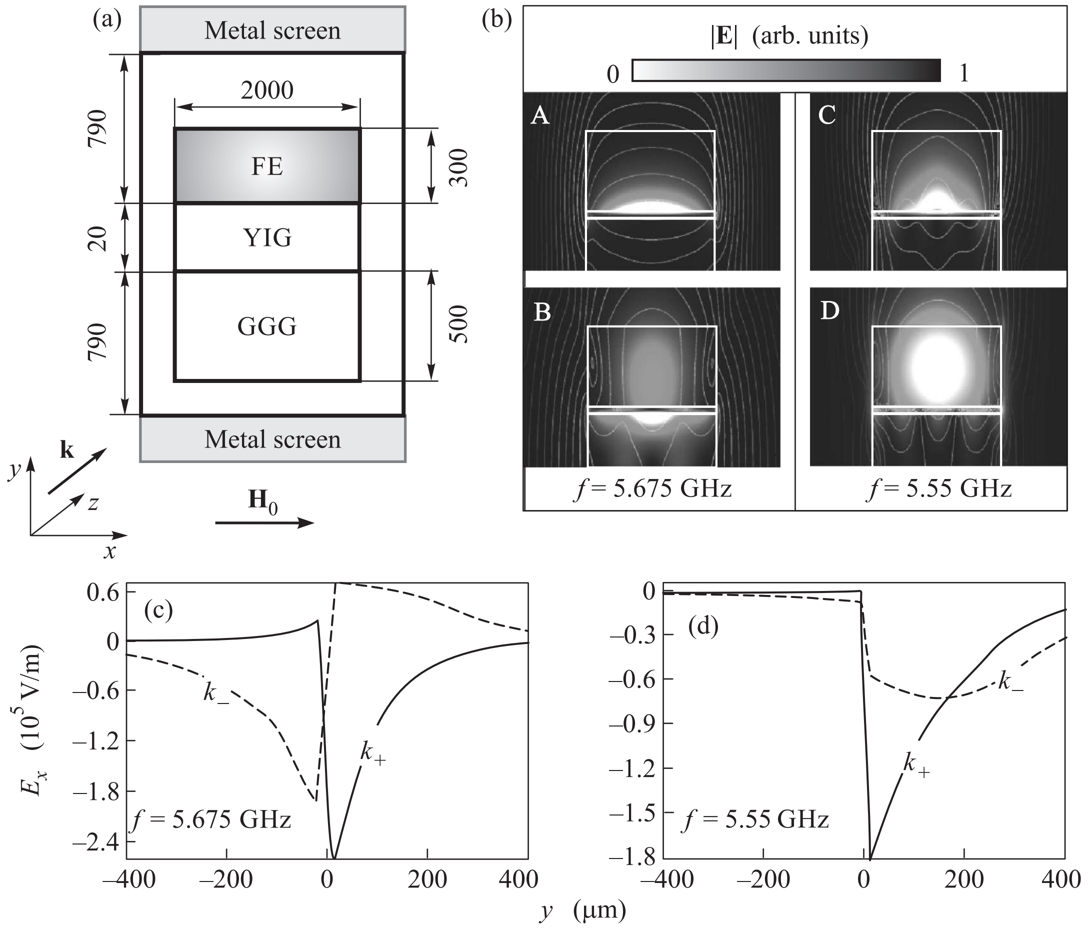

Рис. 1. (a) – Схема исследуемой волноведущей структуры: пленка железо-иттриевого граната (YIG) на подложке из галлий-гадолиниевого граната (GGG), нагруженная слоем сегнетоэлектрика (FE). Геометрические размеры указаны в мкм. (b) – Распределение модуля напряженности электрического поля для волн, распространяющихся в положительном (точки A, C) и отрицательном (точки B, D) направлениях оси z, для первой поперечной моды гибридизированной волны для частот $f = 5.675$ и 5.55 ГГц. Распределение E_x-компоненты поля вблизи ферритового слоя (центру слоя соответствует координата $y = 0$, сегнетоэлектрический слой расположен в области 10 мкм $< y < 310$ мкм) вдоль вертикальной линии, проходящей через центр волновода, для частот, отмеченных точками на панели b: $f = 5.675$ ГГц (c) и 5.55 ГГц (d)

феррита (поверхностная ЭМВ) локализация полей на границах раздела феррит–диэлектрик зависит от направления распространения ЭМВ. Если однородный ферритовый слой нагружен симметрично сверху и снизу (например, диэлектриком с одинаковым значением диэлектрической проницаемости), то дисперсионные характеристики не будут зависеть от направления распространения. В случае несимметричной нагрузки дисперсионные характеристики волн, распространяющихся в двух противоположных направлениях, перпендикулярных постоянному магнитному полю, будут различными [3, 8]. Будем обозначать волновые числа волн, распространяющихся в разных направлениях вдоль оси z, как k_+ и k_- для прямой и встречной волн соответственно.

Электродинамический расчет собственных волн рассматриваемой структуры [21] показывает, что существует область частот, в которой наблюдается сильная связь ЭМВ в области пересечения дисперсионных характеристик парциальных TE-волн FE- и YIG-волноводов. В этой области происходит расталкивание дисперсионных характеристик и формируются гибридные электромагнитные TE-волны [11]. Вдали от области взаимодействия гибридные волны асимптотически переходят в TE-волны в соответствующих парциальных системах с сохранением индекса n. Аналитический вид дисперсионных характеристик гибридных волн для безграничной в поперечном направлении структуры получен в [22]. Рассмотрим решение задачи о расчете электродинамических характеристик и свойств невзаимности для гибридных волн в слоистой структуре конечной ширины. Материальные параметры для численного моделирования соответствовали используемым в экспериментальных исследованиях пленокам YIG и FE (см., например, [12, 14, 23]). Значение диэлектрической проницаемости слоя FE устанавливалось равным $\varepsilon_{\mathrm{F}} = 4000$, что соответствует материалу ВК-4 [23]. Диэлектрическая проницаемость слоя GGG составляла $\varepsilon_{\mathrm{G}} = 9$. Диэлектрическая проницаемость пленки YIG полагалась равной $\varepsilon_{\mathrm{Y}} = 12.7$. Тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ и зависимость его компонент от частоты f определялись соотношениями [3]

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu(f) & \imath\mu_a(f) \\ 0 & -\imath\mu_a(f) & \mu(f) \end{vmatrix},$$

$$\mu(f) = \frac{f_H(f_H + f_M) - f^2}{f_H \cdot 2 - f^2}, \quad \mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2 - f^2},$$

где $f_M = \gamma \cdot 4\pi M_0 = 4.9\,\text{ГГц}$, $f_H = \gamma H_0 = 3.64\,\text{ГГц}$, $\gamma = 2.8\,\text{МГц/Э}$ – гиромагнитное отношение в YIG, $H_0 = 1300\,\text{Э}$ – напряженность внешнего постоянного магнитного поля, $M_0 = 1750/4\pi\text{G}$ – намагниченность насыщения пленки YIG.

Результаты расчета дисперсии волн типа $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y}n0}$ и $\mathrm{TE}_{\mathrm{F}nm}$, распространяющихся вдоль оси z, для поперечных мод с номерами $n = 1, 2, 3$ в парциальных системах приведены на рис. 2a. При расчете ферритового волновода диэлектрическая проницаемость слоя FE полагалась равной диэлектрической проницаемости вакуума. При расчете сегнетоэлектрического волновода магнитная и диэлектрическая проницаемости слоев YIG и GGG полагались равными единице. Ввиду отсутствия межволноводной связи дисперсионные кривые для волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y}n0}$ и $\mathrm{TE}_{\mathrm{F}nm}$ симметричны относительно прямой $k = 0$. При достаточно больших значениях продольного волнового числа k ($k > 200\,\text{см}^{-1}$) волны $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y}n0}$ переходят в поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ) [24]. Значение нижних частот отсечки волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y}n0}$ при этом меньше частоты ферромагнитного резонанса в касательно намагниченной ферритовой пленке $f_\perp = \sqrt{f_H^2 + f_H f_M} = 5.575\,\text{ГГц}$, что согласуется с результатами работы [13]. На рис. 2b представлены результаты расчета дисперсионных характеристик слоистой структуры YIG–FE. Расталкивание дисперсионных характеристик медленных волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y}n0}$ и быстрых волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{F}nm}$ приводит к образованию на них щелей [11, 22]. На рис. 2b гибридизированные волны слоистой структуры обозначены как

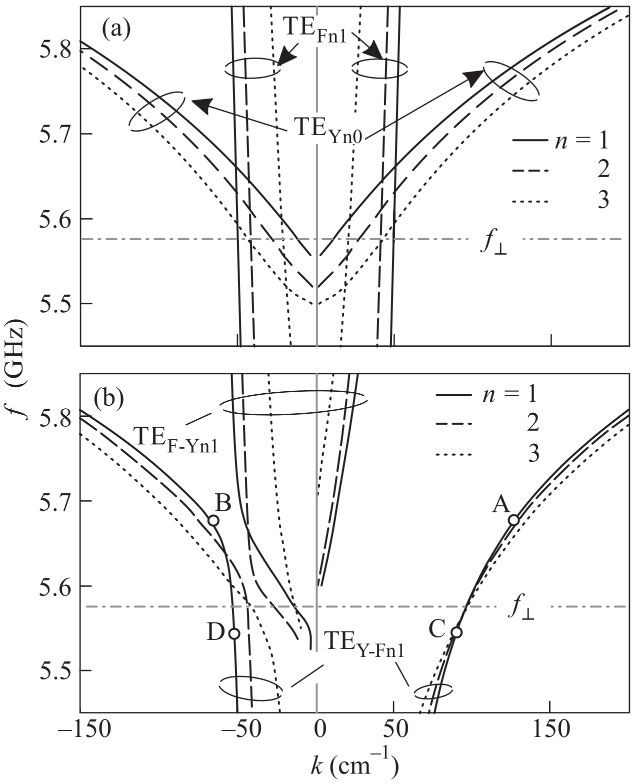

Рис. 2. (a) – Дисперсионные характеристики первых трех поперечных мод для парциальных систем: ферритового слоя и диэлектрического волновода. (b) – Дисперсионные характеристики гибридных волн в слоистой структуре YIG–FE для первых трех поперечных мод

$\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}n1}$, $\mathrm{TE}_{\mathrm{F\text{-}Y}n1}$. Наиболее эффективно взаимодействуют волны парциальных систем, соответствующие модам с номерами одинаковой четности (четные с четными, нечетные с нечетными). Точки A и C на рис. 2b соответствуют значениям частот и продольных волновых чисел, для которых на рис. 1b приведены картины распределения модуля напряженности электрического поля $|\mathbf{E}|$ для волн, распространяющихся в положительном направлении оси z. Видно, что поле локализовано вблизи верхней поверхности пленки YIG, на которой расположен слой FE. Точки B и D соответствуют первой поперечной моде волны, распространяющейся в отрицательном направлении оси z. Видно, что на частоте $f = 5.675\,\text{ГГц}$ поле локализовано на нижней поверхности пленки YIG (точка B), а на частоте $f = 5.55\,\text{ГГц}$, меньшей $f_\perp$, – преимущественно в слое FE (точка D). На рис. 1c приведено распределение E_x-компоненты поля вдоль вертикальной линии, проходящей через центр структуры, для частот и волновых чисел, соответствующих точкам A, B, отмеченным на рис. 2b. На рис. 1d приведены аналогичные характеристики для значений частот, указанных на рис. 2b точками C и D. Построенные профили компоненты E_x электромагнитного поля в каждом слое рассматриваемой структуры позволяют оценить степень влияния сегнетоэлектрического слоя на гибридную волну в зависимости от направления ее распространения. На частотах ниже $f_\perp$ слой феррита не влияет на дисперсию волн в сегнетоэлектрике [3]. Гибридные волны $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}n0}$ на частотах $f < f_\perp$ при $|k| \to 0$ переходят в волны $\mathrm{TE}_{\mathrm{F}nm}$, распространяющиеся в слое FE. При $f > f_\perp$ имеются две ветви, $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}n1}$ и $\mathrm{TE}_{\mathrm{F\text{-}Y}n1}$, которые при $|k| \to \infty$ переходят в медленные волны $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y}n0}$ и быстрые волны $\mathrm{TE}_{\mathrm{F}nm}$, распространяющиеся в ферритовом и сегнетоэлектрическом волноводах соответственно.

Для численных оценок невзаимных эффектов был проведен расчет частотной зависимости параметра невзаимности [3]

$$\delta_n(f) = |k_{n+}(f)| - |k_{n-}(f)|,$$

где $|k_{n+}(f)|$ и $|k_{n-}(f)|$ – волновые числа для поперечной моды с номером n для волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси z соответственно. Частотные зависимости параметра δ для первой и третьей мод волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}n1}$ и $\mathrm{TE}_{\mathrm{F\text{-}Y}n1}$ показаны на рис. 3a и b сплошными кривыми. Параметр δ_1 достигает максимального значения при большем значении частоты, чем параметр δ_3 (см. рис. 3a), поскольку эффект "расталкивания" дисперсионных кривых первых поперечных мод $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}10}$ и $\mathrm{TE}_{\mathrm{F\text{-}Y}10}$ максимален при более высоких частотах, чем для мод $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}30}$ и $\mathrm{TE}_{\mathrm{F\text{-}Y}30}$. Для прямых волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}n1}$ эффективность гибридизации оказывается существенно выше, чем для обратных волн этого типа, так как максимум распределения компоненты E_x электрического поля локализован со стороны слоя FE. При этом для встречных волн эффективность гибридизации оказывается ниже в силу малого проникновения электрического поля в сегнетоэлектрик и локализации полей в пленке YIG со стороны подложки из GGG.

Известно, что в магнитных пленках и микроструктурах с помощью микрополосковой линии передачи наиболее эффективно возбуждаются нечетные поперечные моды [25]. Введем параметр, характеризующий разность волновых чисел первой и третьей поперечных мод (межмодовое расстояние) отдельно для волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси z:

$$\Delta_p(f) = |k_{3p}(f) - k_{1p}(f)|,$$

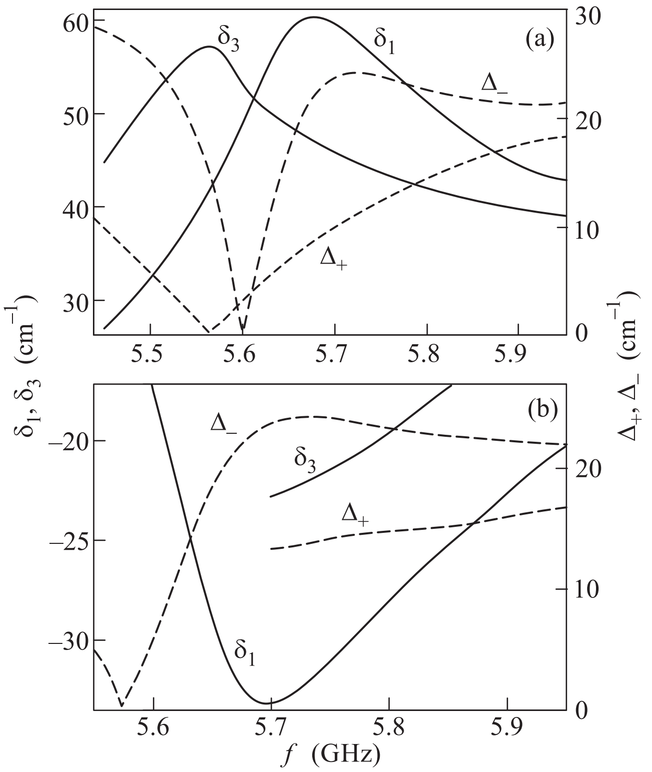

Рис. 3. Частотные зависимости параметров невзаимности первой и третьей мод (δ_1 и δ_3) (сплошные кривые) и межмодовых расстояний Δ_+ и Δ_- (штриховые кривые) для волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}n0}$ (a) и $\mathrm{TE}_{\mathrm{F\text{-}Y}n0}$ (b)

где k_{1p} и k_{3p} – продольные волновые числа мод, причем для прямых волн $p = +1$ и $\Delta_p(f) = \Delta_+(f)$, а для встречных волн $p = -1$ и $\Delta_p(f) = \Delta_-(f)$.

Для иллюстрации эффекта невзаимности на рис. 3 приведены частотные зависимости параметра $\Delta_p(f)$ для волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}n1}$ (рис. 3a) и $\mathrm{TE}_{\mathrm{F\text{-}Y}n1}$ (рис. 3b). При приближении по частоте к области эффективного взаимодействия парциальных систем межмодовое расстояние сокращается вплоть до нулевого значения, соответствующего точке пересечения дисперсионных характеристик поперечных мод. Ширина "клюва" зависимости $\Delta_p(f)$ определяет частотную область влияния гибридизации волн на межмодовое расстояние. Для прямых волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{Y\text{-}F}n1}$ характерная ширина "клюва" оказывается больше, чем для встречных. В отсутствие слоя FE зависимость $\Delta_p(f)$ в рассматриваемой частотной области имеет вид монотонно спадающей с ростом частоты кривой. Вследствие разной эффективности взаимодействия волн парциальных систем у прямых гибридных волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{F\text{-}Y}n1}$ отсечка наступает при частотах выше $f_\perp$, а у встречных волн $\mathrm{TE}_{\mathrm{F\text{-}Y}n1}$ – ниже $f_\perp$. Это определяет частотный диапазон, выбранный для построения параметров Δ_+ и δ_3 на рис. 3b.

Таким образом, в работе проведен расчет электродинамических характеристик прямых и встречных волн, распространяющихся в слоистой структуре YIG–FE конечной ширины. Показано, что эффекты невзаимности для волн, распространяющихся в прямом и встречном направлениях, проявляются в области частот, соответствующих гибридизации электромагнитных волн ферритового и сегнетоэлектрического волноводов. При этом наблюдается изменение пространственного распределения компонент электромагнитных полей в слоистой структуре. Последнее приводит к перераспределению мощности, переносимой электромагнитной волной между слоями структуры. Предложенный подход для расчета характеристик волн в гиротропных структурах может быть использован при создании микроразмерных невзаимных СВЧ-устройств с двойным управлением (статическими электрическим и магнитным полями).

В дальнейшем мы представим результаты экспериментального исследования методом мандельштам-бриллюэновской микроскопии эффекта невзаимности и модового состава волн, распространяющихся в слоистых узких феррит-сегнетоэлектрических структурах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты # 13-07-12409, 14-02-00577, 14-02-00976), РНФ (# 14-19-00760) и стипендии Президента РФ (СП-313.2015.5, СП-1551.2013.5).

---

1. U. Ozgur, Y. Alivov, and H. Morkoc, J. Mater. Sei.: Mater. Electron **20**, 911 (2009).
2. А. П. Пятаков, А. К. Звездин, УФН **182**, 593 (2012).
3. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, М. (1973).
4. R. E. Camley, Surface Sci. Rep. **7**, 103 (1987).
5. T. Ochiai, Sci. Technol. Adv. Mater **16**, 014401 (2015).
6. M. Jamali, J. H. Kwon, S. M. Seo, K. J. Lee, and H. Yang, Sci. Rep. **3**, 3160 (2013).
7. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, and C. S. Tsai, J. Mag. Mag. Mat. **236**, 320 (2001).
8. А. В. Садовников, А. Г. Рожнев, С. Е. Шешукова, Гетеромагнитная микроэлектроника **13**, 102 (2012).
9. С. Л. Высоцкий, Е. Н. Бегинин, С. А. Никитов, Е. С. Павлов, Ю. А. Филимонов, Письма в ЖТФ **37**, 76 (2011).
10. E. N. Beginin, Yu. A. Filimonov, E. S. Pavlov, S. L. Vysotskii, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **100**, 252412 (2012).
11. В. Б. Анфиногенов, Т. Н. Вербицкая, П. Е. Зильберман, Г. Т. Казаков, В. В. Тихонов, Письма в ЖТФ **12**, 454 (1986).
12. А. Б. Устинов, Б. А. Калиникос, Письма в ЖТФ **40**, 58 (2014).
13. T. W. O'Keffe and R. W. Patterson, J. Appl. Phys. **49**, 4886 (1973).
14. E. N. Beginin, A. V. Sadovnikov, Yu. P. Sharaevsky, and S. A. Nikitov, Sol. State Phenomena **215**, 389 (2014).
15. Y. Long and M. Koshiba, IEEE Trans. **37**, 680 (1989).
16. A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, S. V. Grishin, V. V. Kruglyak, D. V. Romanenko, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **106**, 192406 (2015).
17. V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A. V. Sadovnikov, and S. O. Demokritov, Appl. Phys. Lett. **106**, 022403 (2015).
18. A. V. Sadovnikov and K. V. Bublikov, J. Phys.: Conf. Ser. **572**, 012064 (2014).
19. П. П. Сильвестр, Р. Л. Феррари, *Метод конечных элементов для радиоинженеров и инженеров-электриков*, Мир, М. (1986).
20. I. V. Vasil'ev and S. I. Kovalev, IEEE Trans. **42**, 1238 (1994).
21. А. В. Садовников, К. В. Бубликов, Е. Н. Бегинин, С. А. Никитов, Радиотехника и электроника **59**, 876 (2014).
22. В. Е. Демидов, Б. А. Калиникос, Письма в ЖТФ **26**, 7 (2000).
23. Т. Н. Вербицкая, *Вариконды*, Гос. энергетическое изд-во, М.-Л. (1958).
24. R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Sol. **19**, 308 (1961).
25. S. N. Bajpai, J. Appl. Phys. **52**, 910 (1985).