

01;05.2;11.2

Влияние металла на характеристики поперечных мод гибридных волн в слоистой структуре феррит-сегнетоэлектрик

© К.В. Бубликов¹, А.В. Садовников^{1,2}, Е.Н. Бегинин¹,
Ю.П. Шараевский¹, С.А. Никитов^{1,2}

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, Москва

E-mail:olorin91@mail.ru, SadovnikovAV@gmail.com

Поступило в Редакцию 16 сентября 2015 г.

Представлены электродинамические характеристики слоистой мультиферроидной структуры типа металл–диэлектрик–феррит–диэлектрик–сегнетоэлектрик–диэлектрик–металл, рассчитанные путем решения задачи методом конечных элементов. Впервые рассмотрены свойства поперечных мод гибридных волн (дисперсионные характеристики, распределение электрического поля на разных частотах и величина затухания) в зависимости от расстояния между сегнетоэлектрическим слоем и металлическим экраном.

В настоящее время интенсивно разрабатываются миниатюрные устройства СВЧ-диапазона на основе планарных слоистых структур типа феррит–сегнетоэлектрик [1–3], которые можно рассматривать как мультиферроидные структуры [1]. Комбинация этих материалов позволяет создавать многофункциональные приборы, характеристиками которых возможно управлять путем изменения статических внешних электрического и магнитного полей. На базе слоистых структур возможно создание фильтров, фазовращателей, ответвителей мощности и базовых логических элементов СВЧ-диапазона радиоволн [1–3].

Можно выделить два основных типа таких устройств — резонансные (фильтры) и волноведущие (линии задержки, фазовращатели, ответвители мощности). В последних управление характеристиками распространяющихся волн осуществляется путем изменения эффективной диэлектрической и магнитной проницаемости слоистой структуры при помощи вариации внешних электрического и магнитного полей

соответственно. Это приводит к изменению дисперсионных характеристик волн, распространяющихся в структуре. Наиболее сильно влияние управляющих полей проявляется в области частот, где наблюдается эффективная связь волн в парциальных системах (волн в сегнетоэлектрическом и ферритовом слоях) [4]. Распространяющиеся в этом диапазоне частот электромагнитные волны являются гибридными. Для структур, не ограниченных в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны, свойства гибридных волн изучены в ряде работ (см., например, [5,6]). Металлические экраны в таких слоистых структурах используются для создания электрического поля с целью управления свойствами сегнетоэлектрика [1,5]. Наличие электродов и ограниченность структур в поперечном сечении могут существенно влиять на характеристики работы устройств, в частности из-за возможного многомодового характера распространения волн и их гибридизации. Поэтому изучение эффектов гибридизации электромагнитных волн в поперечно-ограниченных металлизированных микроразмерных структурах и структурах сложной геометрии типа феррит–сегнетоэлектрик с учетом многомодового характера распространения волн является актуальной задачей.

Известно, что для направляющих структур, частично заполненных гиротропными средами, решения систем уравнений Максвелла не распадаются на подсистему ТЕ- и ТМ-волн [7], что приводит к необходимости использовать численные методы решения электродинамической задачи, например метод конечных элементов [8,9]. В работе [10], посвященной исследованию невязимных свойств мультиферроидных структур, авторами было проведено описание методики численного моделирования.

Данная работа посвящена численному расчету характеристик поперечных мод гибридных волн в слоистых структурах в зависимости от расстояния между сегнетоэлектрическим слоем и металлическим экраном с использованием методики, описанной в [10].

Схема исследуемой структуры приведена на вставке к рис. 1 с указанием размеров в микрометрах. На рисунке введены следующие обозначения: YIG — слой феррита из железо-иттриевого граната, GGG — подложка галлий-гадолиниевого граната, FE — сегнетоэлектрик, air gap — воздушный зазор между слоями феррита и сегнетоэлектрика, L — расстояние между верхней границей FE-слоя и металлическим экраном. Следует отметить, что в качестве сегнетоэлектрического слоя

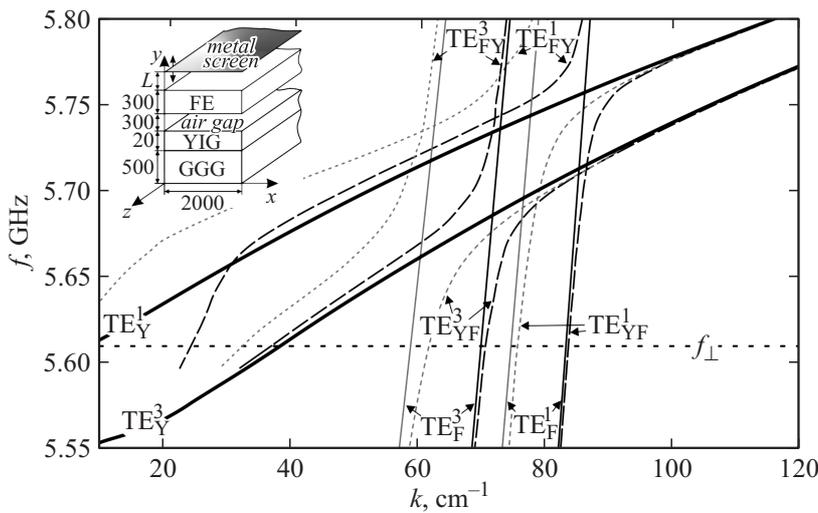


Рис. 1. Дисперсионные характеристики первой и третьей мод волн парциальных систем ферритового (TE_Y^n) и диэлектрического (TE_F^n) волноводов, а также гибридных волн TE_{YF}^n и TE_{FY}^n слоистой структуры. Черные линии соответствуют $L = 800 \mu\text{m}$, серые — $0 \mu\text{m}$. На вставке приведена схема исследуемой структуры.

применялся материал ВК-8 со значением диэлектрической проницаемости 8000 [10]. Внешнее магнитное поле $H_0 = 1300 \text{ Oe}$ направлено вдоль оси x , и структура намагничена до насыщения ($M_0 = 1740/4\pi \text{ G}$), при этом частота ферромагнитного резонанса в касательно намагниченном ферритовом слое $f_{\perp} = 6.1 \text{ GHz}$.

Отметим, что при численном моделировании в работе исследуются волны типа квази-ТЕ с преобладающей компонентой электрического поля вдоль направления магнитного поля (далее приставку „квази“ опускаем). В ферритовом волноводе при касательном намагничивании распространяются поверхностные волны, электромагнитные поля которых локализованы вдоль поверхности со стороны слоя сегнетоэлектрика (экспоненциальное распределение поля вдоль оси y). Можно ввести парциальные системы диэлектрического и ферритового волноводов, рассматривая независимо волновые процессы в слоях мультиферроика с

сохранением расчетной области и остальных материальных параметров. Индекс n для поперечных мод будет определять число изменений направления компоненты вектора $E_x(x)$ волны вдоль оси x и соответственно номер поперечной моды, при этом рассматриваем исключительно моды сегнетоэлектрического волновода с одной вариацией $E_x(y)$ волны вдоль оси y .

Введенное расстояние $300\ \mu\text{m}$ (air gap) между слоями мультиферроидной структуры обеспечивает ослабление перекрытия электромагнитных полей волн парциальных систем, что приводит к уменьшению эффекта расталкивания [5] их дисперсионных характеристик. При этом частотная область наибольшего взаимодействия волн парциальных систем при этом не совпадает с окрестностью f_{\perp} . Это позволяет четко выделить наблюдаемые эффекты гибридизации при изучении распространения волн.

На рис. 1 приведены дисперсионные характеристики первой ($n = 1$) и третьей ($n = 3$) мод волн парциальных систем ферритового (TE_Y^n) и диэлектрического (TE_F^n) волноводов, а также гибридных волн слоистой структуры, которые с ростом частоты асимптотически переходят в волны ферритового (TE_{YF}^n) и диэлектрического (TE_{FY}^n) волноводов. Данные моды представляют наибольший интерес при экспериментальном исследовании в силу наибольшей эффективности их возбуждения микрополосковыми антеннами [11]. Результаты расчетов соответствуют двум случаям расстояния от сегнетоэлектрика до верхнего металлического экрана: 800 и $0\ \mu\text{m}$. Стоит отметить, что выбранное расстояние до металла, равное $800\ \mu\text{m}$, является предельным случаем, так как при дальнейшем увеличении данного расстояния существенного изменения характеристик исследуемых волн в рассматриваемой частотной области не происходит. Из рис. 1 видно, что увеличение расстояния до верхнего металлического экрана приводит к замедлению распространяющихся в сегнетоэлектрическом слое волн, смещая дисперсионные кривые в область больших волновых чисел. Это приводит к изменению свойств гибридных волн, так как область взаимодействия волн парциальных систем смещается в область больших значений частот и волновых чисел. При этом с ростом частоты дисперсионные кривые TE_{YF}^n для случаев разного расположения верхнего металлического экрана практически не отличаются, так как изменение условий металлизации на таком большом расстоянии от ферритового слоя не оказывает воздействия на распространяющиеся в нем волны (рис. 1).

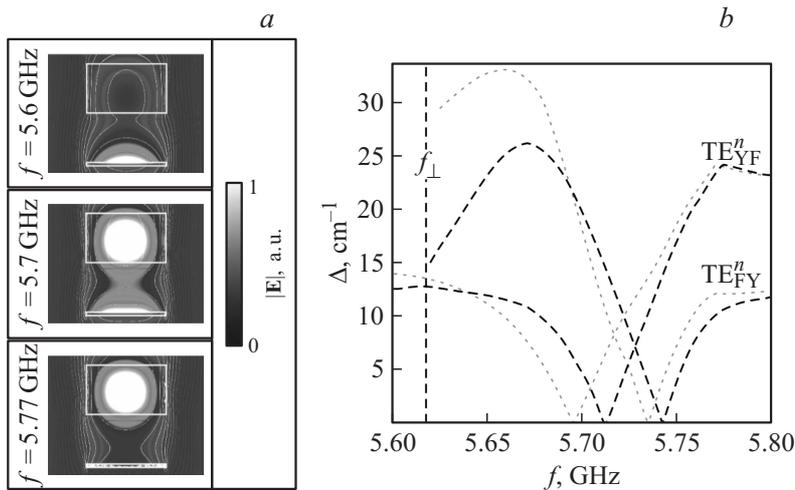


Рис. 2. *a* — распределение напряженности электрического поля $|E|$ первой поперечной моды гибридной волны TE_{YF}^n при $L = 800 \mu\text{m}$ для разных частот в расчетной области вблизи структуры (см. вставку рис. 1). Белыми рамками выделены слои YIG и СЭ (приведены не в масштабе). *b* — частотные зависимости расстояния по волновым числам Δk между первой и третьей поперечными модами гибридных волн при $L = 800 \mu\text{m}$ (серые линии) и $L = 0 \mu\text{m}$ (черные линии) для волн TE_{YF}^n и TE_{FY}^n .

Явление гибридизации, возникающее как результат взаимодействия волн парциальных систем вблизи области пересечения их дисперсионных характеристик (по частотам и по волновым числам), можно оценить путем построения, например, распределения электрического поля вблизи слоев структуры. На рис. 2, *a* приведено распределение $|E|$ для первой поперечной моды волны TE_{YF}^n на разных частотах вблизи пересечения дисперсионных кривых парциальных систем. Видно, что с уменьшением частоты происходит перемещение максимума электромагнитного поля из ферритового в сегнетоэлектрический слой. Таким образом, для волн TE_{YF}^n характерна локализация электрического поля при больших частотах преимущественно в ферритовом слое, при малых — в сегнетоэлектрическом, что и определяет свойства распространения гибридных волн в слоистой структуре вдали от области

взаимодействия волн парциальных систем. Отметим, что аналогичная ситуация локализации электромагнитного поля наблюдается и для волн TE_{FY}^n .

Введем параметры $\Delta(f) = |k_1(f) - k_3(f)|$ и $\Delta(L) = |k_1(L) - k_3(L)|$, где k_1 и k_3 — продольные волновые числа первой и третьей поперечных мод в зависимости от частоты f или параметр L соответственно. Данные параметры позволяют оценить изменение характеристик волнового процесса, представляющего собой суперпозицию первой и третьей поперечных мод, при разном расстоянии до верхнего металлического экрана. Рассчитанные значения параметра $\Delta(f)$ приведены на рис. 2, *b* для волн TE_{YF}^n и TE_{FY}^n . Данные кривые имеют форму спадающего до нуля клюва, минимум которого соответствует пересечению поперечных мод (рис. 1), возникающему в результате явления гибридизации при изменении скорости распространения волны с изменением локализации электромагнитных полей в слоях мультиферроика в зависимости от частоты, что было описано выше. Смещение частотной области, в которой параметр Δ уменьшается и достигает нулевого значения, при разных условиях металлизации также подтверждает, что происходит смещение частотной области гибридизации.

На рис. 3, *a* представлены зависимости $\Delta(L)$ для волн TE_{YF}^n и TE_{FY}^n . Характерный участок быстрого изменения параметра ($0 < L < 180 \mu\text{m}$) вызван смещением по частоте области максимального изменения групповой скорости дисперсионных кривых при удалении металлического экрана. Расчеты параметров Δ необходимы ввиду возможности экспериментального измерения значений Δ при помощи метода мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (МБРС) на магнитных структурах [3,12,13].

Важным электродинамическим параметром волнового процесса является его затухание. Результаты расчета мнимой части волнового числа $\text{Im}(k)$ для первых мод волн TE_{YF}^n и TE_{FY}^n в направлении распространения волн в структуре представлены на рис. 3. При этом тангенс диэлектрических потерь сегнетоэлектрика полагаем равным 10^{-2} [2], а ширину линии ферромагнитного резонанса 0.5 Oe [7]. Максимумы зависимостей $\text{Im}(k)(L)$ для волн TE_{YF}^n и TE_{FY}^n (рис. 3, *a*) аналогично зависимостям $\Delta(L)$ вызваны смещением по частоте области максимального изменения групповой скорости.

Стоит отметить, что для волн TE_{YF}^n (рис. 3, *b*) происходит уменьшение затухания с уменьшением частоты ввиду локализации электромаг-

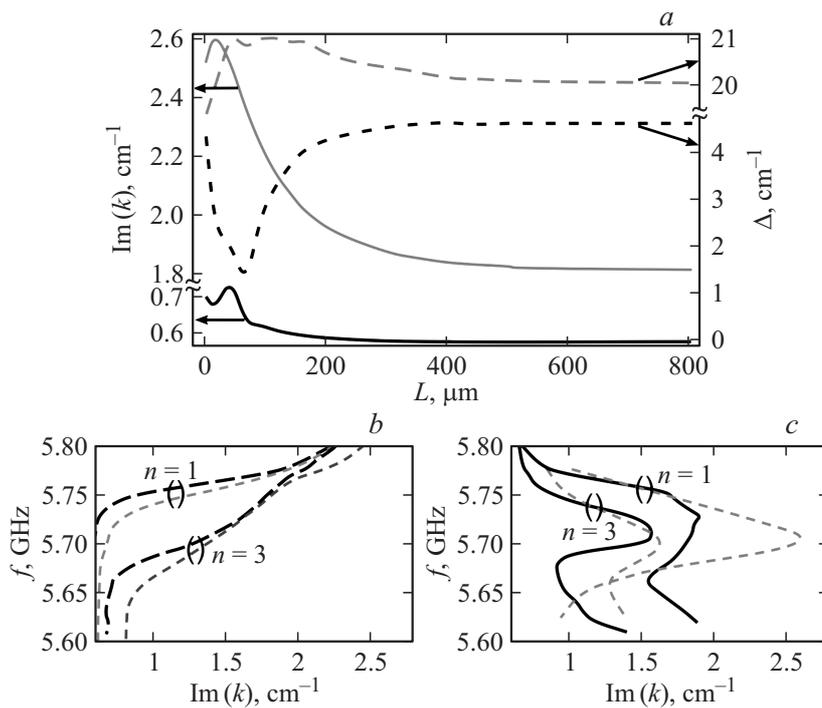


Рис. 3. *a* — зависимость $\text{Im}(k)(L)$ для первой поперечной моды волн TE_{YF}^n и TE_{FY}^n (черная и серая сплошные линии соответственно, левая вертикальная ось). Зависимость $\Delta(L)$ для гибридных волн TE_{YF}^n и TE_{FY}^n (черная и серая пунктирная линия соответственно, правая вертикальная ось). *b*, *c* — зависимости $\text{Im}(k)(f)$ первой и третьей поперечных мод волн TE_{YF}^n (панель *b*) и TE_{FY}^n (панель *c*). Результаты расчетов соответствуют двум случаям L : $800 \mu\text{m}$ (черные линии) и $0 \mu\text{m}$ (серые линии).

нитного поля в слое сегнетоэлектрика с меньшими потерями, нежели в ферритовом слое. Для волн TE_{FY}^n (рис. 3, *c*) происходит обратный процесс, при этом максимум мнимой части волнового числа соответствует уменьшению групповой скорости поперечных мод гибридных волн в зоне эффективного взаимодействия волн парциальных систем на рис. 1. Очередной рост мнимой части волнового числа связан с

приближением по частоте к значению ферромагнитного резонанса в касательно намагниченной пленке.

В результате численного моделирования методом конечных элементов получены электродинамические характеристики гибридных волн в слоистой феррит-сегнетоэлектрической структуре, ограниченной в поперечном направлении. Мнимая часть продольного волнового числа и межмодовое расстояние для первой и третьей мод рассчитаны в зависимости от частоты и расстояния до верхнего металлического экрана. Эти результаты могут быть использованы при экспериментальных исследованиях методом МБРС.

Стоит отметить, что при вариации параметра L в рассматриваемой конфигурации структуры управление волновыми характеристиками гибридных волн происходит главным образом путем влияния металлического экрана на волны в парциальной системе сегнетоэлектрического волновода. Таким образом, при разработке устройств на основе слоистых структур при минимизации их толщины требуется учитывать изменение характеристик волнового процесса, в частности, увеличение потерь в системе.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (гранты № 16-37-60093, 16-02-00789, 13-07-12409), РНФ (№ 14-19-00760) и стипендии президента РФ (СП-313.2015.5).

Список литературы

- [1] *Ozgur U., Alivov Y., Morkoc H.* // J. Mater. Sci. : Mater. Electron. 2009. V. 20. N 10. P. 911–952.
- [2] *Ustinov A.B., Kalinikos B.A., Srinivasan G.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 052911.
- [3] *Sadovnikov A.V., Davies C.S., Grishin S.V., Kruglyak V.V., Romamenko D.V., Sharaevskii Yu.P., Nikitos S.A.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 192406.
- [4] *Анфиногенов В.Б., Вербицкая Т.Н., Зильберман П.Е.* и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 8. С. 454.
- [5] *Демидов В.Е., Калиникос Б.А.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 7. С. 8–17.
- [6] *Демидов В.Е., Калиникос Б.А., Эденхофер П.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 3. С. 61–68.
- [7] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.

- [8] Садовников А.В., Рожнёв А.Г. // Изв. высш. учеб. завед. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20. № 1. С. 143–159.
- [9] Sadovnikov A.V., Bublikov K.V. // J. Physics: Conference Series. 2014. N 572. P. 012064.
- [10] Садовников А.В., Бубликов К.В., Бегинин Е.Н., Пешукова С.Е., Шараевский Ю.П., Никитов С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. Вып. 3. С. 167–172.
- [11] Vajrai S.N. // J. Appl. Phys. 1985. V. 52. N 910.
- [12] Demokritov S.O., Hillebrands B., Slavin A.N. // Phys. Reports. 2001. V. 348. I. 6. P. 441–489.
- [13] Demidov V.E., Urazhdin S., Zholud A., Sadovnikov A.V., Demokritov S.O. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 022403.