

Дисперсионные и поляризационные свойства азимутально-несимметричных волн круглого открытого слоистого феррит-диэлектрического волновода

А.В. Назаров, Е.А. Попов, М.С. Рожкова

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева
603950, Российская Федерация, г. Нижний Новгород
ул. Минаева, 24

Приводятся результаты исследования спектра азимутально-несимметричных волн круглого открытого слоистого феррит-диэлектрического волновода при отсутствии и наличии магнитных потерь в феррите. Для волны HE_{11} волновода с потерями представлены частотные зависимости угла поворота большой полуоси эллипса поляризации и его эксцентриситета.

Ключевые слова: феррит-диэлектрический волновод, дисперсионная характеристика, поверхностная волна, комплексная волна, поляризация электромагнитного поля.

Круглый открытый слоистый феррит-диэлектрический волновод (рис. 1) представляет собой ферритовую трубку с внутренним и внешним радиусами a и b соответственно. Ферритовый слой намагничен до насыщения постоянным магнитным полем \vec{H}_0 , направленным вдоль оси z , в положительном направлении которой распространяется электромагнитная волна частоты ω . Постановка краевой задачи для рассматриваемой направляющей структуры приведена в [1]. При решении задачи используются метод частичных областей и метод укорочения дифференциального уравнения [2].

Поле электромагнитной волны в круглом открытом продольно намагниченном слоистом феррит-диэлектрическом волноводе является всегда (и при отсутствии у него угловой зависимости) гибридным, поэтому соответствующая краевая задача является [3; 4] несамосопряженной

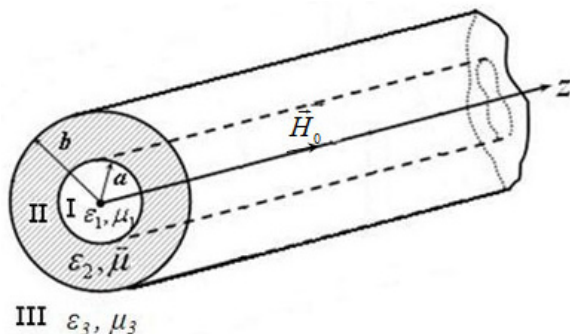


Рис. 1. Круглый открытый слоистый феррит-диэлектрический волновод

ной как при отсутствии, так и при наличии потерь в образующих структуру средах. Поскольку [5] собственные значения несамосопряженной краевой задачи в общем случае комплексные, то наиболее общими решениями дисперсионного уравнения волн круглого открытого слоистого феррит-диэлектрического волновода будут комплексные волновые числа $\beta = \beta' + i\beta''$.

Так как волны рассматриваемой направляющей структуры принципиально гибридные, будем условно классифицировать их как HE_{nm} , где первый индекс n означает число вариаций поля по азимутальной координате φ ($n = 0, 1, 2, \dots$), второй индекс m – номер волны ($m = 1, 2, 3, \dots$).

На рис. 2 и 3 приведены соответственно дисперсионные характеристики нескольких волн с азимутальным индексом $n = 1$ и $n = -1$ круглого открытого слоистого феррит-диэлектрического волновода без потерь с параметрами: $a = 10$ мм; $b = 20$ мм; $\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon_0$; $\epsilon_2 = 14,8\epsilon_0$; частота ферромагнитного резонанса $f_0 = 1,76$ ГГц; намагниченность насыщения феррита $M_s = 103,5$ кА/м. Здесь и далее $k_0 = \omega / c$, где c – скорость света в вакууме.

Поскольку исследование свойств поверхностных волн волновода без потерь было проведено в [1], в данной работе остановим свое внимание на комплексных волнах [5]. Точки B , C , D на рис. 2 и 3 являются точками жордановой кратности,

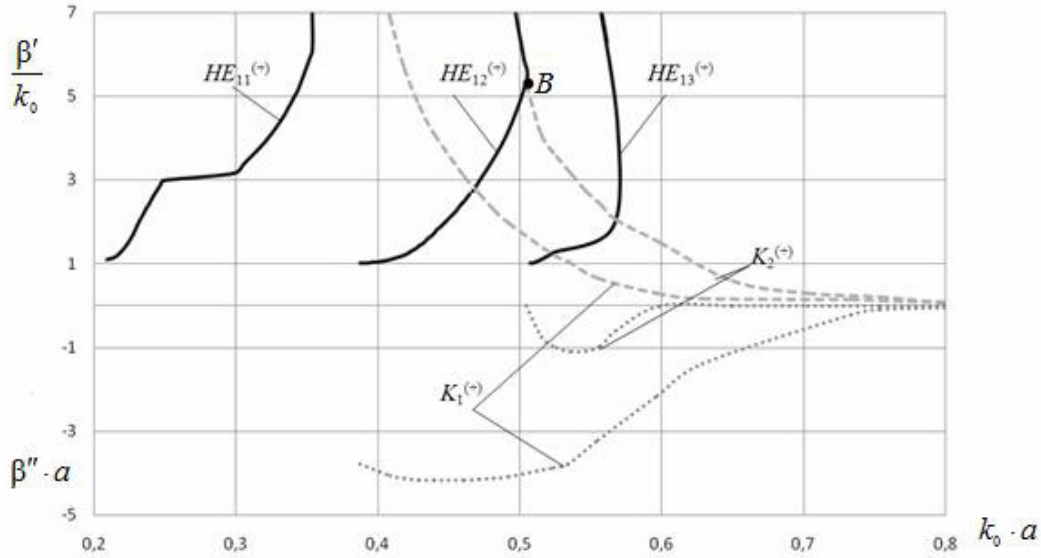


Рис. 2. Дисперсионные характеристики волн с азимутальным индексом $n = 1$ волновода без потерь

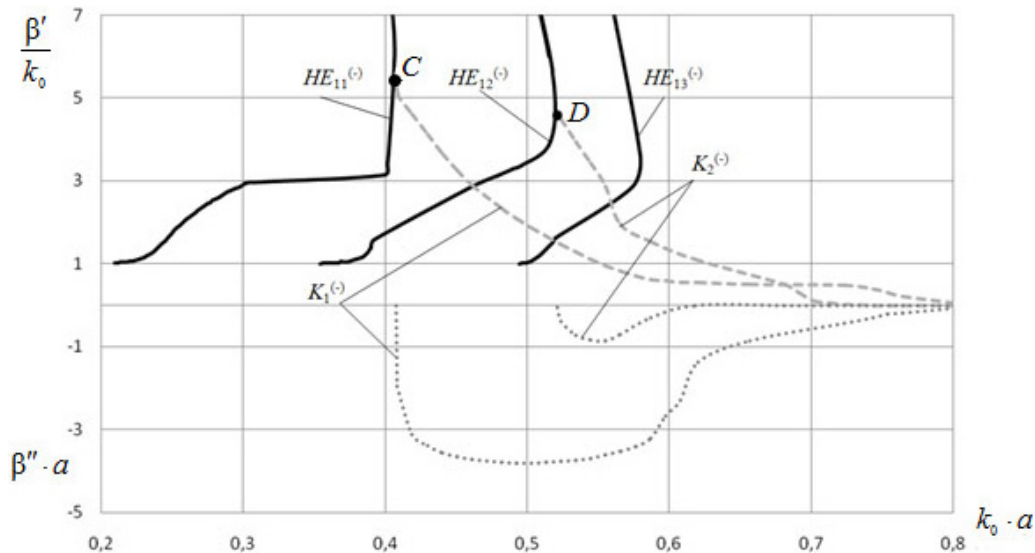


Рис. 3. Дисперсионные характеристики волн с азимутальным индексом $n = -1$ волновода без потерь

в которых соединяются участки дисперсионных характеристик с нормальной и аномальной дисперсией волн $HE_{12}^{(+)}$, $HE_{11}^{(-)}$, $HE_{12}^{(-)}$ соответственно. В этих точках возникают собственные комплексные волны $K_2^{(+)}$, $K_1^{(-)}$ и $K_2^{(-)}$. Комплексная волна $K_1^{(+)}$ также образуется в точке жордановой кратности при соединении участков дисперсионной характеристики волны $HE_{11}^{(+)}$ с нормальной и аномальной дисперсией, однако эта точка находится за пределами координатного поля. Указанные комплексные волны во всем частотном диапазоне их существования обладают аномальной дисперсией и в среднем за период не переносят энергии вдоль оси направляющей структуры.

Дисперсионные характеристики волн с азимутальными индексами $n = 1$ и $n = -1$ круглого открытого слоистого феррит-диэлектрического волновода, полученные при учете магнитных

потерь в феррите, представлены на рис. 4 и 5, соответственно.

Параметры направляющей структуры полагались следующими: $a = 10$ мм; $b = 20$ мм; $\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon_0$; $\epsilon_2 = 14,8\epsilon_0$; $f_0 = 1,76$ ГГц; $M_s = 103,5$ кА/м; ширина линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = 8$ кА/м.

Как видно из рис. 4 и 5, из-за наличия потерь в феррите дисперсионные характеристики волн не терпят разрыва на частоте ферромагнитного резонанса. Волны $HE_{11}^{(+)}$ и $HE_{12}^{(+)}$ ведут себя качественно одинаково. В отличие от них, волны $HE_{13}^{(-)}$, $HE_{12}^{(-)}$ и $HE_{13}^{(-)}$ в области низких частот имеют продолжение в виде быстрых собственных волн. Волна $HE_{11}^{(-)}$ во всем диапазоне частот является медленной.

Из рис. 4 и 5 также следует, что азимутально-несимметричные волны с левой и правой кру-

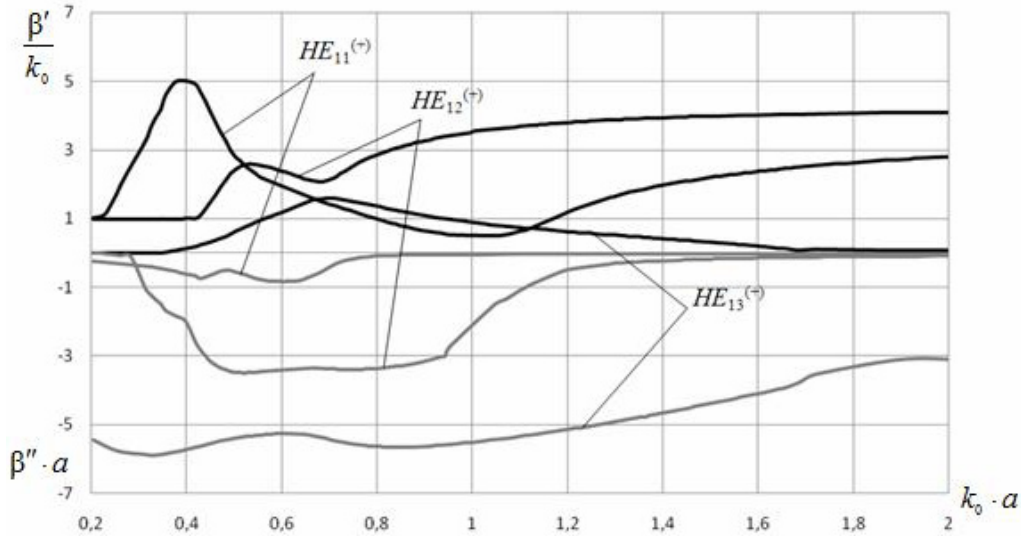


Рис. 4. Дисперсионные характеристики волн с азимутальным индексом $n = 1$ волновода с потерями

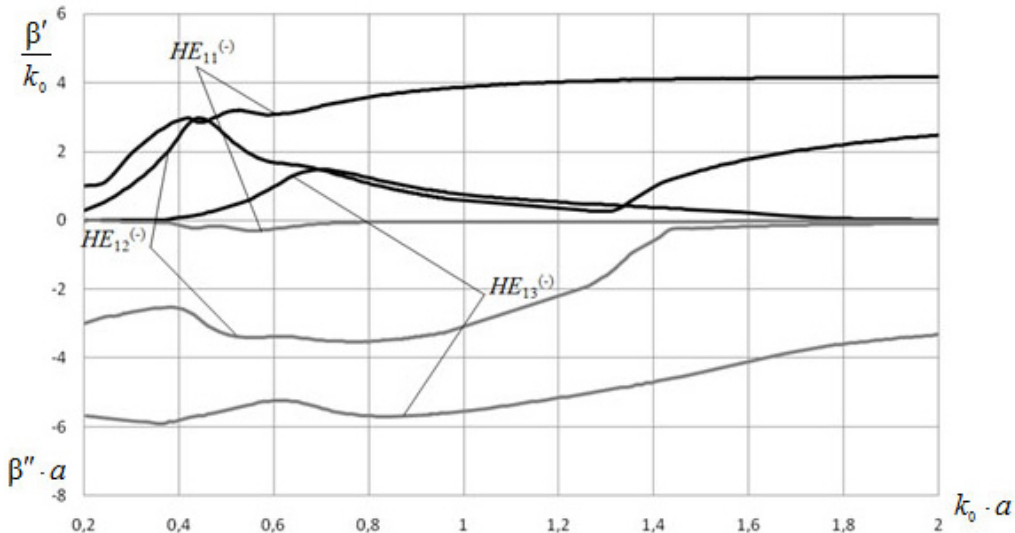


Рис. 5. Дисперсионные характеристики волн с азимутальным индексом $n = -1$ волновода с потерями

говой поляризацией $HE_{nm}^{(+)}$ и $HE_{nm}^{(-)}$ имеют различные постоянные распространения и коэффициенты затухания, в результате чего при распространении в рассматриваемой структуре изначально линейно поляризованной волны будет происходить изменение ее поляризации – волна станет эллиптически поляризованной. При этом большая полуось эллипса поляризации будет поворачиваться относительно первоначального направления колебаний вектора напряженности электрического поля на угол θ , который при фиксированных параметрах феррита зависит от частоты ω и длины волновода L .

Угол поворота большой полуоси эллипса поляризации и его эксцентриситет определяются по формулам [6]:

$$\theta = \frac{\beta'^- - \beta'^+}{2} L,$$

$$e = \sqrt{\frac{D^2 - d^2}{D^2}},$$

где β'^+ и β'^- – вещественные части продольных волновых чисел волн $HE_{11}^{(+)}$ и $HE_{11}^{(-)}$ соответственно; $D = A \left[\exp(\beta''^- L) + \exp(\beta''^+ L) \right]$ и $d = A \left| \exp(\beta''^- L) - \exp(\beta''^+ L) \right|$ – большая и малая полуоси эллипса поляризации; A – амплитуда циркулярно поляризованной волны на входе волновода; β''^+ и β''^- – мнимые части продольных волновых чисел волн $HE_{11}^{(+)}$ и $HE_{11}^{(-)}$.

На рис. 6 и 7 для волны HE_{11} волновода с потерями приведены графики частотных зависимостей погонного угла поворота большой полуоси эллипса поляризации $\phi = \theta / L$ и эксцентриситета эллипса e соответственно.

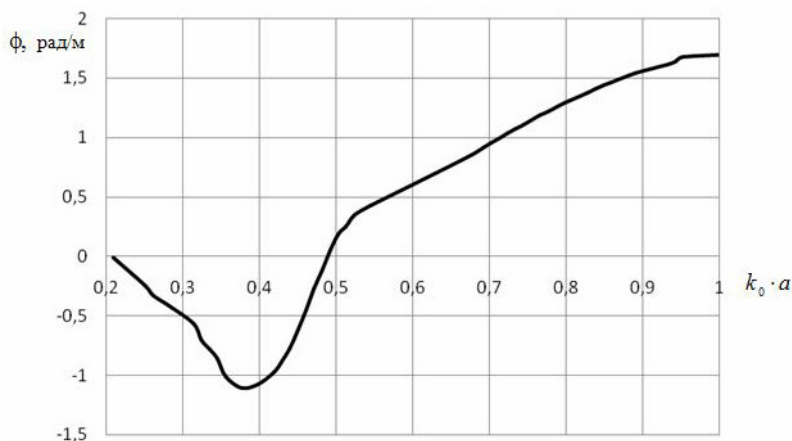


Рис. 6. Частотная зависимость погонного угла поворота большой полуоси эллипса поляризации для волны HE_{11} волновода с потерями

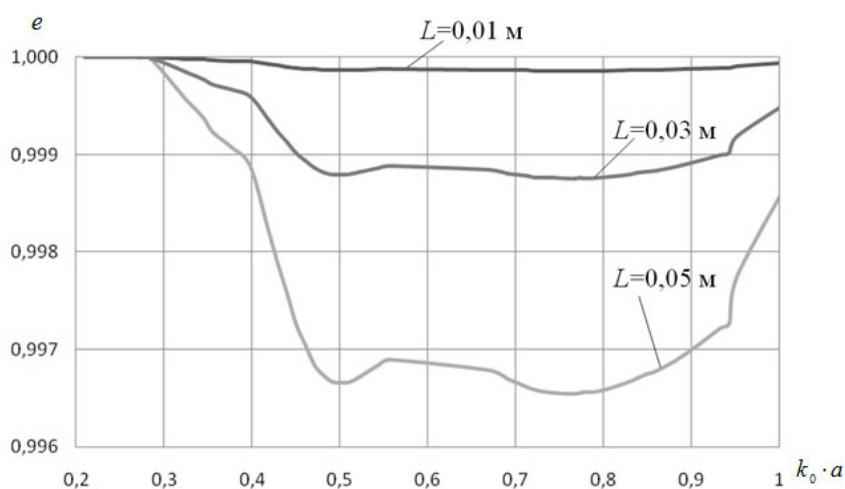


Рис. 7. Частотная зависимость эксцентриситета эллипса поляризации для волны HE_{11} волновода с потерями

Из рис. 6 и 7 следует, что в ферритовой трубке с потерями поворот большой полуоси эллипса поляризации может происходить в различных направлениях в зависимости от частотного диапазона использования направляющей структуры (положительным считается поворот против часовой стрелки, если смотреть навстречу полю подмагничивания). При этом в низкочастотной и высокочастотной областях эксцентриситет эллипса поляризации близок к единице, что соответствует квазилинейной поляризации волны на выходе волновода. Увеличение длины волновода L приводит к уменьшению эксцентриситета эллипса поляризации. Как показали проведенные исследования, при большой длине волновода ($L > 1$ м) в области частот, близких к частоте ферромагнитного резонанса, эллиптическая поляризация вырождается в круговую.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности использования круглого открытого слоистого феррит-диэлектрического волновода при построении различных СВЧ-уст-

ройств: СВЧ-фильтров, работающих на основе явления комплексного резонанса [5], вентиляей, фазовращателей, поглощающих аттенуаторов и т. п.

Список литературы

1. Электромагнитные волны в круглом открытом слоистом феррит-диэлектрическом волноводе / С.В. Катин [и др.] // Антенны. 2012. Вып. 8 (183). С. 20–24.
2. Сул Г., Уокер Л. Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах. М.: Иностранная литература, 1955. 190 с.
3. Веселов Г.И., Раевский С.Б. Комплексные волны в поперечно-неоднородных направляющих структурах // Радиотехника. 1987. Т. 42. № 8. С. 64–67.
4. Веселов Г.И., Раевский С.Б. Слоистые металло-диэлектрические волноводы. М.: Радио и связь, 1988. 248 с.
5. Раевский А.С., Раевский С.Б. Комплексные волны. М.: Радиотехника, 2010. 224 с.
6. Виприцкий Д.Д., Назаров А.В., Раевский С.Б. О поляризации электромагнитного поля волн круглого открытого ферритового волновода // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 1. С. 107–111.

Dispersive and polarization properties of azimuthally asymmetrical waves propagating in an open circular layered ferrite-dielectric waveguide

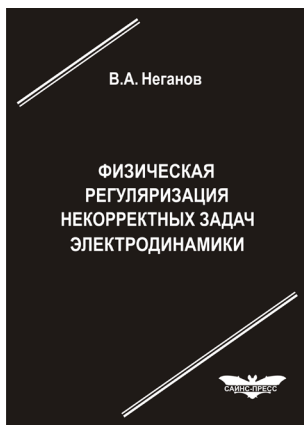
A.V. Nazarov, E.A. Popov, M.S. Rozhkova

The results of the research of the spectrum of azimuthally asymmetrical modes propagating in an open circular layered ferrite-dielectric with magnetic losses and without it are presented. For the HE_{11} mode propagating in a waveguide with magnetic losses the frequency-dependent Faraday rotation angle of major ellipsis semiaxis and ellipsis eccentricity are calculated.

Keywords: ferrite-dielectric waveguide, dispersion characteristic, surface wave, complex wave, electromagnetic field polarization.

Неганов, В.А.

Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики: линии передачи, антенны, дифракция электромагнитных волн / В.А. Неганов. – М.: «САЙНС-ПРЕСС», 2008. – 432 с., 122 ил.



ISBN 978-5-88070-161-2

УДК 537.87

ББК 32.84

Н 41

Изложены основы физической регуляризации некорректных задач электродинамики, связанной с особенностями физических и математических моделей задач (физические допущения, некорректные математические выкладки, отсутствие предельного перехода). Подход, по мнению автора, обладает большими возможностями, чем метод регуляризации Тихонова А.Н. интегральных уравнений Фредгольма первого рода, названный в книге методом математической регуляризации. Метод физической регуляризации (МФР) применен к анализу волноведущих и излучающих структур, а также задачам дифракции электромагнитных волн на некоторых телах. МФР позволил впервые корректно осуществить анализ полей в ближних зонах некоторых антенн, устранить несамосогласованное приближение Кирхгофа в задачах дифракции, установить связь поверхностной плотности тока проводимости с напряженностями электрического и магнитного полей для диполя Герца и т. п.

Для специалистов в области радиотехники и радиофизики СВЧ, электромагнитной совместимости РТС, математической теории дифракции и математического моделирования электродинамических структур самого широкого назначения. Может быть полезна преподавателям вузов, докторантам, аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей.