

УДК 537.868.4

PACS: 75.78.-n, 77.84.-s

Возбуждение кольцевых диэлектрических магнитных диполей плоской электромагнитной волной

В. Я. Печеркин, А. Б. Шварцбург, Л. М. Василяк, С. П. Ветчинин,
Т. С. Костюченко, В. А. Панов

Исследованы резонансные свойства тонких диэлектрических колец, возбуждаемые токами смещения при скользящем падении на плоскость кольца плоской электромагнитной волны СВЧ-диапазона частот. Такой контур с азимутальным током смещения образует резонансный диэлектрический магнитный диполь. Рассчитан и измерен основной резонанс, возбуждаемый магнитным полем в ближней зоне указанного диполя. Показаны инверсия потока магнитной индукции и возникновение отрицательной магнитной восприимчивости в области резонанса диэлектрического магнитного диполя. Экспериментально измерено распределение магнитного поля около диэлектрического кольца вблизи резонансной частоты.

Ключевые слова: диэлектрическое кольцо, плоская электромагнитная волна, резонанс, ток смещения, диэлектрический магнитный диполь, магнитная восприимчивость, отрицательный магнитный отклик.

Введение

Настоящая работа посвящена эффекту резонансной электромагнитной индукции в непроводящих диэлектрических тонких кольцах при продольном падении плоской электромагнитной волны СВЧ-диапазона. Изменения магнитного потока в таком диэлектрическом кольце возбуждает ток смещения, которые, в отличие от токов проводимости, пропорциональны не электрическому полю, а скорости его изменения, и локализованы в диэлектрическом элементе лишь частично.

Интерес к этим явлениям в последние 10–15 лет стремительно растёт. Исследования в этом направлении стимулируются как академическими, так и прикладными проблемами. Электродинамика токов смещения представляет новую перспективную и бурно исследуемую область в электродина-

мике сплошных сред. За последнее десятилетие появилось много работ, посвященных теоретическим исследованиям диэлектрических метаматериалов. При создании таких материалов открываются возможности оптимального сочетания электрических и магнитных параметров, включая такие необычные эффекты, как контролируемая нелокальная дисперсия [1], нулевая и отрицательная диэлектрическая проницаемость [2], отрицательная магнитная восприимчивость [3].

Взаимный перенос концепций между радиотехникой и лазерной оптикой привёл к формированию отдельного направления волновой физики – радиооптики [4]. В продолжение этой тенденции ряд ключевых элементов СВЧ-электроники со свойствами ёмкости и индуктивности создаются в последние годы в оптоэлектронике наноразмерных метаматериалов. Это новое направление получило специальное название – «метатроника» [5]. Обобщение эффектов электромагнитной индукции, традиционно связанных с токами проводимости в металлах, на токи смещения в диэлектриках указывает конкретные пути уменьшения потерь и миниатюризации оптоэлектронных систем. При большой диэлектрической проницаемости и малых диэлектрических потерях размеры диэлектрических резонаторов существенно меньше, чем металлических.

Плоские тонкие диэлектрические резонансные контуры круговой, прямоугольной и эллиптической формы можно рассматривать как резонансные магнитные диполи [6]. Токи смещения и

Печеркин Владимир Яковлевич¹, с.н.с., к.ф.-м.н.
Шварцбург Александр Борисович¹, г.н.с., д.ф.-м.н.
Василяк Леонид Михайлович¹, г.н.с., д.ф.-м.н.
Ветчинин Сергей Петрович¹, с.н.с., к.ф.-м.н.
Костюченко Татьяна Сергеевна², аспирант.
Панов Владислав Александрович¹, н.с.

¹ Объединенный институт высоких температур РАН.
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2.

Тел. +7(495) 484-18-10. E-mail: vpечеркин@yandex.ru

² Сколковский институт науки и технологий.
Россия, 121205, Москва, Инновационный центр Сколково,
ул. Нобеля, 3.

Статья поступила в редакцию 14 мая 2018 г.

© Печеркин В. Я., Шварцбург А. Б., Василяк Л. М.,
Ветчинин С. П., Костюченко Т. С., Панов В. А., 2018

магнитные моменты, возбуждаемые в таких контурах падающей волной, приводят к серии новых эффектов, зависящих как от геометрии контура, так и от его ориентации относительно электрической и магнитной компонент возбуждающей волны. «Некруговые» диполи отличаются от известных осесимметричных диэлектрических структур (шар, цилиндр) анизотропией магнитных свойств, диаграммой направленности излучения, неоднородным усилением индуцированных полей в ближней зоне. Даже теоретически рассчитанные распределения электрических и магнитных полей рассеяния во многих случаях не проверены экспериментально. Использование диэлектрических материалов с высокой диэлектрической проницаемостью дает возможность создать элементы, размеры которых существенно меньше длины волны падающего СВЧ-излучения, что позволяет создавать субволновые структуры с большим количеством элементов [7]. При этом размеры отдельных элементов в СВЧ-диапазоне, в отличие от ИК и видимого диапазонов, достаточно велики, что дает возможность измерений локальных электрических и магнитных полей. Анизотропия магнитных свойств диэлектрических поверхностей приводит к анизотропии рассеивания и отражения СВЧ-сигнала, что может быть использовано для управления и пространственного перераспределения энергии [8]. Использование плоских тонких диэлектрических колец в структурах приводит к преимущественному возбуждению их основной магнитной моды. При возбуждении токов смещения плоской электромагнитной волной при ее скольжении падении относительно плоскости диэлектрического кольца, когда волновой вектор параллелен плоскости кольца, а вектор магнитного поля перпендикулярен, будет возбуждаться основная магнитная мода с наименьшей собственной частотой, характеризующаяся максимальной величиной отрицательного магнитного отклика при резонансе. Такой отклик существенно сильнее, чем исследуемые ранее отклики в случае резонансов Ми [9].

В диэлектрических структурах за счет связи магнитных потоков между кольцами возможно расщепление резонансов, их уширение, образование полос поглощения или пропускания в частотном спектре прошедшей электромагнитной волны, возникновение безизлучательного анапольного эффекта в СВЧ-диапазоне [6, 10]. Изменение расстояния между кольцами структуры, а также изменение величины их диэлектрической проницаемости позволяет управлять амплитудно-частотной характеристикой диэлектрической структуры для прошедших и рассеянных электромагнитных волн [11]. Полученные результаты открывают перспек-

тивы создания новых типов диэлектрических метаматериалов в заданной полосе частот для СВЧ-диапазона с малыми потерями и дают возможность применения токов смещения для создания нового поколения полностью диэлектрических слабопоглощающих субволновых элементов для управления амплитудно-фазовым спектром излучения, его поляризацией и направленностью [12, 13], например, для создания магнитных зеркал или суперлинз с разрешением выше дифракционного предела [14], компактных антенн нового типа в гигагерцовом диапазоне частот, а также создания и конструирования оптических наноантенн [15, 16]. На основе диэлектрических структур могут быть созданы метаматериалы для безотражательных покрытий и покрытий, уменьшающих видимость отдельных объектов в СВЧ-диапазоне. Применение диэлектрических метаматериалов в качестве чувствительных элементов позволяет существенно увеличить чувствительность датчиков в оптическом диапазоне за счет уменьшения потерь [17, 18].

Современное состояние исследований по распространению электромагнитных волн в метаматериалах, а также возможности применения метаматериалов в технике СВЧ освещено в обзорах [19, 20].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование спектров возбуждения и пространственного распределения электромагнитных полей в ближней зоне резонансных диэлектрических магнитных диполей в виде колец с замкнутыми вихревыми токами смещения, возбуждаемых магнитным полем падающей плоской электромагнитной волны.

Экспериментальная часть

Схема измерения электрических и магнитных полей около диэлектрического кольца представлена на рис. 1.

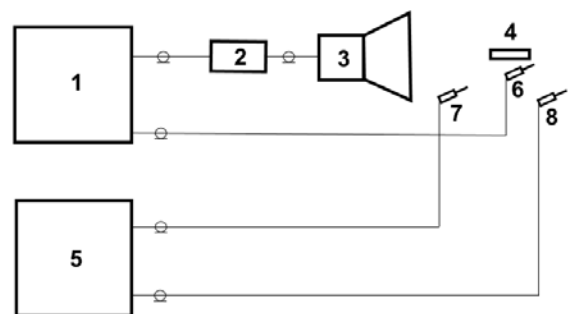


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – спектроанализатор радиочастотных цепей; 2 – широкополосный усилитель; 3 – рупорная антенна; 4 – диэлектрическое кольцо; 5 – высокоскоростной осциллограф; 6 и 8 – высокочастотные пробники электрического или магнитного поля; 7 – реперный высокочастотный пробник.

Генерация сигналов в заданном диапазоне частот и регистрация отклика сигнала в ближней зоне от исследуемого объекта осуществлялось анализатором (1) радиочастотных цепей Agilent E5071C ENA Network Analyzer с шириной полосы 300 кГц – 20 ГГц. Формирование плоской линейно поляризованной волны производилось передающей рупорной антенной (3) с рабочим диапазоном частот 0,75–18 ГГц (ETS-Lindgren's model 3115). Для увеличения соотношения «сигнал–шум» и уменьшения влияния эфирных радиопомех в полосе частот 50 МГц – 6 ГГц применялся дополнительный усилитель (2) с коэффициентом усиления 20 дБ. Электрическое поле вблизи кольца регистрировалось линейными зондами (6) и (8) с длиной чувствительного элемента 10 мм. Магнитное поле регистрировалось экранированным кольцевым зондом с внутренним диаметром чувствительного элемента 3,8 мм (6–8). Для измерения полей в ближней зоне кольца, а также изменения фазы рассеянного сигнала, применялся четырехканальный импульсный осциллограф (5) Tektronix DPO73304DX с шириной полосы 33 ГГц. Для определения достоверности полученных результатов перед каждым измерением проводилось определение уровня шумов измерительного тракта вместе с соединительными кабелями без зонда и уровня фонового излучения с зондом при наличии падающего излучения в отсутствие тестовых объектов.

Объектами исследования являлись диэлектрические магнитные диполи кольцевой формы в поле плоской электромагнитной волны.

Диэлектрическое кольцо помещалось в ближней зоне излучения антенны таким образом, чтобы вектор магнитного поля плоской падающей волны был перпендикулярен плоскости кольца, а волновой вектор и вектор электрического поля были параллельны плоскости кольца (см. рис. 2). В этом случае магнитное поле падающей волны возбуждает в диэлектрическом кольце азимутальные

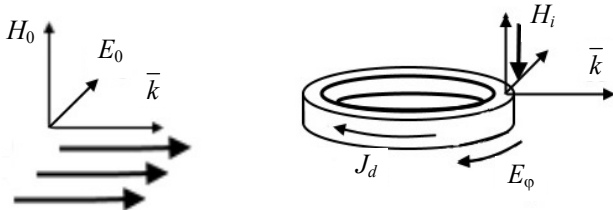


Рис. 2. Расположение кольца относительно плоской волны. J_d – азимутальный ток смещения, возбуждаемый в кольце, E_ϕ – азимутальное электрическое поле, возбуждаемое в кольце.

электрическое поле E_ϕ и ток смещения \vec{J}_d , которые, в свою очередь, индуцируют магнитное поле H_i , взаимодействующее с внешним полем.

Задачей наших исследований являлось прямое измерение результирующих электромагнитных полей вблизи диэлектрического кольца, для чего необходимо было выполнить следующие условия: размер кольца должен быть достаточно велик для измерения полей вблизи него датчиками магнитного и электрического полей. При этом длина волны возбуждающего излучения должна быть много больше диаметра кольца в области резонансных частот, а исследуемая полоса частот была бы доступной и достаточно удобной для измерений. Расчетным путем было показано, что тонкие диэлектрические кольца с диаметром несколько сантиметров и диэлектрической проницаемостью ϵ в диапазоне 100–200 удовлетворяют вышеуказанным условиям в ГГц-диапазоне частот. В наших исследованиях были использованы диэлектрические кольца ($\epsilon \sim 200$) с размерами $38 \times 28 \times 5$ мм и $38 \times 28 \times 10$ мм.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Проведенные нами ранее исследования показали, что для условий эксперимента на рис. 2 рассчитанная основная резонансная частота магнитного диполя в виде кольца $38 \times 28 \times 5$ мм составила 1,32 ГГц, а экспериментально измеренная (см. рис. 3) с помощью электрического пробника – 1,36 ГГц [6]. Собственная частота контура f_0 определялась по формуле из работы [6]:

$$f_0^2 = \frac{c^2}{2\pi^2 \epsilon l r_0^2} \quad (1)$$

где $l = \ln\left(\frac{8R}{r_0}\right) - \frac{7}{4}$, c – скорость света в вакууме,

r_0^2 – эквивалентный (по площади) радиус поперечного сечения кольца, R – усредненный радиус кольца. Отличие между расчетным и измеренным значением резонансной частоты составило не более 4 %. Следует отметить, что длина волны на резонансной частоте была равна 22,7 см, что намного больше диаметра кольца. Также было показано, что для латунного кольца с такими же размерами резонансы в этом диапазоне частот отсутствуют (линия 4 на рис. 3).

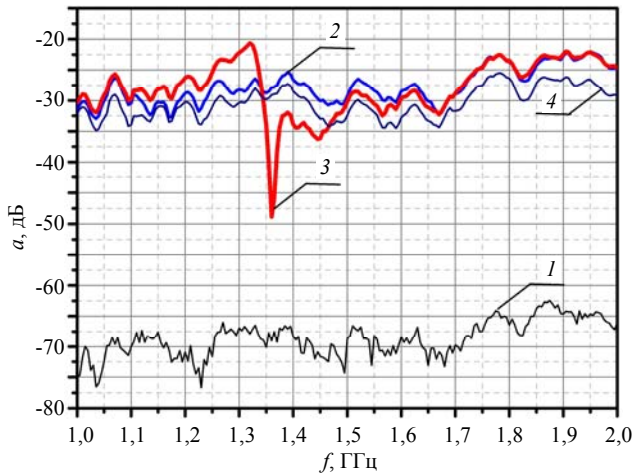


Рис. 3. Измеренные спектры электрического поля вблизи диэлектрического кольца $38 \times 28 \times 5$ мм. 1 – спектр шумов, 2 – спектр без кольца, 3 – спектр вблизи диэлектрического кольца, 4 – спектр вблизи металлического латунного кольца с такими же размерами.

При измерениях спектров частот пробником электрического поля было отмечено влияние пространственного положения пробника относительно исследуемого кольца $38 \times 28 \times 5$ мм на значение измеряемой резонансной частоты (см. рис. 4).

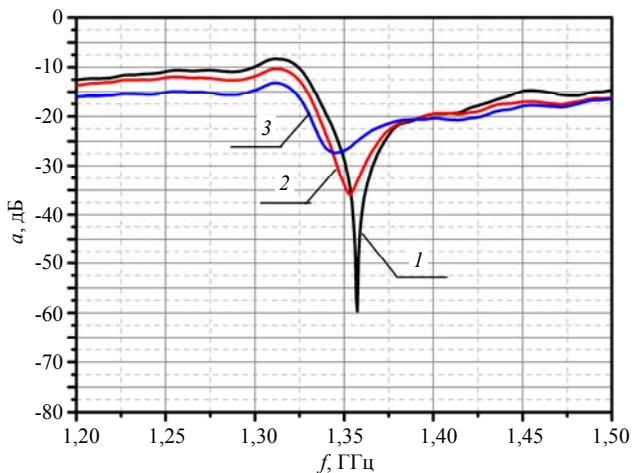


Рис. 4. Влияние расстояния между кольцом ($38 \times 28 \times 5$ мм) и датчиком электрического поля на сдвиг измеряемой резонансной частоты. Расстояние от датчика до края кольца: 1 – 2,0 мм; 2 – 15 мм; 3 – 25 мм.

При уменьшении расстояния между пробником электрического поля и исследуемым кольцом значение измеряемой резонансной частоты увеличивается, что можно объяснить уменьшением эффективной емкости диэлектрического кольца, вызванное электростатической индукцией от металлического проводника [21]. Таким образом, удаление пробника электрического поля от кольца

повышает точность измерения резонансной частоты до 2 % от теоретического значения. Следует также отметить узкую полуширину измеренного резонанса порядка 10 МГц, что указывает на низкие потери в диэлектрическом кольце, что, в свою очередь, обеспечивает возможность использования этого эффекта при создании новых метаматериалов с отрицательной магнитной проницаемостью. Заметим, что в металлических резонаторах с расщепленными кольцами такие низкие потери невозможны [22, 23].

Из формулы (1) следует, что основная резонансная частота уменьшается при увеличении диэлектрической проницаемости материала кольца, увеличении его диаметра, а также площади поперечного сечения. Измеренное значение резонансной частоты для кольца $38 \times 28 \times 10$ мм с увеличенной площадью поперечного сечения составляет 1,07 ГГц, что хорошо согласуется с расчетным значением (рис. 5).

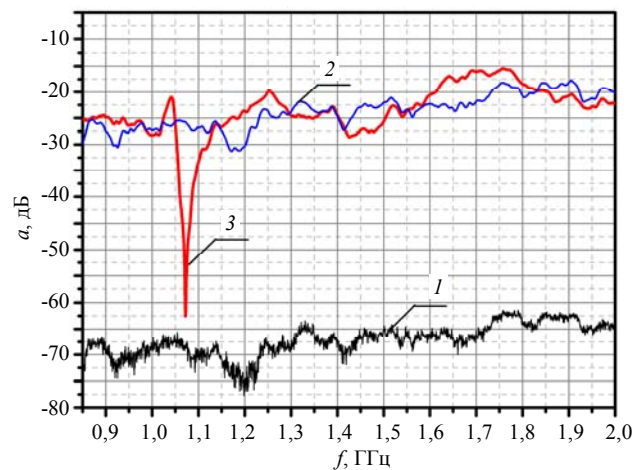


Рис. 5. Измеренные спектры электрического поля вблизи диэлектрического кольца с размерами $38 \times 28 \times 10$ мм. 1 – спектр шумов, 2 – спектр без кольца, 3 – спектр вблизи диэлектрического кольца.

Наряду с этим важным вопросом для управления резонансной частотой является влияние формы объекта при сохранении его объема. Для этих исследований диэлектрическое кольцо с размерами $38 \times 28 \times 5$ мм с рассчитанной резонансной частотой 1,32 ГГц, описанное выше (рис. 3), было разделено на две равные половинки, то есть на два полукольца. Полукольца располагали на некотором расстоянии и затем сдвигали до образования полного кольца. При плотном касании мы получили расщепленное кольцо с зазором не более 0,1 мм и резонансной частотой 1,51 ГГц (спектр (2) на рис. 6).

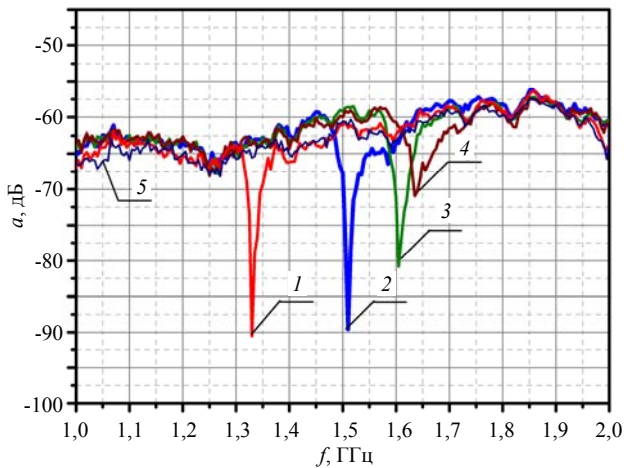


Рис. 6. Сдвиг резонансных частот расщепленного кольцевого магнитного диполя с размерами 38×28×5 мм при различных зазорах. Измерения выполнены кольцевым экранированным пробником магнитного поля. 1 – целое кольцо; 2 – две половинки кольца, зазор – 0,1 мм; 3 – две половинки кольца, зазор – 0,15 мм; 4 – две половинки кольца, зазор – 0,2 мм; 5 – спектр без кольца.

Полученные резонансы характеризуются сдвигом резонансной частоты в стороны бóльших значений с увеличением зазора, по сравнению с резонансной частотой целого кольца. При увеличении зазора более 0,2 мм резонанс практически не проявляется. Полученные результаты можно объяснить на основе аналогии с классическим колебательным контуром Томсона с самоиндукцией L и ёмкостью C . В этом случае резонансная частота определяется выражением

$$f_0^2 = c^2 / 4\pi^2 LC$$

где L – самоиндукция кольца, C – ёмкость. Величина $C = \epsilon S_0 / 4\pi d$ совпадает с ёмкостью плоского конденсатора, площадь обкладок которого S_0 равна площади поперечного сечения круглого кольца с радиусом r_0 , а расстояние между ними равно длине окружности кольца $d = 2\pi R$. При постоянных величинах диэлектрической проницаемости ϵ , радиусов R и r_0 можно изменять резонансную частоту разрезанного кольцевого диполя, изменяя величину зазора между его половинками. Рассматривая разрезы (ширина s) и половинки (длина дуги половинки равна $\pi R - s$) как последовательно соединённые конденсаторы, общая ёмкость которых равна C , можно найти собственную частоту f такого LC контура по формуле Томсона. Для тонкого разреза ($s \ll \pi R$) получим [6]:

$$f = f_0 \sqrt{1 + \epsilon \chi / 2}, \quad (20)$$

здесь f_0 – резонансная частота кольцевого диполя (14), $\chi = s / \pi R$. Экспериментально полученный сдвиг частоты, обусловленный разрезами, показан

на рис. 6. Пользуясь для оценки значениями, указанными в подписи к рис. 3, получим расчетное значение резонансной частоты для плотно соединенного кольца $f = 1,51$ ГГц; разница с измеренным значением не превышает 1–2 %.

Известно, что эффект резонансного рассеяния падающей волны связан с фазовым сдвигом рассеянной волны, близким к π , из-за частотного перехода через резонансное значение. Этот эффект сопровождается сменой направления как электрической, так и магнитной составляющих рассеянного поля, что проявляется в изменении знака резонансного коэффициента вблизи резонансной частоты, обеспечивая резонансное ослабление поля.

Смена фаз колебаний магнитного поля была зафиксирована с помощью экранированного кольцевого зонда магнитного поля с диаметром внутреннего отверстия 3,8 мм при перемещении диэлектрического кольца относительно зонда в направлении вектора \vec{k} (рис. 2). Расстояние от датчика до поверхности кольца составляло 2 мм. При измерении магнитного поля близи поверхности кольца, кольцо сдвигалось таким образом, чтобы результирующий магнитный поток, проходящий через зонд, не экранировался поверхностью кольца при измерениях как внутри, так и снаружи кольца. Экспериментальные спектры поля приведены на рис. 7. Полученные результаты показывают резонансное увеличение магнитного поля внутри кольца (кривая 3, рис. 7) и резонансное ослабление магнитного поля снаружи кольца (кривая 1, рис. 7), что также указывает на смену направления магнитного потока, а, следовательно, и фаз падающего и рассеянного излучения.

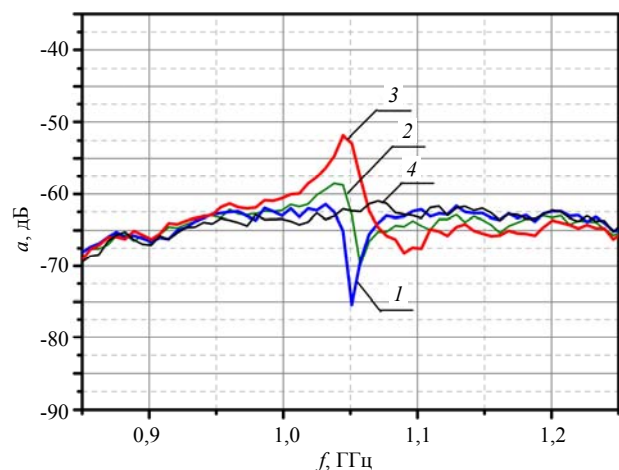


Рис. 7. Спектры, измеренные с помощью экранированного кольцевого зонда магнитного поля, в зависимости от положения кольца относительно зонда (Размеры кольца 38×28×10 мм). 1 – около дальней от антенны наружной стороны кольца; 2 – над поверхностью диэлектрика у дальней от антенны стороны кольца; 3 – внутри кольца около дальней от антенны стороны кольца; 4 – без кольца.

Диэлектрическое кольцо концентрирует магнитное поле при резонансе. Сдвиг пиков резонансных частот в этих двух случаях можно объяснить емкостной связью с датчиком, которая понижает резонансную частоту в случае резонансного увеличения магнитного поля внутри кольца.

Существенно иная картина получена при измерении смены фаз с помощью линейного зонда электрического поля с длиной чувствительной части 10 мм. Экспериментальные спектры напряженности приведены на рис. 8. В этом случае вблизи дальней от антенны стороны кольца как внутри, так и снаружи кольца не зафиксировано резонансное увеличение электрического поля (спектры 1 и 2). При расположении зонда в центре кольца спектр становится идентичным спектру при отсутствии кольца (спектры 3 и 5). При расположении зонда вблизи ближней от антенны внутренней стороны кольца наблюдается резонансное увеличение электрического поля (спектр 4).

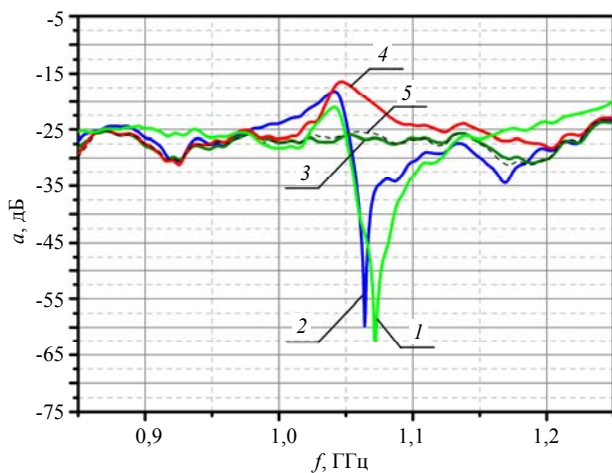


Рис. 8. Спектры, измеренные с помощью зонда электрического поля в зависимости от расстояния зонда от кольца (38×28×10 мм). 1 – около дальней от антенны наружной стороны кольца; 2 – внутри кольца у дальней от антенны стороны кольца; 3 – в центре кольца; 4 – внутри кольца у ближней к антенне стороне кольца; 5 – без кольца.

Полученные результаты можно объяснить протяженным линейным размером зонда и его расположением вдоль вектора электрического поля падающей волны. При расположении зонда внутри или снаружи кольца при резонансе вектор электрического поля индуцированного кольцом всегда будет направлено навстречу вектору электрического поля падающей волны, что и приводит к резонансному ослаблению измеряемого сигнала (спектры 1 и 2 на рис. 8). В центре кольца электрические поля, индуцированные противоположными сторонами кольца, равны по величине, но противоположны по направлению, поэтому суммарное поле в центре будет такое же, как и в слу-

чае отсутствия кольца (спектры 3 и 5 на рис. 8). И только при расположении зонда рядом с ближней от антенны стороны кольца векторы электрического поля падающей волны и индуцированного кольцом совпадают по направлению, что приводит к увеличению амплитуды измеряемого сигнала на резонансной частоте (спектр 4).

Следует также отметить, что значение резонансной частоты, измеренное зондом электрического поля, почти на 2 % больше значения, полученного с помощью зонда магнитного поля. Из этого можно сделать вывод, что измерение резонансной частоты диэлектрических колец зондом магнитного поля дает более близкие к расчетным значениям результаты.

На рис. 9 представлено измеренное распределение магнитного поля вблизи диэлектрического кольца на резонансной частоте. На рис. 9 волновой вектор k направлен сверху вниз вдоль оси Y , а вектор электрического поля E вдоль оси X .

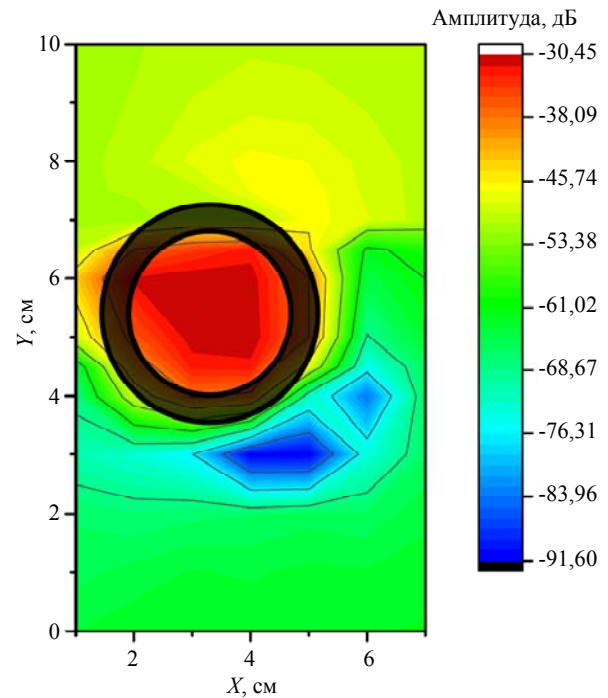


Рис. 9. Пространственное распределение магнитного поля вблизи диэлектрического кольца с размерами 38×28×5 мм, измеренное с помощью экранированного кольцевого зонда магнитного поля на резонансной частоте.

На рис. 9 видно, что при резонансе магнитное поле концентрируется внутри диэлектрического кольца. Наибольшая величина магнитного поля регистрируется в центре кольца. Снаружи кольца наблюдается ослабление магнитного поля вблизи дальней стороны по направлению волнового вектора k . Следует отметить несимметричность смещения зоны ослабленного магнитного поля относительно направления волнового вектора, что

может быть вызвано несимметричностью расположения кабеля магнитного зонда и требует дополнительных исследований.

Заключение

В результате проведенных исследований рассчитан и измерен основной резонанс в спектрах электрического и магнитного полей в ближней зоне диэлектрического кольца при скользящем падении плоской электромагнитной волны. Показаны инверсия потока магнитной индукции и возникновение отрицательной магнитной восприимчивости в области резонанса диэлектрического магнитного диполя. На экспериментально измеренном распределении магнитного поля вблизи диэлектрического кольца видны области усиления поля около ближней стороны кольца и ослабления у дальней стороны кольца вдоль волнового вектора.

Работа поддержана грантом РФФИ
№ 18-08-00633 А.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shvartsburg A. B., Maradudin A. A., Waves in Gradient Metamaterials – Singapore: WSPC, 2013.
2. Silveirinha M. G., Engheta N. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 157403.
3. Qian Zhao, Bo Du, Lei Kang, Hongjie Zhao, Qin Xie, Bo Li, Xing Zhang, Ji Zhou, Longtu Li, Yonggang Meng // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 051106.
4. Червяков Г. Г., Раздобудько В. В. Введение в радиооптику. – М.: Учебная Литература, 2009.
5. Engheta N. // Science. 2007. Vol. 317. P. 1698.
6. Shvartsburg A. B., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P., Fortov V. E. // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 2180.
7. Maci S., Caiazzo M., Cucini A., Casaletti M. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2005. Vol. 53. Issue 1. P. 70.
8. Ремнев М. А., Климов В. В. // УФН. 2018. Т. 188. № 2. С. 169.
9. Staude I., Miroshnichenko A. E., Decker M., Fofang N. T., Liu S., Gonzales E. // ACS Nano 2013. Vol. 7. P. 7824.
10. Nemkov N. A., Stenishchev I. V., Basharin A. A. // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 1064.
11. Kuznetsova S. M., Andryieuski A., Lavrinenko A. V. // Phys. Rev. 2016. Vol. 92. P. 035114.
12. Cai W., Shalaev V. Optical Metamaterials. Fundamentals and Applications. – Springer, 2010.
13. Odit M., Kapitanova P., Andryieuski A., Belov P., Lavrinenko A. V. // Applied Physics Letters. 2016. Vol. 109. P. 011901.
14. Jahani S., Jacob Z. // Nature Nanotechnology. 2016. Vol. 11. P. 23.
15. Filonov D. S., Krasnok A. E., Slobozhanyuk A. P., Kapitanova P. V., Nenasheva E. A., Kivshar Y. S., Belov P. A. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100. P. 201113.
16. Schmidt M. K., Esteban R., Sáenz J. J., Suárez-Lacalle I., Mackowski S., Aizpurua J. // Opt. Express. 2012. Vol. 20. P. 13636.
17. Yang U., Kravchenko I. I., Briggs D. P., Jason V. // Nature communications. 2014. Vol. 5. P. 5753.
18. Saman Jahani, Zubin Jacob // Nature nanotechnology. 2016. Vol. 11. P. 23.
19. Ed. by F. Capolino Metamaterials Handbook: Vol. I. Phenomena and Theory of Metamaterials – CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009.
20. Вендик И. Б., Вендик О. Г. // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 1. С. 3.
21. Ландау Л. Д., Лифушиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1992.
22. Schelkunoff S., Friis G. Antennas: Theory and Practice – New York: Wiley, NY, 1952.
23. Pendry J. B., Holden A. J., Robbins D. J., Stewart W. J. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1999. Vol. 47. P. 2075.

PACS: 75.78.-n, 77.84.-s

Excitation of ring dielectric magnetic dipoles by a plane electromagnetic wave

V. Ya. Pecherkin¹, A. B. Shvartsburg¹, L. M. Vasilyak¹,
S. P. Vetchinin¹, T. S. Kostyuchenko², and V. A. Panov¹

¹ Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences
Bld. 2, 13 Izhorskaya str., Moscow, 125412, Russia
E-mail: vpecherkin@yandex.ru

² Skolkovo Institute of Science and Technology
3, Nobelya str., Moscow, 121205, Russia

Received May 14, 2018

Consideration is given to the resonance properties of a thin dielectric rings induced by displacement currents at sliding incidence to the plane of the ring plane electromagnetic wave of the microwave range of frequencies. Such a circuit with an azimuthal displacement current forms a resonant die-

lectric magnetic dipole. The basic resonance excited by a magnetic field in the near zone of the specified dipole is calculated and measured. The inversion of the magnetic induction flux and the occurrence of negative magnetic susceptibility in the resonance region of the dielectric magnetic dipole are shown. The distribution of the magnetic field near the dielectric ring near the resonant frequency is experimentally measured.

Keywords: dielectric ring, plane polarized electromagnetic wave, resonance, displacement current, dielectric magnetic dipole, magnetic susceptibility, negative magnetic response.

REFERENCES

1. A. B. Shvartsburg and A. A. Maradudin, *Waves in Gradient Metamaterials* (Singapore: WSPC, 2013).
2. M. G. Silveirinha and N. Engheta, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 157403 (2006).
3. Qian Zhao, Bo Du, Lei Kang, Hongjie Zhao, Qin Xie, Bo Li, Xing Zhang, Ji Zhou, Longtu Li, and Yonggang Meng, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 051106 (2008).
4. G. G. Chervyakov and V. V. Razdobudko, *Introduction to Radio Optics* (Uchebnaya literatura, Moscow, 2009) [in Russian].
5. N. Engheta, *Science* **317**, 1698 (2007).
6. A. B. Shvartsburg, V. Ya. Pecherkin, L. M. Vasilyak, S. P. Vetchinin, and V. E. Fortov, *Sci. Rep.* **7**, 2180 (2017).
7. S. Maci, M. Caiazzo, A. Cucini, and M. Casaletti, *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **53** (1), 70 (2005).
8. M. A. Remnev and V. V. Klimov, *Phys. Usp.* **61** (2), 157 (2018).
9. I. Staude, A. E. Miroshnichenko, M. Decker, N. T. Fofang, S. Liu, and E. Gonzales, *ACS Nano.* **7**, 7824 (2013).
10. N. A. Nemkov, I. V. Stenishchev, and A. A. Basharin, *Sci. Rep.* **7**, 1064 (2017).
11. S. M. Kuznetsova, A. Andryieuski, and A. V. Lavrinenko, *Phys. Rev.* **B 92**, 035114 (2016).
12. W. Cai and V. Shalaev *Optical Metamaterials. Fundamentals and Applications* (Springer, 2010).
13. M. Odit, P. Kapitanova, A. Andryieuski, P. Belov, A. V. Lavrinenko, *Applied Physics Letters* **109**, 011901 (2016).
14. S. Jahani and Z. Jacob // *Nature Nanotechnology* **11**, 23 (2016).
15. D. S. Filonov, A. E. Krasnok, A. P. Slobozhanyuk, P. V. Kapitanova, E. A. Nenasheva, Y. S. Kivshar, and P. A. Belov, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 201113 (2012).
16. M. K. Schmidt, R. Esteban, J. J. Sáenz, I. Suárez-Lacalle, S. Mackowski, and J. Aizpurua, *Opt. Express.* **20**, 13636 (2012).
17. U. Yang, I. I. Kravchenko, D. P. Briggs, V. Jason, *Nature Communications* **5**, 5753 (2014).
18. Jahani Saman and Jacob Zubin, *Nature Nanotechnology* **11**, 23 (2016).
19. *Metamaterials Handbook: Vol. I. Phenomena and Theory of Metamaterials*, Ed. by F. Capolino (CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009).
20. I. B. Vendik and O. G. Vendik, *Tech. Phys.* **83** (1), 3 (2013).
21. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media* (Pergamon Press, London, 1960).
22. S. Schelkunoff and G. Friis, *Antennas: Theory and Practice* (Wiley, New York, 1952).
23. J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47**, 2075 (1999).