

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Диэлектрические резонансные магнитные диполи:
парадоксы, перспективы, первые эксперименты

А.Б. Шварцбург, В.Я. Печёркин, Л.М. Василяк, С.П. Ветчинин, В.Е. Фортов

Исследованы кольцевые диэлектрические колебательные контуры, возбуждаемые токами смещения при скользящем падении на контур радиоволн гигагерцового диапазона. Такой контур с азимутальным током смещения образует резонансный диэлектрический магнитный диполь. Рассчитаны и измерены резонансы в спектрах полей в ближней зоне указанного диполя. Показаны инверсия потока магнитной индукции и возникновение отрицательной магнитной восприимчивости в области резонанса диэлектрического магнитного диполя. Теоретически исследованы и экспериментально измерены спектры резонансного взаимодействия пары магнитных диполей, возбуждённых токами смещения. Отмечены перспективы использования таких диполей для моделирования наноструктур со знакопеременной магнитной восприимчивостью.

Ключевые слова: ток смещения, диэлектрический метаматериал, диэлектрический магнитный диполь, взаимодействие резонансных диполей, отрицательная магнитная восприимчивость

PACS numbers: 75.78. – n, 77.84. – s

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.03.038139>

Содержание

1. Введение (780).
 2. Электродинамика токов смещения (781).
 3. Резонансное рассеяние на диэлектрических телах (резонансы Ми) (781).
 4. Диэлектрический магнитный диполь и колебательный контур Томсона (783).
 5. Знакопеременная магнитная индукция кольцевого тока смещения (785).
 6. Резонансное взаимодействие магнитных диполей (786).
 7. Диэлектрический магнитный диполь — перспективный элемент нанофотоники? (787)
- Список литературы (788).

1. Введение

Настоящая статья посвящена эффекту резонансной электромагнитной индукции в непроводящей диэлектрической среде. Изменение магнитного поля в таких средах

возбуждает токи смещения, которые, в отличие от токов проводимости, пропорциональны не электрическому полю, а скорости его изменения. Конкретно речь пойдёт о токах смещения и полях сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона в субволновых полностью диэлектрических структурах, не содержащих свободных носителей, и о возможном перенесении этих эффектов в оптический диапазон. Интерес к этим явлениям в последние 10–15 лет стремительно растёт, исследования стимулируются несколькими проблемами, прикладными и академическими.

1. Возникла тенденция замены металлических элементов радиоэлектроники субволновыми слабопоглощающими диэлектрическими структурами из искусственных материалов — метаматериалов; при создании таких материалов открываются возможности оптимального сочетания электрических и магнитных параметров, включая такие необычные эффекты, как контролируемая нелокальная дисперсия [1], нулевая либо отрицательная диэлектрическая проницаемость [2] и отрицательная магнитная восприимчивость [3].

2. 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 недавно получило специальное название — *метатроника* [5]. Обобщение эффектов электромагнитной индукции, традиционно связанных с токами проводимости в металлах, для токов смещения в диэлектриках указывает конкретные пути уменьшения потерь и миниатюризации

А.Б. Шварцбург. Объединённый институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13, стр. 2, 125412 Москва, Российская Федерация; Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация; Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова 8, 690950 Владивосток, Российская Федерация
E-mail: alex-s-49@yandex.ru

В.Я. Печёркин, Л.М. Василяк, С.П. Ветчинин, В.Е. Фортов. Объединённый институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13, стр. 2, 125412 Москва, Российская Федерация

Статья поступила 5 апреля 2017 г.

оптоэлектронных систем, при большой диэлектрической проницаемости и малых диэлектрических потерях размеры диэлектрических резонаторов существенно меньше размеров металлических резонаторов.

3. Встала принципиально новая задача — управление магнитными компонентами светового поля оптического и инфракрасного (ИК) диапазонов с помощью диэлектрических магнитных структур — так называемый оптический магнетизм [6]. Ни с магнитными диэлектриками [7], ни с магнитооптикой [8] рассматриваемые диэлектрические магниты, несмотря на созвучное название, не имеют ничего общего: задача связана с созданием наноразмерных колебательных систем и генерацией магнитных мод, уже опробованных в ГГц-диапазоне [9].

В настоящей статье мы остановимся на первой группе результатов, связанных с созданием нового класса полностью диэлектрических колебательных систем, работающих на токах смещения. Некоторые характерные особенности таких токов и генерация магнитных мод при резонансном рассеянии электромагнитных волн на диэлектрических телах (рассеяние Ми) обсуждаются в разделах 2 и 3. Другой механизм резонансного возбуждения, приводящий к формированию резонансного диэлектрического магнитного кольцевого диполя и отрицательной магнитной индукции, рассмотрен в разделах 4 и 5. Спектры резонансного взаимодействия таких диполей в ближней зоне представлены в разделе 6. В заключительном разделе 7 обсуждаются возможности использования резонансных магнитных диполей для моделирования диэлектрических нанооптических структур.

2. Электродинамика токов смещения

Концепцию тока смещения и само это название ввёл Максвелл почти 150 лет тому назад, объясняя, как работает колебательный контур Томсона. В начале своей научной карьеры В. Томсон, один из отцов-основателей первого трансатлантического телеграфа, создатель абсолютной шкалы температур, удостоенный за свои открытия титула "барон Кельвин", создал первое устройство для генерации колебаний электрического тока. Устройство состояло из электрической цепи, содержащей батарею, конденсатор и катушку индуктивности. При разряде конденсатора электрический ток проходил через катушку, возбуждая магнитное поле, а потом спад магнитного поля возбуждал ток, приводя к перезарядке конденсатора; энергия системы периодически перекачивалась от конденсатора к катушке и обратно. Этот "электрический маятник" вошёл в учебники как "колебательный контур Томсона".

Однако эта новинка сразу же выявила парадокс: в отличие от токов, текущих по проводникам, переменный ток проникал через пустой зазор между пластинами конденсатора, так что в линии тока в проводнике образовывался разрыв. С другой стороны, непрерывность тока, понимаемая по аналогии с непрерывностью потока жидкости в трубе, казалась очевидной. Несколько лет спустя конфликт теории с экспериментом разрешила догадка Максвелла о возбуждении магнитного поля \mathbf{H} при изменении во времени электрической индукции \mathbf{D} . Обозначив привычный ток в проводнике как "ток проводимости", Максвелл дал своему нововведению и название "магнитный ток смещения", и формулу для

расчёта плотности этого тока

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (1)$$

В рамках принятой тогда теории эфира новый термин связывал изменение электрической индукции со смещением частиц эфира. Новое понятие позволило Максвеллу записать в *Трактате об электричестве и магнетизме* (1873 г.) основную систему уравнений электродинамики и предсказать существование особого вида колебаний — электромагнитных волн.

Представления о токах смещения и электромагнитных волнах укоренились в физическом сообществе не сразу, сам Максвелл не дожидаясь до триумфа уравнений Максвелла. Можно вспомнить, что в конце XIX в. и электромоторы, и системы освещения, и зарождающаяся телефония использовали привычные токи проводимости в металлах, а непроводящим диэлектрикам отводилась роль изоляторов. В отличие от этого, "ток смещения" казался математическим фантомом, вставленным в одно из уравнений Максвелла для того, чтобы сохранить непрерывность линий переменного тока в непроводящей среде. Действительно, этот новый объект электродинамики, хотя и назывался "током", имел мало общего с устоявшимися законами токов проводимости, составлявшими физические основы электротехники. В отличие от тока проводимости, ток смещения не описывался законом Ома, не локализовался в проводах и был непригоден для электронагрева. Спустя несколько лет после опубликования максвелловского *Трактата* Генрих Герц, экспериментируя с искрами в разрядниках, наглядно показал распространение электромагнитных волн через пустое пространство, разделяющее разрядники; более того, в другом опыте эти волны проходили и через слой диэлектрика — бетонную плиту. После открытия распространения электромагнитных волн в непроводящих средах прилагательное "магнитный" в определении тока смещения отпало, а сама концепция стала общепризнанной.

3. Резонансное рассеяние на диэлектрических телах (резонансы Ми)

В последнее десятилетие быстро развивается новое направление электродинамики сплошных сред, нацеленное на создание диэлектриков с требуемыми спектральными и пространственными характеристиками магнитного отклика в ГГц-, ТГц- и ИК-диапазонах. Помимо задачи намагничивания однородных полупроводников со свободными электронами в поле электромагнитной волны [10] обсуждаются пути создания неоднородных метаматериалов, магнитные свойства которых обеспечиваются наноразмерными диэлектрическими включениями заданной формы [11, 12]; эти включения действуют как резонаторы, внутри которых формируются собственные моды. Спектры таких мод определяются резонансами Ми.

Простой пример формирования резонанса Ми можно иллюстрировать задачей о рассеянии плоской волны на бесконечном однородном диэлектрическом цилиндре [13]. Рассмотрим распространение линейно поляризованной волны вдоль оси z ; магнитные компоненты падающей и рассеянной полей и поля внутри цилиндра H_z^{inc} , H_z^{sc} и H_z^{int} определяются решениями волнового уравне-

ния в виде функций Бесселя J_m и функций Ганкеля первого рода $H_m^{(1)}$,

$$H_z^{\text{inc}}(kr) = H_0 \sum_m i^m J_m(kr) \exp(im\phi),$$

$$H_z^{\text{sc}}(kr) = -H_0 \sum_m i^m a_m H_m^{(1)}(kr) \exp(im\phi), \quad (2)$$

$$H_z^{\text{int}}(nkr) = H_0 \sum_m i^m c_m J_m(nkr) \exp(im\phi).$$

Коэффициенты a_m и c_m в (2) определены из граничных условий непрерывности волнового поля на поверхности цилиндра,

$$a_m = \frac{1}{A} \left[J_m(\xi) \frac{dJ_m(n\xi)}{d\xi} - n J_m(n\xi) \frac{dJ_m(\xi)}{d\xi} \right], \quad (3)$$

$$c_m = \frac{J_m(\xi) - a_m H_m^{(1)}(\xi)}{J_m(n\xi)}, \quad (4)$$

$$A = H_m^{(1)}(\xi) \frac{dJ_m(n\xi)}{d\xi} - n J_m(n\xi) \frac{dH_m^{(1)}(\xi)}{d\xi}, \quad (5)$$

$$\xi = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

В выражениях (2)–(5) n и a — показатель преломления и радиус цилиндра, λ — длина падающей волны.

Магнитные эффекты в такой структуре обусловлены токами смещения \mathbf{j}_d . Эти токи, вызываемые переменной электрической индукцией \mathbf{D} внутри цилиндра в плоскостях, перпендикулярных оси цилиндра (1), могут быть многократно усилены, если геометрический параметр ξ в (5) соответствует одной из собственных мод колебаний поля внутри цилиндра. Приравняв нулю знаменатель в выражении (3) для a_m , получим уравнение, определяющее резонансы Ми порядка m при рассеянии на цилиндре: $A = 0$. При таком резонансе значения коэффициента c_m в (4) возрастают как A^{-1} и поле внутри цилиндра определяется функцией $J_m(nkr)$. Указанный резонанс может усилить магнитные эффекты немагнитных диэлектрических включений; такое усиление магнитного поля внутри длинного полого цилиндра, заполненного дистиллированной водой при температуре 363 К с относительной диэлектрической проницаемостью 58, отмечено в [14]. Однако магнитный поток не концентрируется полностью внутри цилиндра, а, убывая снаружи цилиндра, образует вокруг него своеобразное "гало" [15].

Аналогичное рассмотрение рассеяния линейно поляризованной волны на шаре позволяет найти спектр собственных мод однородного диэлектрического шара. Резонансная частота m -й моды определяется уравнением [16]

$$J_m(\theta\xi) \frac{dH_m^{(1)}(\xi)}{d\xi} - \theta^{2p-3} H_m^{(1)}(\xi) \frac{dJ_m(\theta\xi)}{d\xi} = 0. \quad (6)$$

Здесь J_m и $H_m^{(1)}$ — сферические функции Бесселя и Ганкеля, значение p соответствует ТМ-поляризации ($p = 1$) или ТЕ-поляризации ($p = 2$) волны, ξ — геометрический параметр, θ — относительный показатель преломления,

$$\xi = \frac{2\pi a n_{\text{med}}}{\lambda}, \quad \theta = \frac{n_p}{n_{\text{med}}}, \quad (7)$$

n_p и n_{med} — показатели преломления материала шара и окружающей среды. Собственные моды для наносфер из

кремния, встроенных в серебряную матрицу, описаны в [17]. Для неоднородной сферы с радиально-симметричным ступенчатым профилем показателя преломления резонансные частоты определены в [18].

Точные аналитические решения волнового уравнения, описывающие спектры собственных мод рассеивателя, известны для бесконечно длинного цилиндра [13] и рассеивающей сферы [19]. Резонансные режимы рассеяния Ми на диске и конусе исследованы численно в [20]. Более общие численные методы анализа магнитных мод в несферических осесимметричных телах, основанные на приближённом решении интегральных уравнений, развиты в [21]. Следует отметить, что некоторые тела вращения, например открытые диэлектрические резонаторы, работающие на гигагерцовых частотах, давно используются в СВЧ-технике. Так, в работе [22] на основе решений уравнения Максвелла в дифракционном приближении определены симметричные типы собственных колебаний различных кольцевых диэлектрических резонаторов в зависимости от их размеров и диэлектрической проницаемости ϵ ; в частности, для диэлектрических колец с большими значениями ϵ показано существенное уменьшение количества частот собственных радиальных колебаний на низших модах по сравнению с количеством таковых для сплошных диэлектрических цилиндрических резонаторов. При этом численное решение граничной задачи для собственных частот кольцевого диэлектрического резонатора, полученное для нескольких наборов геометрических параметров, ограничено областью положительного магнитного отклика. Строгое решение электродинамической задачи затруднено из-за наличия открытых граничных поверхностей с резкими перепадами ϵ между средами и необходимости учёта дифракционных явлений при рассеянии волн на таких границах. Решения для тонкого диэлектрического кольца, в котором индуцируются лишь азимутальные колебания, отсутствуют [22].

Ниже рассматривается резонансный отклик при скольжении падения плоской волны на тонкое диэлектрическое кольцо, соответствующее геометрии, представленной на рис. 1б. В этом случае в кольцевом контуре возбуждаются основная азимутальная мода колебаний поля и азимутальный ток смещения; контур, обтекаемый током смещения, образует своеобразный диэлектрический магнитный диполь. Спектры полей такого диполя отличаются рядом особенностей:

а) определяющим влиянием малого радиуса кольца на его резонансные свойства;

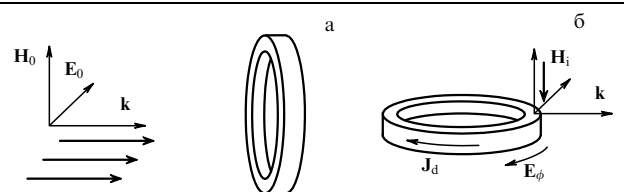


Рис. 1. Геометрия рассеяния линейно поляризованной плоской волны с компонентами \mathbf{E}_0 и \mathbf{H}_0 и волновым вектором \mathbf{k} . (а) Нормальное падение, плоскость кольца перпендикулярна вектору \mathbf{k} . (б) Скользящее падение, плоскость кольца перпендикулярна магнитной компоненте падающей волны \mathbf{H}_i . Расположение, показанное на рис. б, используется в экспериментах по резонансному возбуждению колебаний тока смещения в диэлектрическом кольцевом контуре. \mathbf{J}_d и \mathbf{E}_ϕ — азимутальный ток смещения и вихревое электрическое поле, индуцированные в контуре.

б) инверсией магнитной индукции и возникновением отрицательной магнитной восприимчивости кольцевого контура;

в) резонансным взаимодействием пары магнитных диполей.

Ниже обсуждаются теоретические и экспериментальные исследования этих эффектов.

4. Диэлектрический магнитный диполь и колебательный контур Томсона

В колебательном контуре Томсона ёмкость и индуктивность формировались отдельными элементами — конденсатором и катушкой индуктивности. Сходное "разделение функций" использовано и в расщеплённом кольцевом резонаторе Пендри [23], состоящем из двух концентрических металлических колец (индуктивности) с разрезами (ёмкости). В отличие от этого, ниже обсуждаются колебательные режимы неразрезанного диэлектрического кольца с $\varepsilon \gg 1$, совмещающего обе указанные функции.

Рассмотрим взаимодействие электромагнитной волны с тонким диэлектрическим кольцом кругового сечения, большой и малый радиусы которого, R и r_0 , удовлетворяют условию $R \gg r_0$. Плоская линейно поляризованная волна с волновым числом k падает в направлении x так, что магнитная компонента волнового поля $H_0 \exp[i(kx - \omega t)]$ направлена вдоль оси z , перпендикулярной плоскости кольца xy ; электрическое поле волны E направлено вдоль оси y (рис. 16).

Магнитный поток этой компоненты через кольцевой контур выражается как

$$\Phi_0 = H_0 F \exp(-i\omega t), \quad F = \int \exp(ikx) dS. \quad (8)$$

Интеграл в (8) берётся по площади внутри кольца радиусом R и выражается через функцию Бесселя J_1 [24]:

$$F = \pi R^2 f(kR) \exp[i(kR - \omega t)], \quad f(kR) = \frac{2J_1(kR)}{kR}. \quad (9)$$

В кольце индуцируется азимутальный ток I , который в свою очередь генерирует поток магнитной индукции Φ_1 , так что полный поток индукции через кольцо составляет $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1$. Вихревая ЭДС U и электрическое поле E_ϕ , индуцированные в кольце, определяются изменениями потока Φ :

$$U = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad E_\phi = \frac{U}{2\pi R}. \quad (10)$$

Дальнейший анализ магнитных эффектов кольцевого контура зависит от проводимости контура. Эти эффекты удобно иллюстрировать, сравнивая токи I , наведённые одинаковыми переменными магнитными потоками Φ_0 в двух одинаковых тонких кольцах, одно из которых изготовлено из проводника с проводимостью σ , а другое — из диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ε (рис. 16). Временные и спектральные зависимости тока I принципиально различны для случаев проводящего и непроводящего контура: плотность тока проводимости j_c зависит от первой производной потока Φ , а плотность тока смещения j_d , возникающего в непроводящем диэлектрическом контуре, определяется

второй производной Φ :

$$j_c = -\frac{\sigma}{2\pi R c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad j_d = -\frac{\varepsilon}{8\pi^2 R c} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}. \quad (11)$$

Учитывая остаточную проводимость диэлектрика и используя выражение для самоиндукции тонкого кольца L [8], можно представить поток магнитной индукции Φ_1 в плоскости кольца в виде

$$\Phi_1 = \frac{LI}{c}, \quad L = 4\pi Rl, \quad l = \ln\left(\frac{8R}{r_0}\right) - \frac{7}{4}, \quad (12)$$

$$I = \pi r_0^2 (j_c + j_d).$$

Подставляя соотношения (12) в выражение для полного потока магнитной индукции $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1$, получим уравнение, описывающее поток Φ через контур,

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \omega_0^2 \Phi = \omega_0^2 \Phi_0. \quad (13)$$

Собственная частота контура ω_0 и декремент затухания γ в (13) определяются формулами

$$\omega_0^2 = \frac{2c^2}{\varepsilon l r_0^2}, \quad \gamma = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}. \quad (14)$$

Решение уравнения (13) можно представить в виде

$$\Phi = \Phi_0 A(\omega) \exp(-i\omega t), \quad A(\omega) = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (15)$$

Выражение для магнитного потока (15) показывает, что диэлектрическое кольцо с азимутальным током (рис. 16) можно рассматривать как резонансный магнитный диполь, возбуждаемый током смещения; резонансный эффект вблизи частоты ω_0 описывается множителем $A(\omega)$. Ток смещения I_d , рассчитанный при подстановке (15) в (11), также содержит резонансный множитель $A(\omega)$:

$$I_d = \frac{\varepsilon r_0^2 \omega^2 A(\omega) \Phi_0 \exp(-i\omega t)}{8\pi R c}. \quad (16)$$

По известному току I_d можно найти вектор-потенциал этого тока A_ϕ и выразить через A_ϕ компоненты электромагнитного поля, наведённого током I_d в ближней зоне кольца,

$$A_\phi = \frac{2IR}{c} \aleph, \quad \aleph = \int_0^\pi d\phi \frac{\exp(ikr)}{r} \cos \phi. \quad (17)$$

Переменные r и ϕ в интеграле (17) — соответственно расстояние от центра кольца и азимутальный угол в плоскости кольца. Вихревое электрическое поле E_{curl} и компоненты магнитного поля H_z и H_ρ вне кольца выражаются через A_ϕ [8]:

$$E_{\text{curl}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_\phi}{\partial t}, \quad H_z = \frac{\partial A_\phi}{\partial \rho} + \frac{A_\phi}{\rho}, \quad H_\rho = -\frac{\partial A_\phi}{\partial z}. \quad (18)$$

Спектр поля E_{curl} в ближней зоне ($kr \ll 1$), рассчитанный из (16)–(18), удобно представить в безразмерном виде:

$$\frac{E_{\text{curl}}}{H_0} = \frac{iR^2 \omega^3 A(\omega) \aleph l f}{2c\omega_0^2} \exp[i(kR - \omega t)], \quad (19)$$

параметр f определён в (9). Как поле E_{curl} , так и магнитные компоненты H_z и H_ρ , определённые из (18), содержат резонансный множитель $A(\omega)$; причём компоненты H_z и H_ρ сдвинуты по фазе на $0,5\pi$ по отношению к E_{curl} . Эти соотношения показывают, что при скользющем падении линейно поляризованной волны на диэлектрическое кольцо в ближней зоне кольца формируется стоячая волна, в спектре которой имеется резонансная частота.

Эксперимент. При постановке экспериментов ставилась задача непосредственного обнаружения и исследования следующих основных эффектов, предсказанных теорией:

- 1) обнаружение резонансных частот при скользющем падении линейно поляризованной ТЕМ-волны на диэлектрическое кольцо;
- 2) исследование влияния материала и геометрии объекта на основные резонансные частоты;
- 3) возбуждение резонансного магнитного отклика со сменой фазы в переизлучённой волне и инверсией результирующего магнитного поля;
- 4) обнаружение резонансного взаимодействия двух магнитных диполей из двух диэлектрических колец.

Следует отметить, что при создании метаматериалов с отрицательным магнитным откликом используют металлические элементы чрезвычайно малых размеров, их характеристики закладываются в математическую модель и посредством расчёта находят интегральное поле взаимодействия с падающей волной.

Целью наших исследований являлось непосредственное измерение полей вблизи диэлектрического кольца для получения максимально точной информации и корректного сравнения с результатами теоретических вычислений. Для этого рассчитывались кольца с различными геометрическими размерами и диэлектрической проницаемостью с целью выбора такого кольца, размер которого, с одной стороны, был бы достаточно велик для измерения полей около него, а с другой стороны, был бы много меньше длины падающей волны в области резонансных частот и исследуемая полоса частот была бы доступной и достаточно удобной для измерений. В результате ряда приближений были изготовлены кольца с размерами $38 \times 28 \times 5$ мм, относительной диэлектрической проницаемостью ~ 200 и рассчитанной резонансной частотой 1,32 ГГц.

Формирование плоской линейно поляризованной волны в требуемом диапазоне частот и регистрация отклика исследуемого объекта осуществлялись анализатором радиочастотных цепей Agilent E5071C ENA Network Analyzer с шириной полосы 300 кГц–20 ГГц, передающей рупорной антенной (ETS-Lindgren's model 3115) для полосы частот 0,75–18 ГГц и рупорной антенной (ETS-Lindgren's model 3160-09) для полосы частот 18–26,5 ГГц. Для увеличения соотношения сигнал–шум и уменьшения влияния эфирных радиопомех в полосе частот 5 МГц–6 ГГц применялся дополнительный усилитель с коэффициентом усиления 20 дБ. Электрическое поле вблизи кольца регистрировалось линейными зондами с длиной чувствительного элемента 10 мм. Магнитное поле измерялось экранированным кольцевым зондом с диаметром чувствительного элемента 5 мм. В некоторых экспериментах для регистрации плоской волны за кольцом использовалась вторая рупорная антенна. Для измерения полей у кольца, а также изменения фазы рассеянного сигнала применялся четырёхканальный им-

пульсный осциллограф Tektronix DPO73304DX с шириной полосы 33 ГГц. Для установления достоверности полученных результатов перед каждым измерением определялись уровень шумов измерительного тракта вместе с соединительными кабелями без зонда при наличии падающего излучения и уровень фонового излучения с зондом при наличии падающего излучения в отсутствие тестовых объектов.

Для проверки корректности диагностических систем на первом этапе проведения экспериментов были исследованы известные резонансные частоты диэлектрического кольца при расположении, показанном на рис. 1а, когда плоскость кольца была перпендикулярна волновому вектору, а центр кольца находился на оси излучения антенны в плоскости максимального излучения. Кроме диэлектрического кольца во всех экспериментах исследовалось также латунное кольцо с такими же размерами.

В спектральном диапазоне 12,4–20 ГГц была обнаружена резонансная частота 15,1 ГГц, которая хорошо согласуется со значением, вычисленным для этой геометрии в рамках теории диэлектрических коаксиальных резонаторов [22, 25]. В диэлектрических кольцах можно возбудить несколько мод колебаний. Данная частота 15,1 ГГц связана с высшими азимутальными колебаниями, возбуждаемыми электрической составляющей падающей волны. Эти колебания широко используются в различных микроволновых устройствах. Для латунного кольца с теми же размерами никаких резонансов в этом диапазоне не обнаружено.

Далее были исследованы резонансные свойства диэлектрического кольца при его расположении согласно рис. 1б, когда плоскость кольца была параллельна электрическому вектору и перпендикулярна магнитному вектору, а центр кольца находился на оси излучения антенны. Расстояние между антенной и датчиком составляло 60 см. Результаты измерений представлены на рис. 2. Для диэлектрического кольца обнаружена резонансная частота 1,36 ГГц, которая возбуждается магнитной составляющей падающей волны. Экспериментальное значение резонансной частоты незначительно отличается от теоретического (14), равного 1,32 ГГц. Для латунного кольца резонансы в этом диапазоне не обна-

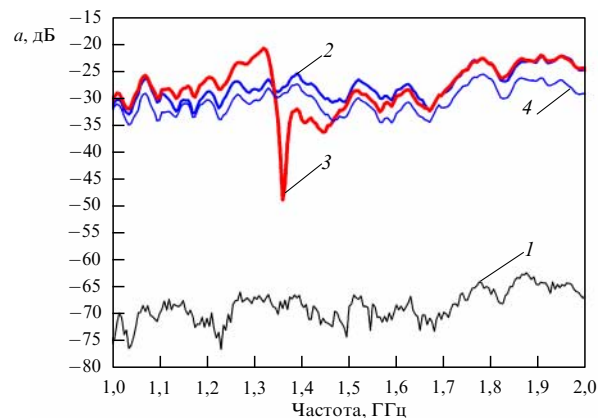


Рис. 2. Экспериментальные спектры азимутального вихревого электрического поля вне кольца. Спектры 1, 2 и 3 показывают соответственно уровень шумов, уровни поля без кольца и поля в центре кольца. Спектр 3 содержит резонанс на частоте 1,36 ГГц. Спектр металлического кольца (кривая 4) не содержит резонанса.

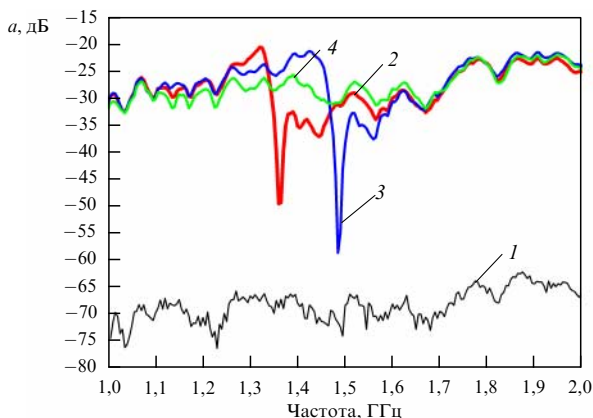


Рис. 3. Сдвиг резонансной частоты расщеплённого кольцевого магнитного диполя. 1 — уровень шумов, 2 — спектр нерасщеплённого кольца, 3 — спектр кольца с щелью шириной 0,01 см, 4 — спектр излучения без кольца.

ружены. Следует отметить малую полуширину этого резонанса 20 МГц, указывающую на низкие потери в диэлектрическом кольце, что в свою очередь обеспечивает возможность использовать этот эффект при создании новых метаматериалов с отрицательной магнитной проницаемостью. Заметим, что в металлических резонаторах с расщеплёнными кольцами такие низкие потери недостижимы [23].

Кроме влияния материала важным вопросом для обнаруженного резонанса является форма объекта, даже при сохранении его объёма. Если провести аналогию с линиями передачи, то геометрическая форма линии будет определять типы передаваемых волн. Для исследований диэлектрическое кольцо с резонансной частотой 1,36 ГГц, описанное выше, было разделено пополам, т.е. на два одинаковых полукольца. Полукольца разносили на некоторое расстояние и затем сдвигали до образования полного кольца. Практически вплоть до полного сближения, когда образуется расщеплённое кольцо с щелью около 0,1 мм, резонанс не проявляется (рис. 3). Полученный резонанс характеризуется неким сдвигом резонансной частоты, по сравнению с таковой изначального целого кольца. Полученные результаты можно объяснить на основе аналогии с колебательным контуром Томсона.

Если записать в выражении для частоты ω_0 в (14) величину l^{-1} через самоиндукцию кольца L (12), а радиус r_0 — через площадь поперечного сечения кольца $S_0 = \pi r_0^2$, то (14) совпадёт с классической формулой Томсона ($\omega_0^2 = c^2/(LC)$) для собственной частоты колебательного контура с самоиндукцией L и ёмкостью C , где величина $C = \epsilon S_0/(4\pi d)$ совпадает с ёмкостью плоского конденсатора, имеющего площадь обкладок S_0 с расстоянием между ними, равным длине окружности кольца $d = 2\pi R$.

Продолжая эту аналогию, можно указать способ увеличить резонансную частоту кольцевого диполя, не меняя ни диэлектрическую проницаемость ϵ , ни радиусы R и r_0 : для этого достаточно двумя тонкими радиальными разрезами разделить кольцо пополам. 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 Ω такого LC -контура по формуле Томсона; для тонкого разреза ($s \ll \pi R$) получим

$$\Omega = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{\epsilon \chi}{2}}, \quad \chi = \frac{s}{\pi R}, \quad (20)$$

здесь ω_0 — частота кольцевого диполя (14). Экспериментально полученный сдвиг частоты, обусловленный разрезами, показан на рис. 3. Принимая для оценки значения, указанные в подписи к рис. 3, получим $\Omega/(2\pi) = 1,49$ ГГц; таким образом, разница с измеренным значением не превышает 1–2 %.

5. Знакопеременная магнитная индукция кольцевого тока смещения

При приближении частоты ω к ω_0 амплитуда колебаний индуцируемого потока Φ_i через непроводящее кольцо возрастает, а при переходе в область высоких частот, $\omega > \omega_0$, направления индуцирующего, Φ , и индуцируемого, Φ_i , потоков становятся противоположными [24]. Выражая связь Φ и Φ_i в виде $\Phi_i = \mu\Phi$, можно отметить область частот $\omega > \omega_0$, в которой $\mu < 0$, что соответствует инверсии потока индукции и отрицательной магнитной восприимчивости кольцевого элемента. Этот эффект сопровождается указанным обратным направлением как электрической, так и магнитной составляющих рассеянного поля, что проявляется в изменении знака резонансного фактора (15) вблизи резонансной частоты.

Сдвиг фаз результирующих резонансных колебаний определялся двумя способами: с помощью осциллографа и двух линейных электрических зондов при подаче на антенну сигнала с резонансной частотой диэлектрического кольца и с помощью экранированного зонда магнитного поля. В первом случае один зонд, используемый в качестве референтного, располагался вблизи антенны вне зоны действия диэлектрического кольца. Другой измерительный зонд располагался вблизи кольца. Зонды закреплялись неподвижно параллельно вектору E падающей волны, для того чтобы между ними не возникал набег фаз от падающей волны. При перемещении кольца относительно второго зонда фиксировалось непосредственное изменение фазы сигнала относительно фазы сигнала референтного зонда с помощью высокоскоростного осциллографа. Результаты измерений приведены на рис. 4.

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 $A(\omega)$ (15) вблизи резонансной частоты, обеспечивая резонансное ослабление поля. При смещении кольца относительно второго измерительного зонда фазовый сдвиг, близкий к π , между сигналами от кольца и референтного зонда был обнаружен у дальней от антенны стороны диэлектрического кольца (кривая 2), что указывает на образование отрицательного магнитного отклика диэлектрического кольца с током смещения. Следует отметить, что амплитуда сигнала от зонда, расположенного вблизи передней стороны кольца в направлении антенны (кривая 3), выше, чем амплитуда сигнала от референтного зонда (кривая 1)

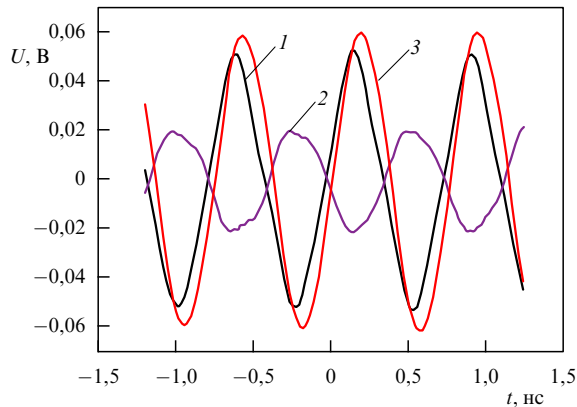


Рис. 4. Осциллограммы напряжения, полученные с помощью линейных зондов электрического поля. Кривая 1 — напряжение референтного зонда, кривая 2 — напряжение измерительного зонда вблизи дальней (от антенны) стороны диэлектрического кольца, кривая 3 — напряжение вблизи ближней (от антенны) стороны диэлектрического кольца.

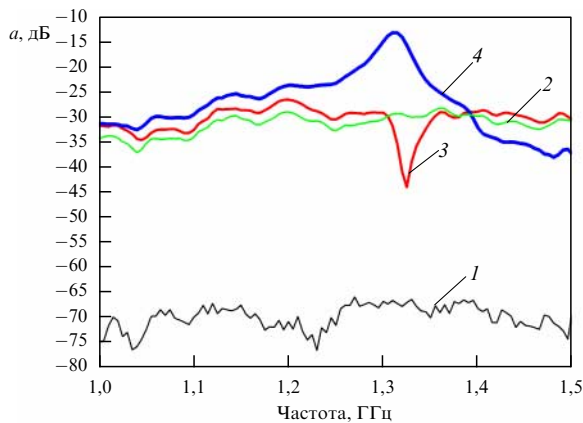


Рис. 5. Экспериментальные спектры напряжения, полученные с помощью экранированного кольцевого зонда магнитного поля. 1 — спектр шумов, 2 — спектр излучения без кольца, 3 — спектр излучения снаружи кольца, 4 — спектр излучения внутри кольца.

без кольца, из-за интерференции падающей и отражённой волн.

Во втором случае смена фаз колебаний магнитного поля была зафиксирована с помощью экранированного кольцевого зонда магнитного поля при перемещении диэлектрического кольца относительно зонда в направлении вектора \mathbf{k} (рис. 5). Так как диаметр зонда составлял 5 мм, при измерении сдвига фаз вблизи поверхности кольца оно сдвигалось таким образом, чтобы магнитный поток, проходящий через зонд, не экранировался поверхностью кольца при измерениях как внутри, так и снаружи кольца. Полученные результаты показывают резонансное увеличение магнитного поля внутри кольца (кривая 4 на рис. 5) и резонансное ослабление магнитного поля снаружи кольца (кривая 3 на рис. 5), что также указывает на смену фаз падающего и рассеянного излучения. Диэлектрическое кольцо концентрирует магнитное поле при резонансе. Сдвиг пиков резонансных частот в этих двух случаях можно объяснить ёмкостной связью с датчиком, которая понижает резонансную частоту в случае резонансного увеличения магнитного поля внутри кольца.

6. Резонансное взаимодействие магнитных диполей

Подход, развитый в разделах 4, 5 для уединённого диполя, можно обобщить для системы диэлектрических контуров с индуктивной связью, обусловленной интерференцией магнитных потоков. Такая интерференция характеризуется коэффициентами взаимной индукции M токов смещения в этих контурах. Некоторые особенности этой индукции можно проследить, рассматривая магнитное взаимодействие пары одинаковых тонких диэлектрических колец. Как известно [26], коэффициент M зависит от взаимного расположения колец; так, в простом случае соосных колец коэффициент M определяется выражением

$$M = 4\pi R l_2, \quad l_2 = \frac{2\wp(q)}{q},$$

$$\wp(q) = \left(1 - \frac{q^2}{2}\right) K(q) - E(q), \quad (21)$$

$$q^2 = \frac{1}{1 + \eta^2}, \quad \eta = \frac{b}{2R},$$

где $K(q)$ и $E(q)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода с модулем q , b и R — расстояние между центрами колец и их радиус.

Возбуждённые в кольцах токами смещения $I_{1,2}$ магнитные потоки $(\Phi_{1,2})$, обусловленные эффектами самоиндукции и взаимной индукции, можно представить в виде

$$(\Phi_{1,2}) = \frac{1}{c} (L I_{1,2} + M I_{2,1}). \quad (22)$$

Обозначая магнитные потоки, индуцированные в этих кольцах падающей волной, как $\Phi_{01} \exp(-i\omega t)$ и $\Phi_{02} \exp(-i\omega t)$ соответственно и пренебрегая слабым поглощением ($\gamma \rightarrow 0$), можно записать систему уравнений, описывающих результирующие магнитные потоки Φ_1 и Φ_2 в каждом из взаимодействующих колец,

$$\frac{1}{\omega_1^2} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial t^2} + \frac{1}{\omega_2^2} \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial t^2} + \Phi_1 = \Phi_{01} \exp(-i\omega t), \quad (23)$$

$$\frac{1}{\omega_1^2} \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial t^2} + \frac{1}{\omega_2^2} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial t^2} + \Phi_2 = \Phi_{02} \exp(-i\omega t). \quad (24)$$

Характеристические частоты одинаковых колец при соосном расположении, определяемые самоиндукцией каждого кольца, ω_1 , и их взаимной индукцией, $\omega_{1,2}$, выражаются как

$$\omega_{1,2} = \frac{c\sqrt{2}}{r\sqrt{\epsilon l_{1,2}}}. \quad (25)$$

Безразмерные величины l_1 (см. (12)) и l_2 (см. (21)) описывают самоиндукцию и взаимную индукцию колец. Резонансные частоты связанных колебаний пары соосных колец находятся из системы уравнений (23), (24):

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_1}{\sqrt{1 \pm l_2/l_1}}. \quad (26)$$

Для колец, лежащих в одной плоскости так, что их центры находятся на прямой, совпадающей с направ-

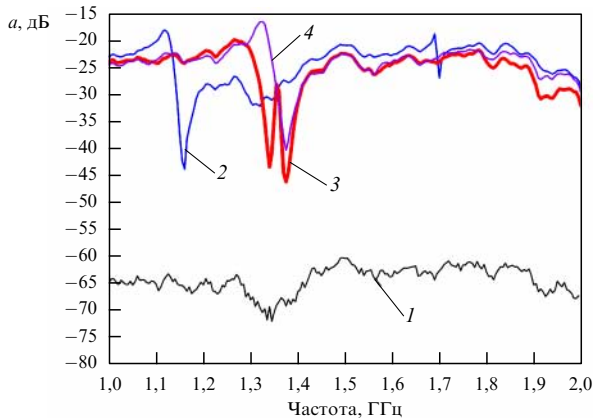


Рис. 6. Спектры колебаний электрических полей при соосном расположении пары магнитных резонансных кольцевых диполей. 1 — уровень шумов, 2 и 3 — спектры взаимодействующих диполей при расстояниях между диполями 4 и 40 мм, 4 — спектр уединённого диполя.

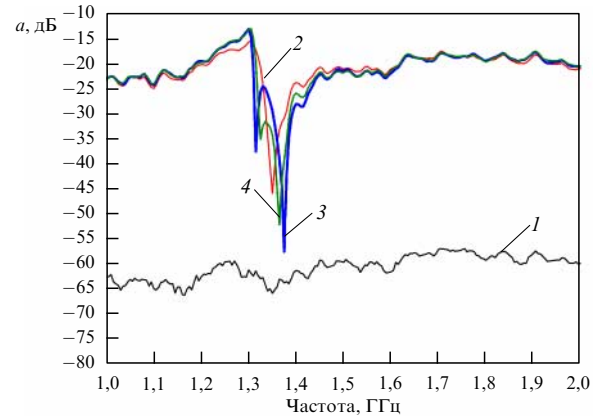


Рис. 7. Спектры колебаний электрических полей, индуцированных парой магнитных резонансных кольцевых диполей, расположенных в одной плоскости вдоль волнового вектора \mathbf{k} . 1 — уровень шумов, 2 — уединённый диполь, 3 и 4 — спектры взаимодействующих диполей при расстояниях между краями колец 10 и 20 мм.

лением волнового вектора падающей волны \mathbf{k} (компланарное расположение), взаимодействие магнитных диполей также описывается системой уравнений (23), (24), однако коэффициент взаимной индукции M определяется в этом случае численным интегрированием или находится из эксперимента. Выражение для резонансных частот такой пары диполей является обобщением формулы (26):

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_1}{\sqrt{1 \pm M/(4\pi R l_1)}}. \quad (27)$$

Если известны параметры диполей и измерены резонансные частоты ω_{\pm} , то из (27) можно рассчитать коэффициент взаимной индукции M .

Возникновение двух резонансных частот (26) можно рассматривать как одно из проявлений более общего эффекта расщепления спектра взаимодействующих LC-контуров [8]. В частном случае, когда магнитная связь контуров ослабевает ($l_2 \rightarrow 0$), расщепление исчезает: $\omega_{\pm} \rightarrow \omega_1$.

Экспериментальные спектры колебаний для двух магнитных резонансных кольцевых диполей в виде соосных диэлектрических колец приведены на рис. 6. Датчик электрического поля размещён у дальней от антенны поверхности нижнего кольца. Верхнее кольцо перемещается вдоль оси симметрии. Хорошо видны спектры взаимодействующих диполей.

Результаты измерений для пары диэлектрических колец, расположенных в одной плоскости вдоль волнового вектора \mathbf{k} , приведены на рис. 7. Датчик электрического поля был размещён у дальней от антенны внешней поверхности кольца. Ближнее кольцо перемещалось вдоль вектора \mathbf{k} . Как и на рис. 6, спектры взаимодействующих диполей соответствуют рассмотренным моделям взаимодействия колебательных контуров.

7. Диэлектрический магнитный диполь — перспективный элемент нанофотоники?

Эксперименты с возбуждением токов смещения в кольцевых диэлектрических диполях, описанные в разделах 4–6, иллюстрируют необычные свойства таких

диполей при скользящем падении возбуждающей электромагнитной волны, а именно:

- 1) совмещение функций ёмкости и индуктивности в одном элементе;
- 2) появление в спектре возбуждения диполя резонансной частоты и узкой резонансной линии;
- 3) неоднородное поле магнитной индукции диэлектрического кольца;
- 4) формирование отрицательной магнитной восприимчивости ($\mu < 0$) кольцевого диполя;
- 5) резонансное взаимодействие пары магнитных диполей.

Следует отметить, что эффект знакопеременной магнитной восприимчивости показан на рис. 5 для волны ГГц-диапазона в свободном пространстве, где диэлектрическая проницаемость ϵ постоянна и равна единице. Однако волноводное распространение волн даёт возможность исследовать совместное действие знакопеременных параметров μ и ϵ . Так, в неоднородном волноводе, содержащем суженный участок с критической частотой ω_c , волновое поле с частотой $\omega < \omega_c$ убывает на суженном участке экспоненциально; для волн с низкой частотой, $\omega < \omega_c$, такой участок имитирует среду с эффективной отрицательной диэлектрической проницаемостью, $\epsilon_{\text{eff}} < 0$ [27]. Если на этом участке расположены элементы с $\mu < 0$, то такая структура соответствует метаматериалу с отрицательным показателем преломления [28],

$$n_1 = -\sqrt{(-|\epsilon_{\text{eff}}|)(-|\mu|)} < 0. \quad (28)$$

Спектр пропускания в ГГц-диапазоне радиоволн, туннелирующих в волноводе через диафрагму из метаматериала (28), измерен в [29]; при этом значения $\mu < 0$ создавались расщеплёнными металлическими резонаторами Пендри, состоящими из двух концентрических незамкнутых металлических колец [23] с неизбежными омическими потерями. В отличие от этого, система диэлектрических магнитных диполей, расположенных в волноводе, позволит моделировать слабопоглощающие метаматериалы с помощью СВЧ-линии передачи.

Существенно, что теоретическая концепция диэлектрических магнитных диполей, основанная на электро-

магнитной индукции Фарадея (см. раздел 3) [30], не ограничена, как в случае металлических резонансных элементов, радиочастотами и может быть распространена на более высокие частоты, в частности на ИК-диапазон, а в перспективе — и на видимую часть спектра. При этом переход от ГГц-диапазона к оптическому диапазону должен сопровождаться уменьшением размеров субволновых передающих и принимающих устройств. Однако оптические элементы с размерами, соизмеримыми с длиной световой волны, не могут быть созданы как уменьшенные копии устройств радиотехники; для таких наноразмерных элементов потребовались новые физические основы и новая технология: так, субволновый колебательный контур, описанный в [25], состоит из стеклянного шарика радиусом 20 нм (ёмкость), покрытого тонкой серебряной оболочкой (индуктивность); в [31] разработан резонатор для ИК-волн в форме металлической подковы с размерами 300–400 нм и толщиной 20 нм, напылённой на кварцевую подложку. Из этих элементов строятся трёхмерные периодические структуры, периоды которых составляют несколько сотен нанометров; добротность таких элементов ограничивается омическими потерями в их металлических частях.

Разработка новых слабопоглощающих полностью диэлектрических колебательных структур оптического диапазона вызвала нарастающий интерес к электродинамике токов смещения [32]. Использование метаматериалов открыло новый путь к внедрению в электронику нанооптических структур. Оптические аналоги ГГц-диэлектрических резонансных магнитных диполей, сочетающие в одном элементе свойства наноконденсатора и наноиндуктора, представляются перспективными элементами таких структур. Основным геометрическим параметром, определяющим собственную частоту ω_0 такого наноразмерного кольцевого диполя, согласно (14), является его малый радиус r_0 ; полагая, например, $r_0 = 40$ нм, $R = 400$ нм, для такого диэлектрического кольца с $\varepsilon \approx 5$ получим значение $\omega_0 = 2,9 \times 10^{15}$ с⁻¹, соответствующее длине волны видимого диапазона в свободном пространстве $\lambda \approx 650$ нм. Трёхмерную периодическую решётку из магнитных диполей можно рассматривать как модель диэлектрического метакристалла со знакопеременным магнитным откликом в оптическом и инфракрасном диапазонах.

Прямые экспериментальные исследования отдельных узлов наноразмерной решётки затруднительны, однако такие исследования актуальны для оптимизации физических и геометрических параметров больших массивов наночастиц. Такая оптимизация представляет интерес с точки зрения разработки искусственных материалов оптоэлектроники, в частности, для оптических магнитодипольных излучателей [33], диэлектрических антенн [34] и наносистем, характеризующихся одновременным возбуждением электрических и магнитных резонансных мод [35]. Электромагнитные свойства подобных оптических структур удобно моделировать с помощью радиочастотных колебательных систем, содержащих уединённые резонансные диполи ГГц-диапазона [36].

Становление наноэлектроники позволило использовать понятие токов смещения в такой стремительно развивающейся области, как прикладная оптика. Это развитие привлекло внимание к новым, пока ещё чисто

академическим, задачам, одна из которых непосредственно следует из формулы (1), связывающей генерацию тока смещения с быстрым изменением электрической индукции $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ в среде. До сих пор обсуждалась генерация токов смещения, вызванных изменениями электрического поля \mathbf{E} при стационарном значении диэлектрической проницаемости ε , но возможен и другой механизм генерации такого тока — нестационарная диэлектрическая проницаемость, описываемая в определении тока смещения (1) производной $\partial \varepsilon / \partial t$. Так, в литературе обсуждается механизм генерации собственных мод в резонаторе, заполненном диэлектриком с изменяющимся во времени значением ε ; такие изменения могут быть вызваны, например, быстрой нелинейной модуляцией диэлектрической проницаемости лазерной накачкой, приводящей к перестройке спектра резонатора [37]. Привлекают внимание и предложения использовать быстрые изменения ε для имитации релятивистских эффектов, предсказанных квантовой электродинамикой, — преобразования квантовых флуктуаций вакуума в наблюдаемые фотоны [38] и динамического эффекта Казимира [39], однако эти задачи ещё ждут своего решения.

Благодарность. Авторы благодарны О.Ф. Петрову и А.Г. Храпаку за поддержку работы и плодотворные обсуждения.

Список литературы

1. Shvartsburg A B, Maradudin A A *Waves in Gradient Metamaterials* (New Jersey: World Scientific, 2013)
2. Silveirinha M, Engheta N *Phys. Rev. Lett.* **97** 157403 (2006)
3. Zhao Q et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 051106 (2008)
4. Червяков Г Г, Раздобудько В В *Введение в радиооптику* (М.: Учебная литература, 2009)
5. Engheta N *Science* **317** 1698 (2007)
6. Miroshnichenko A E et al. *Opt. Photon. News* **23** 35 (2012)
7. Busch K et al. *Phys. Rep.* **444** 101 (2007)
8. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1992); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)
9. Liu R et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 023903 (2008)
10. Rand S C, Fisher W M, Oliveira S L J. *Opt. Soc. Am. B* **25** 1106 (2008)
11. Wang J et al. *J. Appl. Phys.* **109** 084918 (2011)
12. Evlyukhin A B et al. *Nano Lett.* **12** 3749 (2012)
13. O'Brien S, Pendry J B J. *Phys. Condens. Matter* **14** 4035 (2002)
14. Kapitanova P et al. *Sci. Rep.* **7** 731 (2017)
15. Semouchkina E et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 233503 (2010)
16. Wu Z S, Wang Y P *Radio Sci.* **26** 1393 (1991)
17. Evlyukhin A B et al. *Phys. Rev. B* **82** 045404 (2010)
18. Smith D D, Fuller K A J. *Opt. Soc. Am. B* **19** 2449 (2002)
19. Geffrin I M et al. *Nature Commun.* **3** 1171 (2012)
20. Staude I et al. *ACS Nano* **7** 7824 (2013)
21. Maslov A V et al. *J. Opt.* **16** 125104 (2014)
22. Ильченко М Е (Ред.) *Диэлектрические резонаторы* (М.: Радио и связь, 1989)
23. Pendry J B et al. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075 (1999)
24. Сигов А С, Шварцбург А Б *Докл. РАН* **469** 38 (2016); Sigov A S, Shvartsburg A B *Dokl. Phys.* **61** 313 (2016)
25. Pozar D M *Microwave Engineering* (Hoboken, NJ: Wiley, 2012)
26. Alù A, Salandrino A, Engheta N *Opt. Express* **14** 1557 (2006)
27. Ranfagni A et al. *Phys. Rev. E* **63** 025102(R) (2001)
28. Веселаро В Г *УФН* **92** 517 (1967); Veselago V G *Sov. Phys. Usp.* **10** 509 (1968)
29. Baena J D et al. *Phys. Rev. B* **72** 075116 (2005)

30. Лагарьков А Н и др. *УФН* **179** 1018 (2009); Lagarkov A N et al. *Phys. Usp.* **52** 959 (2009)
31. Grigorenko A N et al. *Nature* **438** 335 (2005)
32. Jahani S, Jacob Z *Nature Nanotechnol.* **11** 23 (2016)
33. Schmidt M K et al. *Opt. Express* **20** 13636 (2012)
34. Filonov D S et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 201113 (2012)
35. Fu Y H et al. *Nature Commun.* **4** 1527 (2013)
36. Shvartsburg A B et al. *Sci. Rep.* **7** 2180 (2017)
37. Kawakubo T, Yamamoto K *Phys. Rev. A* **83** 013819 (2011)
38. Walther H et al. *Rep. Prog. Phys.* **69** 1325 (2006)
39. Wilson C M et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 233907 (2010)

Dielectric resonant magnetic dipoles: paradoxes, prospects, the first experiments

A.B. Shvartsburg^(1,2,3), V.Ya. Pecherkin⁽¹⁾, L.M. Vasilyak⁽¹⁾, S.P. Vetchinin⁽¹⁾, V.E. Fortov⁽¹⁾

⁽¹⁾ Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
ul. Izhorskaya 13, str. 2, 125412 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Space Research Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Far Eastern Federal University,
ul. Sukhanova 8, 690950 Vladivostok, Russian Federation

E-mail: ^(1,2,3) alex-s-49@yandex.ru

This paper reviews various forms of dielectric ring-shaped oscillating circuits excited by displacement currents due to the grazing incidence of GHz microwaves. Such circuits with azimuth displacement currents form resonant dielectric magnetic dipoles. The review calculates and measures resonances in the field spectra in the near zone of such dipoles. It demonstrates the inversion of magnetic inductance flux and the formation of negative magnetic permeability in the resonant range of dielectric magnetic dipoles. It also investigates, both analytically and experimentally, the resonant interaction spectra of a pair of magnetic dipoles excited by displacement currents. Finally, prospects for using these dipoles to model all-dielectric nanostructures with sign-alternating magnetic permeability are discussed.

Keywords: displacement current, dielectric metamaterial, dielectric magnetic dipole, interaction of resonant dipoles, negative magnetic permeability

PACS numbers: **75.78. – n, 77.84. – s**

Bibliography — 39 references

Received 5 April 2017

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (7) 780 – 789 (2018)

Physics – Uspekhi **61** (7) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.03.038139>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.03.038139>