

УДК 537.876.4(075.8)

В. Н. М и т р о х и н, Д. С. Р ы ж е н к о

**ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ КОМПОЗИТНОЙ СРЕДЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ***Рассмотрены основные принципы построения композитных материалов с отрицательной магнитной проницаемостью.***E-mail: dimonr2000@mail.ru****Ключевые слова:** диэлектрическая проницаемость, композитный материал, магнитная проницаемость, плазменная частота, линия передачи.

В последние годы разработчиков устройств СВЧ и антенн привлекают метаматериалы — композитные среды с рядом уникальных электродинамических свойств. Имея одновременно отрицательные магнитную ( $\mu_a$ ) и диэлектрическую ( $\epsilon_a$ ) проницаемости, такие искусственные среды проявляют необычные свойства, обусловленные резонансным взаимодействием электромагнитного поля с малыми по сравнению с длиной волны  $\lambda$  включениями, имеющими специальную форму [1–5].

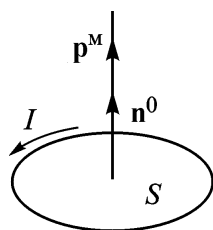
В настоящей статье рассматриваются принципы построения композитной среды с отрицательной магнитной проницаемостью. Согласно гипотезе Ампера молекулы магнетиков несут в себе замкнутые электрические токи и подобны микроскопически малым магнитам. В соответствии с этой гипотезой магнитные свойства отдельной молекулы описываются следующим образом: если  $I$  — сила кругового молекулярного электрического тока, а  $S$  — площадь круга, обтекаемого этим током (рис. 1), то магнитный момент отдельного молекулярного тока есть вектор

$$\mathbf{p}^M = \mu_0 \mathbf{n}^0 IS, \quad (1)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная,  $\mathbf{n}^0$  — единичный вектор нормали к площади  $S$ .

При помещении молекул магнетика во внешнее магнитное поле напряженностью  $\mathbf{H}$ , магнитные моменты ориентируются под действием этого поля.

Если направления молекулярных токов таково, что магнитные моменты ориентируются против внешнего магнитного поля, то молекулярные



**Рис. 1.** Вектор магнитного момента молекулярного тока

токи уменьшают результирующее магнитное поле в среде. Такие вещества называются диамагнетиками. Если же магнитные моменты отдельных молекул ориентированы по направлению внешнего магнитного поля, то действие молекулярных токов ведет к увеличению магнитного поля внутри вещества. Такие вещества называются парамагнетиками.

При заданной концентрации молекулярных токов в веществе  $N$  в каждой точке магнетика можно ввести векторное поле намагниченности

$$\mathbf{M} = N\mathbf{p}^M, \quad (2)$$

тогда вектор магнитной индукции будет определяться по формуле

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}). \quad (3)$$

В линейном приближении связь между векторами  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{H}$  можно записать так

$$\mathbf{M} = \chi^M \mathbf{H}, \quad (4)$$

где  $\chi^M$  — магнитная восприимчивость вещества.

На основе формул (3) и (4) получаем материальное уравнение для магнитного поля

$$\mathbf{B} = \mu_0(1 + \chi^M)\mathbf{M} = \mu_a \mathbf{H}, \quad (5)$$

тогда  $\mu = \mu_a/\mu_0 = 1 + \chi^M$  — относительная магнитная проницаемость вещества.

**Магнитная проницаемость парамагнетиков.** Магнитные свойства парамагнетиков связаны с наличием нескомпенсированных магнитных моментов электронов незаполненных оболочек. Примером парамагнетиков являются ионы группы железа с незаполненной внешней электронной оболочкой и ионы редкоземельных элементов с незаполненной внутренней оболочкой.

Уравнение движения вектора намагниченности парамагнетика, подмагниченного постоянным магнитным полем  $\mathbf{H}(\omega)$ , без учета потерь имеет вид [6]

$$i\omega\mathbf{M} = -\mu_0\gamma [\mathbf{M}\mathbf{H}], \quad (6)$$

где  $\gamma = e/m = 1,76 \cdot 10^{11}$  Кл/кг — гиромангнитное отношение заряда электрона к его массе,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}(\omega)$  — результирующее магнитное поле, причем амплитуда переменного магнитного поля  $H_m(\omega) \ll H_0$ .

При наличии только постоянного внешнего магнитного поля в соответствии с уравнением (6) вектор  $\mathbf{M}$  прецессирует вокруг направления постоянного магнитного поля напряженностью  $\mathbf{H}_0$  с угловой скоростью

$$\omega_0 = \mu_0\gamma H_0, \quad (7)$$

называемой ларморовой частотой прецессии.

При отсутствии магнитного поля магнетик находится в состоянии теплового равновесия, при котором суммарная намагниченность равна нулю. В присутствии магнитного поля происходит ориентация магнитных моментов молекул: часть из них устанавливается по полю (парамагнитный режим), а часть — против поля (диамагнитный режим). Результирующая намагниченность в магнитном поле не равна нулю и соответствует новому равновесному состоянию. Процесс перехода от одного равновесного состояния к другому называется релаксацией. Установление нового равновесного состояния происходит не сразу, а по истечении некоторого времени — времени релаксации.

Решение уравнения (6) с учетом влияния релаксационных процессов можно представить в форме  $M_i = \chi_{ik}^M H_k$ , где  $M_i$  —  $i$ -я компонента вектора  $\mathbf{M}$ ,  $H_k$  —  $k$ -я компонента вектора  $\mathbf{H}$ ,  $\chi_{ik}^M$  — тензор магнитной восприимчивости, определяемый соотношениями

$$\chi_{ik}^M = \begin{pmatrix} \chi^M & -i\chi_\alpha^M & 0 \\ i\chi_\alpha^M & \chi^M & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\chi^M = \frac{\chi_0^M \omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + 1/\tau_2^2) + 2i\omega/\tau_2},$$

$$\chi_\alpha^M = -\frac{\chi_0^M \omega_0 (\omega - i/\tau_2)}{(\omega_0^2 - \omega^2 + 1/\tau_2^2) + 2i\omega/\tau_2},$$
(8)

$\chi_0^M = M_0/H_0$  — магнитная восприимчивость в постоянном магнитном поле,  $\tau_2$  — время поперечной или спин-спиновой релаксации.

Переменная составляющая вектора магнитной индукции будет выражаться следующим соотношением:

$$B_i(\omega) = \mu_0 \mu_{ik}(\omega) H_k(\omega).$$

Здесь  $\mu_{ik}$  — тензор магнитной проницаемости, причем

$$\mu_{ik} = \delta_{ik} + \chi_{ik}^M, \quad \delta_{ik} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = k, \\ 0 & \text{при } i \neq k. \end{cases} \quad (9)$$

Дисперсия парамагнитной среды определяется действительной частью комплексной магнитной проницаемости  $\tilde{\mu}_a$  а поглощение — мнимой. Согласно выражениям (9) и (8), разделяя действительную и мнимую части, получаем

$$\tilde{\mu}_a = \mu'_a - i\mu''_a,$$

где

$$\mu'_a = \mu_0 \left[ 1 + \chi_0^M \frac{\omega_0^2 (\omega_0^2 - \omega^2 + 1/\tau_2^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2 + 1/\tau_2^2) + 4\omega^2/\tau_2^2} \right]; \quad (10)$$

$$\mu''_a = \mu_0 \chi_0^M \frac{2\omega_0^2 \omega / \tau_2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + 1/\tau_2^2)^2 + 4\omega^2/\tau_2^2}. \quad (11)$$

Максимальное значение мнимой части магнитной проницаемости (11) соответствует резонансной частоте

$$\omega_p = \omega_0 \sqrt{1 + 1/(\omega_0^2 \tau_2^2)}.$$

При малых потерях  $1/(\omega_0^2 \tau_2^2) \ll 1$  и  $\omega_p \approx \omega_0$ , тогда

$$\mu'_a = \mu_0 \left[ 1 + \chi_0^M \frac{\omega_0^2 (\omega_p^2 - \omega^2)}{(\omega_p^2 - \omega^2) + 4\omega^2/\tau_2^2} \right],$$

$$\mu''_a = \mu_0 \chi_0^M \frac{2\omega_0^2 \omega / \tau_2}{(\omega_p^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2/\tau_2^2}. \quad (12)$$

Кривые зависимостей  $\mu'$  и  $\mu''$  от частоты при условии  $1/\tau_2 \ll \omega$  (малые потери) приведены на рис. 2. Кривая  $\mu''(\omega)$  достигает максимума при  $\omega = \omega_p$  и симметрична относительно  $\omega = \omega_p$ . Кривая  $\mu'(\omega)$  имеет отрицательные значения (заштрихованная часть графика), соответствующие диамагнитному режиму.

**Отрицательная магнитная восприимчивость искусственных магнетиков.** Для изготовления линзовых СВЧ антенн применяют искусственные магнитодиэлектрики из легкого пенопласта с вкраплением небольших частиц металла (рис. 3). Под влиянием внешнего электромагнитного поля эти частицы становятся диполями.

Пусть  $\mathbf{p}^M$  — магнитный момент произвольного магнитного диполя, а  $N$  — число диполей на единицу объема, тогда намагниченность среды  $\mathbf{M}$ , связанная с присутствием магнитных диполей, будет выражаться формулой (2), а вектор магнитной индукции будет определяться формулами (3) и (5). Магнитный момент каждого отдельного

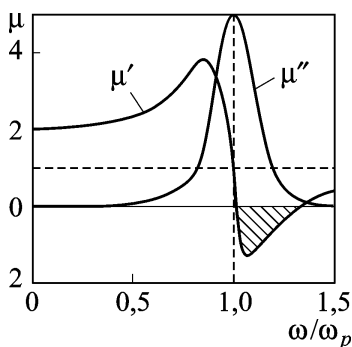


Рис. 2. Зависимость  $\mu'$  и  $\mu''$  от частоты с учетом потерь

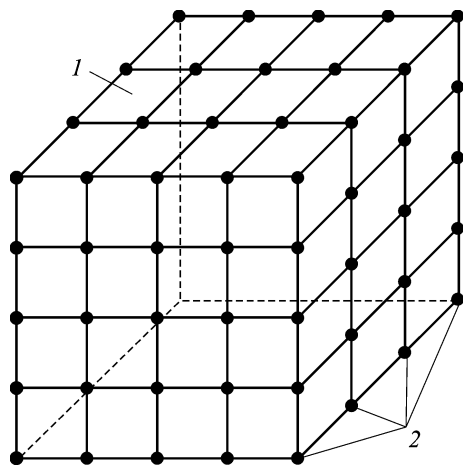


Рис. 3. Фрагмент искусственного магнитодиэлектрика

диполя пропорционален приложенному магнитному полю:

$$\mathbf{p}^M = \chi_0^M \mathbf{H}, \quad (13)$$

где  $\chi_0^M$  — магнитная поляризуемость или магнитная восприимчивость магнитного диполя. Тогда, учитывая уравнение (5), можно записать выражение для магнитной проницаемости в форме

$$\mu_a = \mu_0(1 + N\chi_0^M). \quad (14)$$

Поскольку вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  определяется выражением (4), то магнитная восприимчивость всей среды

$$\chi^M = N\chi_0^M. \quad (15)$$

В качестве малой частицы рассмотрим металлическую сферу радиусом  $a \ll \lambda$  в однородном магнитном поле напряженностью  $\mathbf{H} = \mathbf{z}^0 H_0$ , где  $\mathbf{z}^0$  — орт оси  $z$  (рис. 4). Под действием внешнего магнитного поля на поверхности сферы наводятся циркулирующие электрические токи. В силу принципа Ле Шателье эти токи наводятся в таком направлении, что создаваемое ими магнитное поле оказывается противоположным по направлению падающему магнитному полю. Следовательно, наведенный магнитный момент противоположен по направлению магнитному полю и магнитная восприимчивость оказывается отрицательной (см. (13)), а действие металлической сферы приводит к уменьшению и даже к отрицательному значению магнитной проницаемости среды.

Для того чтобы выполнить граничные условия на поверхности малой сферы, необходимо приравнять нормальные (радиальные) компоненты напряженности падающего магнитного поля  $H_r^n = H_0 \cos \theta$  и напряженности магнитного поля магнитного диполя в ближней зоне [7, 8]:

$$H_r^M = \frac{p^M \cos \theta}{\mu_0 2\pi r^3}.$$

Суммарное магнитное поле ( $H_r^n + H_r^M$ ) должно исчезнуть на поверхности сферы при  $r = a$ :

$$(H_r^n + H_r^M)_{r=a} = 0, \quad H_0 + \frac{p^M}{\mu_0 2\pi a^3} = 0,$$

откуда  $p^M = -\mu_0 2\pi a^3 H_0$  или, учитывая уравнение (13), имеем

$$\chi_0^M = -\mu_0 2\pi a^3.$$

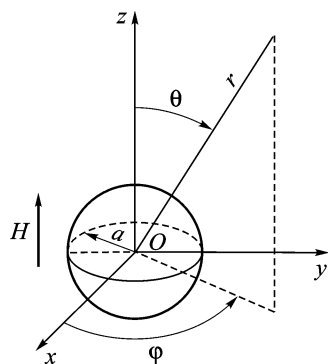
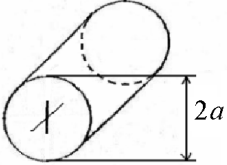
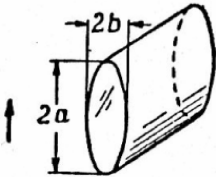
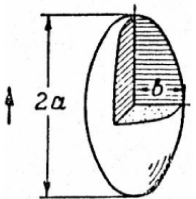
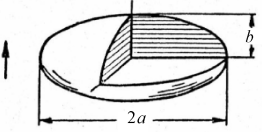
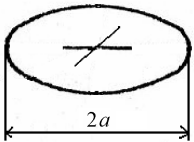


Рис. 4. Малая ( $a \ll \lambda$ ) проводящая сфера в магнитном поле ( $a$  — радиус сферы,  $\lambda$  — длина волны)

Таким образом, магнитная восприимчивость среды при внесении в нее металлической сферы становится отрицательной, т.е. среда становится диамагнитной.

Метод определения магнитной восприимчивости сферы, использованный ранее, может быть распространен на частицы другой конфигурации. Результаты расчетов сведены в таблицу [9, 10].

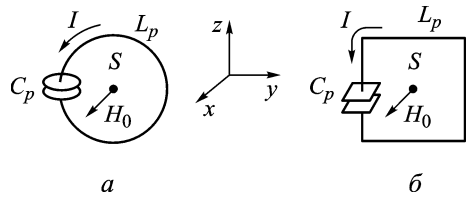
Таблица

Эскиз частицы	Наименование	$\chi_0^M$
	Круговой цилиндр	$-2\pi a^2 \mu_0$
	Эллиптический цилиндр	$-\pi b(a+b)\mu_0$
	Вытянутый сфероид $a^2 - b^2 = l^2$	$-\frac{4\pi b^2 l^3 \mu_0}{3(al - b^2) \ln \frac{a+l}{b}}$
	Сплюснутый сфероид $a^2 - b^2 = l^2$	$-\frac{4\pi l^3 \mu_0}{3\left(\arctg \frac{b}{l} - \frac{bl}{a^2}\right)}$
	Плоский диск	$-\frac{8}{3}a^3 \mu_0$

Магнитная проницаемость искусственного композитного магнетика рассчитывается далее по формуле (14) и, как видно, имеет отрицательные значения, т.е. такая среда является искусственным диамагнетиком.

**Отрицательная магнитная проницаемость композитного магнетика на основе периодических структур элементарных рамок.** Далее рассмотрена концепция создания искусственного магнетика с помощью периодической системы резонансных рамок (искусственных

молекул). В работе [10] было показано, что физическое свойство магнитной проницаемости может быть достигнуто с помощью рамочных схем с индуктивностью  $L_p$  и последовательно включенным конденсатором емкостью  $C_p$  (рис. 5). Приложенное внешнее магнитное поле напряженностью  $\mathbf{H} = x^0 H_0$  в соответствии с законом Фарадея в рамках наводит ЭДС индукции:



**Рис. 5. Круглая (а) и квадратная (б) рамки с током, наведенным магнитным полем**

$$\text{ЭДС} = -\frac{d\Phi}{dt},$$

где  $\Phi$  – магнитный поток, пронизывающий поверхность рамки  $S$  и определяемый интегралом

$$\Phi = \int_S \mu_0 \mathbf{H} d\mathbf{S}.$$

Для элементарной рамки при гармонической зависимости от времени  $\exp(i\omega t)$  получаем

$$\text{ЭДС} = -i\omega\mu_0 H_0 S.$$

Вызванный этой ЭДС электрический ток определяется выражением

$$I = \frac{\text{ЭДС}}{Z} = \frac{-i\omega\mu_0 H_0 S}{1/(i\omega C_p) + i\omega L} = \frac{\omega^2 \mu_0 H_0 S C_p}{1 - \omega^2 L_p C_p}.$$

В соответствии с формулой (1) получаем выражение для магнитного момента элементарной рамки в виде

$$p^m = \frac{\mu_0^2 \omega^2 S^2 C_p}{1 - \omega^2 L_p C_p} H_0,$$

откуда, в силу формулы (13), имеем

$$\chi_0^m = \frac{\mu_0^2 \omega^2 S^2 C_p}{1 - \omega^2 L_p C_p}.$$

С помощью выражений (14) и (15) получаем

$$\mu = 1 + N\chi_0^m = 1 - \frac{N\mu_0^2 S^2}{L_p} \cdot \frac{1}{1 - \omega_p^2/\omega^2}, \quad (16)$$

где  $\omega_p = 1/\sqrt{L_p C_p}$  – резонансная частота рамки.

Фрагмент композитной среды на основе рассмотренных рамок изображен схематически на рис. 6. Однако магнитная проницаемость, рассчитываемая по формуле (16), требует уточнения. Помещая периодическую систему рамок в однородную и изотропную в электромагнит-

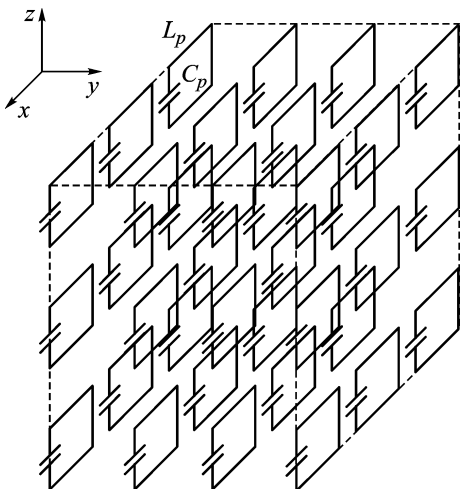


Рис. 6. Фрагмент композитной среды на основе периодических структур прямоугольных рамок

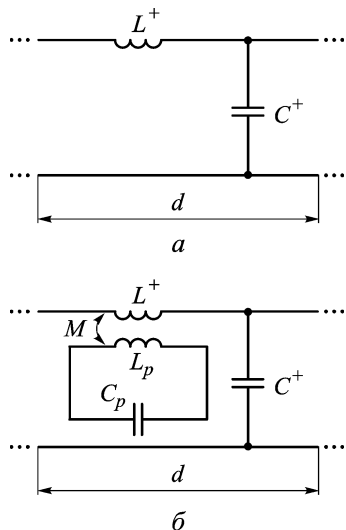


Рис. 7. Эквивалентные схемы свободного пространства с распространяющейся в нем волной  $T$  (а) и помещенной в него композитной средой (б)

ном смысле среду, необходимо учитывать параметры этой среды: диэлектрическую ( $\epsilon_a$ ) и магнитную ( $\mu_0$ ) проницаемости. В этом случае они являются скалярными и постоянными функциями пространственных координат. Тогда при распространении плоской  $T$ -волны фазовая постоянная определяется выражением

$$\beta = \omega / \sqrt{\epsilon_a \mu_0}.$$

Этому процессу можно сопоставить эквивалентную схему (рис. 7, а), где эквивалентная погонная емкость  $C^+$  и эквивалентная погонная индуктивность  $L^+$ , исходя из телеграфных уравнений, соответствуют указанным параметрам среды, а фазовая постоянная вычисляется по формуле

$$\beta = \omega \sqrt{C^+ L^+}.$$

Внесение композитной структуры (см. рис. 6) в рассматриваемую однородную среду приводит к новой эквивалентной схеме с измененной погонной индуктивностью [11] (рис. 7, б):

$$L_{\text{эКВ}} = L^+ \left( 1 - \frac{\kappa^2}{1 - \omega_p^2 / \omega^2} \right),$$

где  $\kappa = M / \sqrt{L^+ d L_p}$  – коэффициент связи,  $M$  – коэффициент взаимной индукции,  $d$  – размер ячейки.

Таким образом, магнитная проницаемость композитной среды из периодических резонансных рамочных цепочек, помещенных в одно-



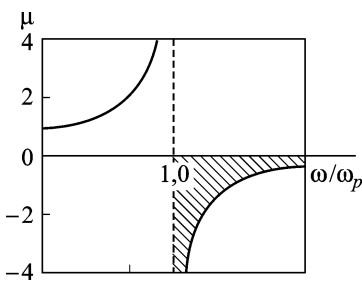


Рис. 8. Зависимость  $\mu$  от частоты композитной среды на основе рамок в свободном пространстве без учета омических потерь в рамках.

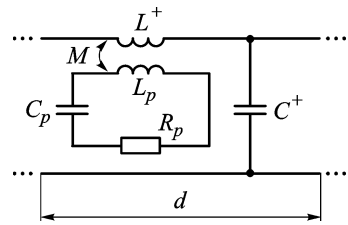


Рис. 9. Эквивалентная схема композитной среды в свободном пространстве с учетом омических потерь в рамках

родную диэлектрическую среду с внутренней магнитной проницаемостью  $\mu_0$ , выражается как

$$\mu = 1 - \kappa^2 \frac{1}{1 - \omega_p^2/\omega^2}. \quad (17)$$

Сравнивая выражения (16) и (17), заключаем, что множитель  $N\mu_0^2 S^2/L_p$  имеет физический смысл квадрата коэффициента связи. Полученное выражение (17) является магнитной проницаемостью в направлении  $y$ . В других направлениях рассмотренная периодическая структура имеет магнитную проницаемость свободного пространства  $\mu_0$ .

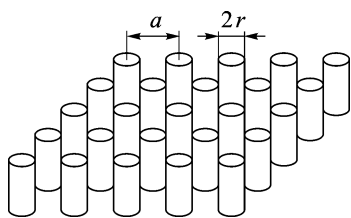
График зависимости  $\mu$  от частоты по соотношению (17) представлен для одного из значений  $k \leq 1$  (рис. 8). Из рисунка следует, что при  $\omega$ , немного превышающей  $\omega_p$ , величина  $\mu$  становится отрицательной. В частности, в области, где  $\mu < 0$ , фазовая постоянная становится мнимой величиной и, следовательно, волновой процесс будет отсутствовать.

Металлические проводники рамок имеют конечную проводимость, в результате которой имеется омическое сопротивление, что должно быть учтено при вычислении магнитной проницаемости композитной среды. Эквивалентная схема (см. рис. 7, б) должна быть изменена путем введения цепочки активного сопротивления  $R_p$  в рамку ячейки (рис. 9). Используя анализ цепей, можно получить новую эффективную погонную индуктивность и новое выражение для магнитной проницаемости. В этом случае она становится комплексной ( $\mu = \mu' - i\mu''$ ) и выражается следующим образом:

$$\mu = 1 - \kappa^2 \left( \frac{1}{1 - \omega_p^2/\omega^2 - i/Q} \right), \quad (18)$$

где  $Q = \omega L_p/R_p$  — добротность отдельной резонансной рамки.

**Отрицательная магнитная проницаемость композитного материала на основе периодических структур щелевых кольцевых резонаторов.** В работе [12] был предложен микроэлемент для



**Рис. 10. Решетка полых металлических проводников**

искусственного метаматериала в виде щелевого кольцевого резонатора (SRR – Split Ring Resonator). Его конструкция состоит из пары концентрических цилиндров со щелями, расположенными на противоположных сторонах. Путем соответствующего возбуждения такого резонатора переменным магнитным полем, ориентированным соосно резонатору, в структуре создается сильное магнитное поле. Магнитная проницаемость  $\mu$  такого эквивалентного магнетика проявляет резонансные свойства, причем существует частотный диапазон, в котором  $\mu$  принимает большое отрицательное значение вплоть до нулевого (т.е. фактически наблюдается магнитная плазменная частота). Сначала исследования проводились на простой решетке из полых металлических проводников радиусом  $r$  с расстоянием между соседними элементами  $a$  (постоянная решетки) (см. рис. 10).

При подмагничивающем поле напряженностью  $H_0$ , параллельного осям цилиндров, среднее значение напряженности наведенного магнитного поля выражалось как

$$H_{\text{cp}} = H_0 \frac{1 + i2\sigma / (\omega r \mu_0)}{1 - \pi r^2 / a^2 + i2\sigma / (\omega r \mu_0)}.$$

Магнитная проницаемость в такой композитной среде выражается соотношением

$$\mu = 1 - \frac{\pi r^2 / a^2}{1 + i2\sigma / (\omega r \mu_0)}.$$

Если в каждый из концентрических цилиндров ввести две щели напротив друг друга, то возникает большая емкость вследствие перерезания цилиндрических токов, что вызывает их перераспределение. Магнитная проницаемость такого искусственного магнетика определяется формулой

$$\mu = 1 - \frac{\pi r^2 / a^2}{1 - 3 / (\pi^2 \mu_0 \omega^2 C r^3) + i2\sigma / (\omega r \mu_0)}, \quad (19)$$

где  $C = \varepsilon_0 / d = 1 / dc^2 \mu_0$  – емкость, приходящаяся на единицу расстояния между цилиндрами;  $\varepsilon_0 = 10^{-9} / 36\pi$  Ф/м – электрическая постоянная.

На рис. 11 изображена результирующая структура SRR, которая состоит из двух листовых цилиндров толщиной  $c_0$ , разделенных воздушным зазором  $d$ . Каждый цилиндр имеет щель  $s$ .

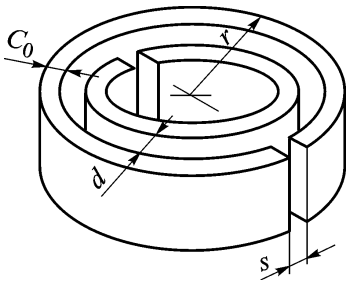


Рис. 11. Эскиз щелевого кольцевого резонатора

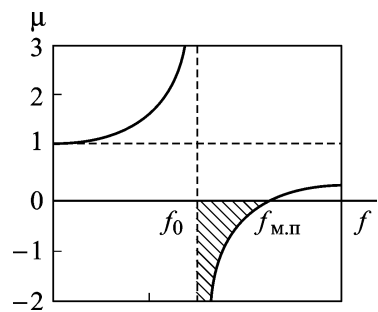


Рис. 12. Зависимость  $\mu$  структуры щелевых кольцевых резонаторов от частоты без учета омических потерь

В отсутствие омических потерь ( $\sigma = 0$ ) выражение (19) приводится к виду

$$\mu = \frac{1/f_{M.П}^2 - 1/f^2}{1/f_0^2 - 1/f^2}, \quad (20)$$

где  $f = \omega/2\pi$  — частота колебаний;  $f_0$  — квазистатическая резонансная частота, при достижении которой появляется отрицательное значение  $\mu$ , определяемая соотношением

$$f_0 = \frac{1}{2\pi^2 r} \sqrt{\frac{3}{\mu_0 C r}};$$

$f_{M.П}$  — магнитная плазменная частота, соответствующая значению частоты, при котором магнитная проницаемость искусственного магнетика становится положительной, определяемая по формуле

$$f_{M.П} = f_0 / \sqrt{1 - \frac{\pi r^2}{a^2}}.$$

Таким образом, диапазон частот, в котором магнитная проницаемость имеет отрицательные значения, составляет

$$f_0 < f_{\mu < 0} < f_{M.П}.$$

На рис. 12 приведен график зависимости магнитной проницаемости от частоты, рассчитанный по формуле (20). Заштрихованная область соответствует значениям частоты, при которых  $\mu < 0$ .

Удобным для практических применений рассматриваемой композитной среды является выполнение ее на основе микрополосковой печатной технологии. В частности, с использованием отрезков микрополосковых, щелевых и компланарных линий передачи. На рис. 13 представлено фото фрагмента композитной среды на основе лент из стеклотекстолита толщиной 0,2 мм, на поверхности которых методом травления были сформированы периодические структуры элементов, представляющих собой резонаторы из двойных разомкнутых колец.

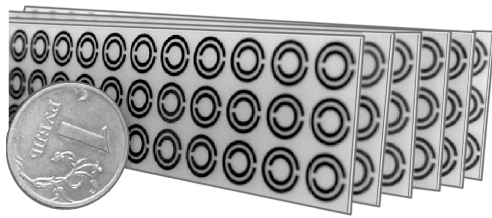


Рис. 13. Фрагмент композитной среды на основе двойных разомкнутых колец

Без учета диэлектрической проницаемости подложки отрицательные значения находятся в диапазоне частот  $3,014 < f_{\mu < 0} < 4,707$  ГГц.

**Особенности построения композитной среды с отрицательной магнитной проницаемостью на оптических частотах.** Принципы построения композитной среды с отрицательными значениями магнитной проницаемости, рассмотренные ранее, позволяют создавать искусственные среды вплоть до терагерцевого диапазона частот и трудно достижимы в оптическом диапазоне. Прямое масштабирование среды в СВЧ- и КВЧ-диапазонах к среде на оптических частотах не приемлемо, поскольку необходимо потребовать от структур с двойным разомкнутым кольцом уменьшения размеров до  $\sim 100$  нм, а для более тонких деталей (размер поперечного сечения, расстояние между кольцами, емкостные зазоры) — до уровня  $\sim 10$  нм, что технологически трудно осуществить. Кроме того, прямое масштабирование может не подойти в принципе из-за различий в омических потерях, в распределении токов на СВЧ- и оптических диапазонах.

Следует отметить, что в природе пока нет известных материалов, проявляющих магнитные свойства в оптическом диапазоне длин волн. В работах [13, 14] рассматривается искусственная композитная среда (оптомагнетик), состоящая из наночастиц благородных металлов (серебра или золота) в виде пар образцов, проявляющая сильные магнитные свойства на оптических частотах, включающих и диапазон, в котором проявляются отрицательные значения магнитной проницаемости (рис. 14). Здесь магнетизм создается вследствие возбуждения собственных типов волн при антисимметричном плазменном резонансе в парах хорошо проводящих стержней (рис. 15).

Из электронной теории проводящей среды известно, что комплексная проводимость может быть представлена формулой Друде в виде

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + i\omega\tau} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega^2\tau^2} - i \frac{\sigma_0\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (21)$$

где  $\sigma_0 = \omega_{\text{пл}}^2 \varepsilon_0 \tau$  — статическая удельная проводимость среды ( $\omega_{\text{пл}}$  — плазменная частота),  $\tau$  — время релаксации (время между двумя последовательными соударениями электрона). На оптических частотах для включений из указанных благородных металлов  $\tau \sim 40$  нм и электроны осциллируют много времени между столкновениями, которые в

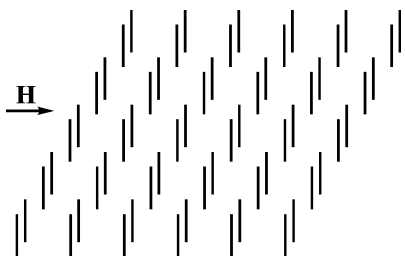


Рис. 14. Эскиз фрагмента композитной среды с отрицательной магнитной проницаемостью на оптических частотах

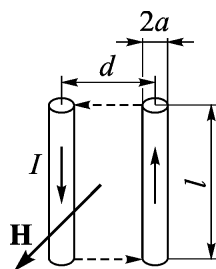


Рис. 15. Пара металлических стержней в антисимметричном резонаторе

данном случае становятся мало значимыми, так что, полагая  $\omega\tau \gg 1$ , из уравнения (21) имеем

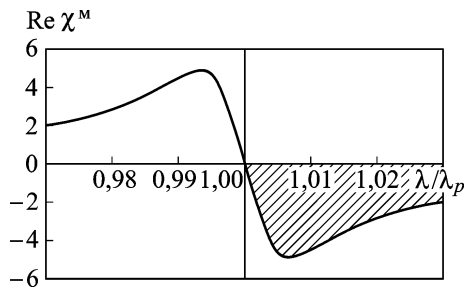
$$\sigma = \frac{\varepsilon_0 \omega_{\text{пл}}^2}{\omega^2 \tau} - i \frac{\varepsilon_0 \omega_{\text{пл}}^2}{\omega}. \quad (22)$$

Как следует из соотношения (22), в комплексной проводимости преобладает реактивная составляющая, что приводит к сдвигу резонансной частоты в сторону более высоких частот. Это является одним из важнейших отличий в поведении среды на оптических частотах, которое позволяет создать физически реализуемую модель эффективной квазисплошной среды.

При антисимметричном плазменном резонансе электроны в соседних стерженьках пары движутся в противофазе (см. рис. 15), что эквивалентно рамке с током, а пара стерженьков может быть представлена в виде кольца с двумя щелями на противоположных концах стерженьков. При падении световой волны с вектором напряженности электрического поля, перпендикулярным стержням, и вектором магнитного поля, перпендикулярным плоскости, содержащей пару стерженьков, на определенных длинах волн возникает резонансное состояние. Этот резонанс может быть представлен как резонанс в оптической  $L_{\text{п}} C_{\text{п}}$  цепи с металлическими стержнями, обеспечивающими индуктивность  $L_{\text{п}}$ , и щелями между стержнями, действующими как емкостные элементы  $C_{\text{п}}$ . На волнах длиной больше длины резонансной волны круговой ток в паре стержней приводит к магнитному полю, противоположному внешнему магнитному полю падающей световой волны. Таким образом, круговой электрический ток (на рис. 15 штриховой прямой обозначен ток смещения) создает магнитный момент в направлении, перпендикулярном плоскости двухпроводного осциллятора, и способствует созданию магнитной проницаемости  $\mu = 1 + \chi^{\text{M}}$ , где  $\chi^{\text{M}}$  — магнитная восприимчивость, определяемая выражением

$$\chi^{\text{M}} = F_A \lambda_A^2 / (\lambda^2 - \lambda_A^2 - i \lambda \Delta \lambda_A), \quad (23)$$

где  $\lambda_A$  — длина волны антисимметричного плазменного резонанса;



**Рис. 16.** Зависимость действительной части магнитной восприимчивости оптомагнетика от длины световой волны

$\Delta\lambda_A$  — полуширина резонансной кривой зависимости

$$\text{Im}\chi^M = \text{Im}\chi^M(\lambda);$$

$F_A$  — эффективная сила осциллятора.

На рис. 16 представлена зависимость  $\text{Re}\chi^M = \text{Re}\chi^M(\lambda)$  для значений  $\sigma$  и  $\tau$ , соответствующих диамагнитному процессу, т.е. отрицательным значениям  $\text{Re}\chi^M$ , а значит, и магнитной проницаемости  $\mu$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М и т р о х и н В. Н., Р ы ж е н к о Д. С. Использование метаматериалов в устройствах СВЧ // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. Спец. вып. “Антенны и устройства радио- и оптического диапазонов”. – 2009. – С. 118–123.
2. Р ы ж е н к о Д. С. Построение метаматериала на основе микрополосковой линии передачи // Радиолокация и связь – перспективные технологии: Тез. докл. VII Молодежной науч.-техн. конф. – М., 2009. – С. 55–56.
3. Г у л я е в Ю. В., Л а г а р ь к о в А. Н., Н и к и т о в С. А. Метаматериалы, фундаментальные исследования и перспективы применения // Вестник РАН. – 2008. – № 5. – С. 438–450.
4. Р ы ж е н к о Д. С. Метаматериалы — новый вид магнитодиэлектриков // “Студенческая весна – 2008” МГТУ им. Н.Э. Баумана / Под ред. К.Е. Демихова. – М.: НТА “АПФН”, 2008. – С. 4–6.
5. М и т р о х и н В. Н. Электродинамические свойства метаматериалов: Учеб. пособие / Под ред. Н.А. Бея. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. – 48 с.
6. Г о л у б е в а Н. С., М и т р о х и н В. Н. Основы радиоэлектроники сверхвысоких частот: Учеб. пособие. 2-е изд., стереотип. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. – 488 с.
7. Р ы ж е н к о Д. С. Исследование поля элементарного магнитного диполя // Сб. трудов студенческой НТК “Студенческая науч. весна – 2006”. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. – С. 24–27.
8. М и т р о х и н В. Н. Дипольное излучение источника малых электрических размеров // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2007. – Т. 12, № 1. – С. 50–58.
9. М и к а э л я н А. Л. Методы расчета диэлектрической и магнитной проницаемости искусственных сред // Радиотехника. – 1955. – Т. 10, № 1. – С. 23–36.
10. Щ е л к у н о в С., Ф р и с Г. Антенны / Пер. с англ. под ред. Л.Д. Бахраха. – М.: Сов. радио, 1955. – 604 с.
11. M o s a l l a e i H., S a r a b a n d i K. Design and modeling of patch antenna printed on magneto-dielectric embedded-circuit metasubstrate // IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 2007. – Vol. 55. No. 1. – P. 45–52.

12. Pendry J. B., Holden A. J., Robbins D. J., Stewart W. J. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena // IEEE Transaction Microwave Theory and Technic, 199. – Vol. 47. No. 11. – P. 2075–2084.
13. Grigorenko A. N., Geim A. K., Gleeson H. F., Zhang Y., Firsov A. A., Khrushchev I. Y., Petrovic J. Nanofabricated media with negative permeability at visible frequencies // Nature. 2005. – Vol. 438. No. 17. – P. 336–338.
14. Panina L. V., Grigorenko A. N., Makhnovskiy D. P. Optomagnetik composite medium with conducting nanoelements // Physical Review. – 2002. – Vol. 66. 155411.

Статья поступила в редакцию 25.10.2010

Владимир Николаевич Митрохин родился в 1938 г., окончил в 1966 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана и в 1971 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Д-р техн. наук, профессор кафедры “Радиоэлектронные системы и устройства” МГТУ им. Н.Э. Баумана, главный научный сотрудник НИИ РЭТ МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 120 научных работ в области технической электродинамики, антенн и устройств СВЧ.

V.N. Mitrokhin (b. 1938) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical in 1966 and the Lomonosov Moscow State University in 1971. D. Sc. (Eng.), professor of “Radio-electronic Systems and Devices” department of the Bauman Moscow State Technical University, chief researcher of Research Institute for Radio-electronic Technology of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 120 publications in the field of technical electrodynamic, microwave antennas and devices.

Дмитрий Сергеевич Рыженко родился в 1985 г., окончил в 2008 г. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Аспирант кафедры “Радиоэлектронные системы и устройства” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 16 научных работ в области технической электродинамики, антенн и устройств СВЧ.

D.S. Ryzenko (b. 1985) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2008, post-graduate of “Radio-electronic Systems and Devices” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author about 16 publications in the field of technical electrodynamic, microwave antennas and devices.