

© Кочугов А.А., Росляков Н.М., Тенякова Н.А.
Kochugov A., Roslyakov N., Tenyakova N.

БАЛАНС МОЩНОСТЕЙ В СИСТЕМЕ – ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ, ОКРУЖЕННЫЙ ШАРОВОЙ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ

BALANCE OF THE POWERS IN THE SYSTEM – THE ELEMENTARY RADIATOR SURROUNDED BY A MAGNETODIELECTRIC SPHERICAL ENVELOPE

Аннотация. В статье приведены результаты исследования энергетических характеристик излучения электрически малой антенны (ЭМА) в виде системы «излучатель – импедансная оболочка». Они позволяют выделить диапазон значений параметров материала оболочки, на который целесообразно ориентироваться при разработке новых типов магнитодиэлектриков для импедансных покрытий.

Материалы статьи разработаны при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Контракт № 07.524.11.4015 от 15.05.2012 г.)

Annotation. The results of studies of the energy characteristics of the radiation electrically small antennas (ESA) in the form of the "emitter - impedance shell." They allow you to select a range of values of the parameters of the shell material, which should be guided in the development of new types of ferrites for impedance coatings.

Article Submissions are developed with the financial support of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (Contract № 07.524.11.4015 15.05.2012).

Ключевые слова. Антенна электрически малая, электрический диполь, мощность излучения, мощность реактивная, оболочка импедансная, метаматериал.

Key words. Electrically small antenna, electric dipole radiation power, reactive power, the shell impedance, the metamaterial.

Поиск путей решения проблемы создания высокоэффективных малогабаритных, главным образом передающих антенн, для каналов и сетей радиосвязи НЧ...ОВЧ диапазонов, наталкивается на объективные серьезные трудности, связанные с необходимостью синтеза материалов для импедансных оболочек излучателей, удовлетворяющих комплексу противоречивых требований к их электрофизическим параметрам. По-видимому, центральным из этих требований является обеспечение отрицательных значений диэлектрической (магнитной) проницаемости и малых потерь в диапазоне рабочих частот ЭМА.

Поэтому чрезвычайно актуальной представляется необходимость исследования энергетических характеристик излучения ЭМА в виде системы «излучатель – импедансная оболочка», безотносительно к конкретной физической реализации ее материала, однако со струк-

турой, обеспечивающей непосредственный контакт с излучателем [6].

Учитывая отсутствие количественной модели, описывающей механизм влияния импедансной оболочки на характеристики излучения антенны, целью настоящей работы является установление обобщенных зависимостей характеристик излучения – активной и реактивной мощностей излучения ЭМА, которые могут быть положены в основу формулирования требований к синтезу метаматериалов для импедансных оболочек электрически коротких излучателей указанных выше частотных диапазонов.

Как было установлено в ряде работ [1–4], мощность излучения электрически коротких излучателей (антенн), помещенных в ограниченный объем плазмы или магнитодиэлектрика при определенных значениях (в первую очередь отрицательных) диэлектрической

Кочугов Александр Александрович – доктор технических наук, заместитель генерального директора, ОАО «ВИКОР», тел. 8-495-543-36-77;

Росляков Николай Михайлович – доктор технических наук, профессор, ведущий научный сотрудник, ФБУ «4НИИ Минобороны России»;

Тенякова Надежда Архитовна – кандидат физико-математических наук, доцент, Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики.

Kochugov Alexander – doctor of technical science, deputy director general, JSC "Vikor", tel. 8-495-543-36-77;

Roslyakov Nikolay – doctor of technical science, professor, principal scientific collaborator, FBU "4NII Russian Defense Ministry";

Tenyakova Nadedzda – candidate of physical and mathematical sciences, senior lecturer, Povolzhsky state university of telecommunications and computer science.

ε и магнитной μ проницаемостей, существенно возрастает по сравнению со случаем свободного пространства.

Материалы с отрицательными электрофизическими параметрами (ε, μ) [5], получившие название метаматериалов, предложено использовать также в слоистых структурах ядро-оболочка с различным расположением излучателя относительно структуры [6]. Оболочка из метаматериала снижает реактивную мощность в ближней зоне антенны и позволяет существенно повысить ее коэффициент усиления, если только, как отмечается в работе [6], имеет место непосредственное прилегание метаматериала к вибратору.

Применение импедансных покрытий излучателей открывает возможности миниатюризации антенных устройств без ухудшения их излучательных свойств.

Представляет интерес исследовать влияние оболочки с энергетической точки зрения, используя метод наведенных ЭДС. Для упрощения расчетов рассмотрим простейшую систему в виде электрического диполя, окруженного шаровой магнитоэлектрической оболочкой (рис. 1).

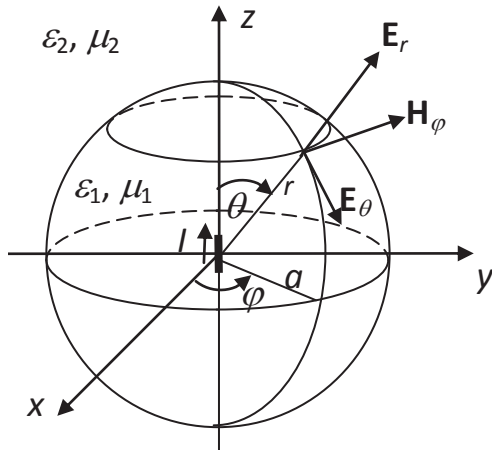


Рис.1. Электрический диполь в шаровой магнитоэлектрической оболочке

Здесь $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' - j\varepsilon_1''$ и $\mu_1 = \mu_1' - j\mu_1''$ – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости оболочки соответственно; (ε_1', μ_1') и $(\varepsilon_1'', \mu_1'')$ – вещественные и мнимые части соответствующих проницаемостей, a – радиус оболочки; j – мнимая единица. Система рассматривается в свободном пространстве с $\varepsilon_2 = \varepsilon_2'$ и $\mu_2 = \mu_2'$

Строгое решение задачи нахождения электромагнитного поля диполя, окруженного шаровой магнитоэлектрической оболочкой, в сферической системе координат (r, θ, φ) было получено в работе Вольперта [7], результаты которой в данном сообщении записаны через сферические функции Бесселя первого $j_n(z)$ и третьего $h_n^{(2)}(z)$ родов, а также присоединенные полиномы Ле-

жандра $P_n^m(\cos \theta)$, определенные в соответствии с работой [8].

Ограничимся случаем, когда потерями в среде 1 (шаровая оболочка) можно пренебречь. Согласно работам [1–2], наибольшего роста мощности излучения следует ожидать при $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' = -2$ и $\mu_1 = \mu_1' > 0$. Постоянная распространения в материале оболочки $k_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ (k_0 – постоянная распространения в вакууме) при $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' < 0$ и $\mu_1 = \mu_1' > 0$ будет чисто мнимой величиной.

Рассмотрим предельный случай, когда радиус оболочки стремится к бесконечности, т. е. диполь находится в неограниченном пространстве с параметрами среды 1.

Комплексные амплитуды составляющих электромагнитного поля диполя содержат множитель e^{-jkr} , который в сочетании с множителем $e^{j\omega t}$ и описывает некоторый волновой процесс; Здесь r – расстояние от диполя; ω – циклическая частота; t – время. При мнимых значениях постоянной распространения k множитель e^{-jkr} становится чисто вещественным и компоненты поля утрачивают волновой характер. Это означает, что при отрицательных значениях $\varepsilon_1 = \varepsilon_1'$ и положительных $\mu_1 = \mu_1'$ периодическое изменение потока энергии происходит лишь во времени и возможны случаи, когда диполь имеет только реактивную составляющую мощности.

В комплексной форме средний поток электромагнитной энергии $P_{\sigma 1}$ диполя в бесконечном пространстве с параметрами (ε_1, μ_1) имеет вид

$$P_{\sigma 1} = \frac{1}{2} \oint_S E_{\theta} H_{\varphi}^* dS = \frac{1}{2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} E_{\theta} H_{\varphi}^* r^2 \sin \theta d\theta d\phi, \quad (1)$$

$$\text{где } E_{\theta}(r, \theta) = -\frac{\omega \mu_0 \mu_1 l}{4\pi} \frac{1}{r} [k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r)]' P_1^1(\cos \theta) - \quad (2)$$

составляющая напряженности электрического поля в направлении θ ,

$$H_{\varphi}(r, \theta) = \frac{j\omega^2 \mu_0 \mu_1 \varepsilon_0 \varepsilon_1 l}{4\pi} h_1^{(2)}(k_1 r) P_1^1(\cos \theta) - \quad (3)$$

азимутальная составляющая напряженности магнитного поля;

«*» – знак комплексного сопряжения;

знаком штрих отмечены производные по аргументам функций, стоящих в квадратных скобках;

ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные;

l – сила тока;

l – длина плеча диполя; интегрирование ведется по сферической поверхности радиусом r . Из теории Бесселевых функций и присоединенных полиномов Лежандра имеем [8]:

$$h_1^{(2)}(z) = \left(\frac{j}{z^2} - \frac{1}{z} \right) \exp(-jz), \quad (4)$$

$$\left[zh_1^{(2)}(z) \right]' = \left(-\frac{j}{z^2} + \frac{1}{z} + j \right) \exp(-jz), \quad (5)$$

$$P_1^1(\cos \theta) = -\sin \theta. \quad (6)$$

В средах с вещественными значениями постоянной распространения k_1 формулы для мощности существенно упрощаются, так как произведение множителя $e^{-jk_1 r}$ на комплексно сопряженный дает единицу.

$$\frac{P_{\sigma 1}}{P_{\sigma 2}} = \frac{j\mu_1(\sqrt{\varepsilon_1\mu_1})^*}{\mu_2\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}} \times \left[k_0\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}rh_1^{(2)}(k_0\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}r) \right]' \times \left(\left(\frac{j}{k_0\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}r} - 1 \right) e^{-jk_0\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}r} \right)^*. \quad (10)$$

В табл. 1 приведены действительные (Re) и мнимые (Im) части отношения $P_{\sigma 1}/P_{\sigma 2}$ при различных значениях $k_0 r$ и параметрах среды 1 ($\varepsilon_2 = 1; \mu_2 = 1$).

Таблица 1

Действительные и мнимые части отношения $P_{\sigma 1}/P_{\sigma 2}$

$k_0 r$	$\text{Re}(P_{\sigma 1})/P_{\sigma 2}$	$\text{Im}(P_{\sigma 1})/P_{\sigma 2}$	$\text{Re}(P_{\sigma 1})/P_{\sigma 2}$	$\text{Im}(P_{\sigma 1})/P_{\sigma 2}$
	$\varepsilon_1 = -1; \mu_1 = 1$		$\varepsilon_1 = 1; \mu_1 = -1$	
0,1	0	1000	0	-1000
0,4	0	15,86	0	-15,86
0,7	0	2,80	0	-2,80
	$\varepsilon_1 = -2; \mu_1 = 2$		$\varepsilon_1 = 2; \mu_1 = -2$	
0,1	0	501	0	-501
0,4	0	6,50	0	-6,50
0,7	0	-15	0	15
	$\varepsilon_1 = -4; \mu_1 = 2$		$\varepsilon_1 = 4; \mu_1 = -2$	
0,1	0	252	0	-252
0,4	0	-5,66	0	5,66
0,7	0	-110	0	110

Для комплексных значений k_1 такое упрощение не имеет места. Выполнив в (1) интегрирование, получим

$$P_{\sigma 1} = j \frac{\omega^3 \mu_0^2 |\mu_1|^2 \varepsilon_0 \varepsilon_1^* I^2 l^2}{12\pi} \times \left[k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r) \right]' \left(h_1^{(2)}(k_1 r) \right)^* r. \quad (7)$$

Если воспользоваться выражением (4) для функции $h_1^{(2)}(k_1 r)$ и учесть, что $k_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$, то формулу (7) можно представить в виде

$$P_{\sigma 1} = \frac{j\omega^2 \mu_1 \mu_0 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} (\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1})^* I^2 l^2}{12\pi} \times \left[k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} r h_1^{(2)}(k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} r) \right]' \times \left(\left(\frac{j}{k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} r} - 1 \right) e^{-jk_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} r} \right)^*. \quad (8)$$

Удобно отнести комплексную мощность $P_{\sigma 1}$ к средней мощности излучения диполя $P_{\sigma 2}$ в свободном пространстве с параметрами среды 2 (где ε_2 и μ_2 – вещественны) [9]

$$P_{\sigma 2} = \frac{\omega^2 \mu_2 \mu_0 \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_2 \mu_0 \mu_2} I^2 l^2}{12\pi}, \quad (9)$$

тогда

Из таблицы видно, что если магнитоэлектрическая среда с $\varepsilon_1 < 0$ и $\mu_1 > 0$ полностью заполняет все пространство, то диполь не излучает, мощность имеет чисто реактивный характер. Аналогичное явление наблюдается при $\varepsilon_1 > 0$ и $\mu_1 < 0$. Энергия генератора полностью затрачивается на поляризацию (намагничивание) магнитоэлектрика.

Известно [9], что реактивная мощность диполя в вакууме пропорциональна $-1/(k_0 r)^3$, т.е. имеет емкостный характер и в ближней зоне ($k_0 r < 0,1$) играет основную роль. В магнитоэлектрике с $\varepsilon_1 < 0$ и $\mu_1 > 0$ реактивная мощность диполя в ближней зоне меняет знак, а при $\varepsilon_1 > 0$ и $\mu_1 < 0$ сохраняет емкостный характер.

Это результат отмечен в монографии [6], где было предложено использовать материалы с $\varepsilon_1 < 0$ и $\mu_1 > 0$ для компенсации реактивной энергии антенны. Однако авторы не обратили внимания на отсутствие активной составляющей мощности в таких средах, из-за неточного выражения для вещественной части комплексного сопротивления антенны должно быть $R = \sqrt{\mu' / \varepsilon'} 20 (kl)^2 = 20 \sqrt{\varepsilon' \mu'} \mu' (k_0 l)^2$, а не $R = 20 (kl)^2$. Сопротивление излучения становится мнимым при $\varepsilon_1 < 0$ или $\mu_1 > 0$.

Погружение диполя в ограниченный объем маг-

нитодиэлектрического вещества изменяет ситуацию.

Рассматривая шаровую оболочку как пассивный вибратор, возбуждаемый активным вибратором – диполем, можно с помощью метода наведенных ЭДС найти мощность, наводимую вторичным электромагнитным полем шаровой оболочки вблизи диполя. Комплексная наведенная мощность P_i выражается формулой

$$P_i = -\frac{1}{2} \int_l E_{z1} I^* dz, \tag{11}$$

где E_{z1} – электрическое поле, создаваемое шаровой оболочкой на оси диполя, интегрирование ведется по длине диполя, $I^* = I$.

Приближенно можно считать, что величине E_{z1} соответствует составляющая $E_{\theta 1}$ вторичного поля шара при $\theta=90^\circ$ и $r=0$, взятая со знаком минус. Знак минус учитывает противоположность направлений E_{z1} и $E_{\theta 1}$. Напряженность поля $E_{\theta 1}$ определяется соотношением [7]

$$E_{\theta 1}(r, \theta) = \frac{\Pi \omega \mu_0 \mu_1}{4\pi} \times \\ \times A \frac{1}{r} [k_1 r j_1(k_1 r)]' P_1^1(\cos \theta), \tag{12}$$

где

$$A = \frac{h_1^{(2)}(k_1 a) [k_2 a h_1^{(2)}(k_2 a)]'}{B} - \\ - \frac{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} h_1^{(2)}(k_2 a) [k_1 a h_1^{(2)}(k_1 a)]'}{B}; \\ B = j_1(k_1 a) [k_2 a h_1^{(2)}(k_2 a)]' - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} h_1^{(2)}(k_2 a) [k_1 a j_1(k_1 a)]'; \tag{13}$$

$$j_1(z) = \frac{\sin z}{z^2} - \frac{\cos z}{z}; \\ [z j_1(z)]' = -\frac{\sin z}{z^2} + \frac{\cos z}{z} + \sin z.$$

При $r \rightarrow 0$ предел отношения $(1/r) [k_1 r j_1(k_1 r)]'$ равен $(2/3)k_1, P_1^1(\cos 90^\circ) = -\sin 90^\circ = -1$. Следовательно,

$$E_{z1} = -E_{\theta 1} = \frac{\Pi \omega^2 \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_1 \mu_0 \mu_1} \mu_0 \mu_1}{6\pi} A. \tag{14}$$

После подстановки (14) в (11) и интегрирования, получим

$$P_i = -\frac{\omega^2 \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_1 \mu_0 \mu_1} \mu_0 \mu_1 I^2 l^2}{12\pi} A. \tag{15}$$

Покажем, что мощность излучения вибратора в отсутствие поглощения можно представить как сумму активной наведенной мощности и мощности излучения диполя в бесконечном пространстве с параметрами оболочки ϵ_1, μ_1 .

Средняя комплексная мощность P_i внутри шаро-

вой оболочки определяется потоком энергии результирующего поля, являющегося суперпозицией первичного и вторичного полей:

$$P_1 = \frac{1}{2} \oint_S (E_\theta + E_{\theta 1})(H_\phi^* + H_{\phi 1}^*) E_\theta H_\phi^* dS = \\ = P_{00} + P_{01} + P_{10} + P_{11}; \quad (r \leq a), \tag{16}$$

где $P_{00} = \frac{1}{2} \oint_S E_\theta H_\phi^* dS$ – мощность диполя в свободном пространстве с параметрами ϵ_1 и μ_1 , обозначенная ранее символом $P_{\sigma 1}$ (8);

$$P_{01} = \frac{1}{2} \oint_S E_\theta H_{\phi 1}^* dS \text{ и } P_{10} = \frac{1}{2} \oint_S E_{\theta 1} H_\phi^* dS$$
 – мощности,

создаваемые «смешанными» плотностями потоков энергии, в которые входят компоненты первичного и вторичного полей;

$$P_{11} = \frac{1}{2} \oint_S E_{\theta 1} H_{\phi 1}^* dS$$
 – мощность, обусловленная со-

составляющими вторичного поля оболочки.

Составляющие первичного поля E_θ и H_ϕ выражаются формулами (2) и (3), а вторичного – соотношениями (12) и (17)

$$H_{\phi 1}(r, \theta) = -\frac{j\omega^2 \mu_0 \mu_1 \epsilon_0 \epsilon_1 \Pi}{4\pi} \times \\ \times A j_1(k_1 r) P_1^1(\cos \theta). \tag{17}$$

Мощность P_{11} , равная

$$P_{11} = j \frac{\omega^2 \mu_0 \mu_1 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (\sqrt{\epsilon_1 \mu_1})^* I^2 l^2}{12\pi} \times \\ \times |A|^2 [k_1 r j_1(k_1 r)]' [k_1 r j_1(k_1 r)]^*,$$

имеют чисто реактивный характер как для положительных, так и для отрицательных значений (ϵ_1, μ_1) в любых сочетаниях. Это следует из вещественности выражения при мнимой единице не только при действительных, но и при мнимых значениях постоянной распространения $k_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$. В последнем случае произведение двух мнимых величин $-(\sqrt{\epsilon_1 \mu_1})^*$ и $[k_1 r j_1(k_1 r)]'$ дает вещественное число (величина $[k_1 r j_1(k_1 r)]^*$ при этом вещественна).

Мощность P_{11} характеризует колебания энергии, обусловленные токами поляризации (или молекулярными токами при намагничении) материала шаровой оболочки.

Сумма мощностей P_{01} и P_{10} определяет влияние отдельных составляющих вторичного поля оболочки на процесс распространения энергии и выражается формулой

$$P_{01} + P_{10} = -j \frac{\omega^2 \mu_0 \mu_1 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (\sqrt{\epsilon_1 \mu_1})^* I^2 l^2}{12\pi} \times \\ \times \left\{ A^* [k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r)]' [k_1 r j_1(k_1 r)]^* + \right. \\ \left. + A [k_1 r j_1(k_1 r)]' [k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r)]^* \right\}. \tag{18}$$

Выясним физический смысл активной составляющей мощности ($P_{01} + P_{10}$). Рассмотрим сначала вещественные k_1 . Преобразуем выражение, стоящее в фигурных скобках в формуле (18). Имеем:

$$\begin{aligned} & (\operatorname{Re} A - j \operatorname{Im} A) \left[k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r) \right]' \times \\ & \times \left[k_1 r j_1(k_1 r) \right] + (\operatorname{Re} A + j \operatorname{Im} A) \times \\ & \times \left[k_1 r j_1(k_1 r) \right]' \left[k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r) \right]^* . \end{aligned}$$

Баланс мощностей внутри шаровой оболочки

Активная мощность	Реактивная мощность
$\operatorname{Re}(P_1) = \operatorname{Re}(P_{00}) + \operatorname{Re}(P_{01} + P_{10})$ или $\operatorname{Re}(P_1) = \operatorname{Re}(P_{\sigma 1}) + \operatorname{Re}(P_i)$ $P_{00} \equiv P_{\sigma 1} \quad \operatorname{Re}(P_{01} + P_{10}) = \operatorname{Re}(P_i)$	$\operatorname{Im}(P_1) = \operatorname{Im}(P_{00} + P_{01} + P_{10} + P_{11})$

С помощью замены $h_1^{(2)}(z) = j_1(z) - jy_1(z)$, где $y_1(z)$ – сферическая функция Бесселя второго рода первого порядка, придем к соотношению

$$\begin{aligned} & \operatorname{Re} A \left\{ \left[k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r) \right]' \left[k_1 r j_1(k_1 r) \right] + \right. \\ & \left. + \left[k_1 r j_1(k_1 r) \right]' \left[k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r) \right]^* \right\} - \\ & - j \operatorname{Im} A \left\{ \left[k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r) \right]' \left[k_1 r j_1(k_1 r) \right] - \right. \\ & \left. - \left[k_1 r j_1(k_1 r) \right]' \left[k_1 r h_1^{(2)}(k_1 r) \right]^* \right\} = \\ & = \operatorname{Re} A \left\{ 2 \left[k_1 r j_1(k_1 r) \right] \left[k_1 r j_1(k_1 r) \right]' - j \right\} - \\ & - \operatorname{Im} A \left\{ \left[k_1 r j_1(k_1 r) \right] \left[k_1 r y_1(k_1 r) \right]' \right\} . \end{aligned} \quad (19)$$

При выводе был использован вронскиан для беселевых функций

$$W[z j_1(z), z y_1(z)] = 1,$$

После подстановки (19) в (18), получим

$$\begin{aligned} & \operatorname{Re}(P_{01} + P_{10}) = \\ & = - \frac{\omega^2 \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \mu_0 \mu_1} \mu_0 \mu_1 I^2 l^2}{12\pi} \operatorname{Re} A = \operatorname{Re} P_i, \end{aligned}$$

т. е. активная часть суммарной мощности ($P_{01} + P_{10}$) равна наведенной мощности излучения.

Аналогичное заключение можно сделать и в случае мнимых k_1 , выполнив соответствующие преобразования с учетом соотношения

$$[z j_1(z)]^* \cdot [z y_1(z)]' + [z j_1(z)]' \cdot [z y_1(z)]^* = 1.$$

При мнимых k_1 мощность излучения будет определяться уже мнимой составляющей коэффициента $A - \operatorname{Im} A$.

Что касается реактивных составляющих ($P_{01} + P_{10}$)

и P_i , то они неодинаковы. Реактивная часть ($P_{01} + P_{10}$) зависит от расстояния до вибратора, а $\operatorname{Im}(P_i)$ определяет реактивную мощность на входе антенны.

Для наглядности отобразим полученные результаты в табл. 2.

В непоглощающих средах мощность излучения на любых расстояниях от антенны одинакова. Для контроля вычислений воспользуемся выражением для мощности излучения диполя P_2 вне оболочки в среде 2 [7]

Таблица 2

$$P_2 = \frac{\omega^2 \mu_0 \mu_2 \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_2 \mu_0 \mu_2} I^2 l^2}{12\pi} |C|^2,$$

где

$$C = \frac{j(\mu_1/\mu_2)}{D};$$

$$\begin{aligned} D = k_1 a \left\{ j_1(k_1 a) \left[k_2 a h_1^{(2)}(k_2 a) \right]' - \right. \\ \left. - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} h_1^{(2)}(k_2 a) \left[k_1 a j_1(k_1 a) \right]' \right\}. \end{aligned}$$

Величины $\operatorname{Re}(P_{\sigma 1})$, $\operatorname{Re}(P_i)$, $\operatorname{Re}(P_1)$ и P_2 , отнесенные к $P_{\sigma 2}$, при различных значениях $k_0 a$, ε_1 , μ_1 и $\varepsilon_2=1$, $\mu_2=1$ приведены в табл. 3. Вещественная часть $P_{\sigma 1}$ вычислялась при $k_0 r = k_0 a$.

Из табл. 3 видно, что при $\varepsilon_1 < 0$ и $\mu_1 > 0$ излучаемая мощность целиком обусловлена магнитодиэлектрической оболочкой. Аналогичное явление имеет место и при $\varepsilon_1 > 0$ и $\mu_1 < 0$.

Отметим также, что постоянство значений $\operatorname{Re}(P_{\sigma 1})/P_{\sigma 2}$ для каждого набора (ε_1 , μ_1) есть следствие независимости мощности излучения от расстояния до диполя.

Индукцированная мощность излучения $\operatorname{Re}(P_{\sigma 1})/P_{\sigma 2}$ напрямую зависит от размеров оболочки, чем меньше радиус оболочки, тем сильнее электромагнитное поле внутри оболочки и тем больше энергии отражается от поверхности оболочки в единицу времени.

Реактивную мощность внутри шаровой оболочки целесообразно разбить на две части

$$\operatorname{Im}(P_i) = \operatorname{Im}(P_{\sigma 1}) + \operatorname{Im}(P_{01} + P_{10} + P_{11}).$$

Первое слагаемое определяет реактивную мощность диполя в неограниченной среде с параметрами

Таблица 3
Значения относительных величин $Re(P_{\sigma 1})$, $Re(P_i)$, $Re(P_1)$ и P_2

$k_0 a$	$Re(P_{\sigma 1})/P_{\sigma 2}$	$Re(P_i)/P_{\sigma 2}$	$Re(P_1)/P_{\sigma 2}$	$P_2/P_{\sigma 2}$
$\epsilon_1 = -1; \mu_1 = 1$				
0,1	0	8,69	8,69	8,69
0,4	0	5,48	5,48	5,48
0,7	0	2,63	2,63	2,63
$\epsilon_1 = -2; \mu_1 = 2$				
0,1	0	$1,14 \cdot 10^4$	$1,14 \cdot 10^4$	$1,14 \cdot 10^4$
0,4	0	39,4	39,4	39,4
0,7	0	3,24	3,24	3,24
$\epsilon_1 = -4; \mu_1 = 2$				
0,1	0	2,32	2,32	2,32
0,4	0	4,05	4,05	4,05
0,7	0	3,38	3,38	3,38
$\epsilon_1 = 2; \mu_1 = -4$				
0,1	0	0,549	0,549	0,549
0,4	0	0,382	0,382	0,382
0,7	0	0,173	0,173	0,173
$\epsilon_1 = 2; \mu_1 = 4$				
0,1	11,3	-10,7	0,576	0,576
0,4	11,3	-10,5	0,841	0,841
0,7	11,3	-9,08	2,23	2,23
$\epsilon_1 = -2; \mu_1 = -4$				
0,1	-11,3	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$
0,4	-11,3	$8,32 \cdot 10^2$	$8,2 \cdot 10^2$	$8,2 \cdot 10^2$
0,7	-11,3	63,5	52,2	52,2

(ϵ_1, μ_1), обусловленную только компонентами первичного поля. Вторая составляющая характеризует реактивную мощность, порожденную в основном вторичным полем шаровой оболочки.

Рассмотрим баланс реактивных мощностей для различных значений ϵ_1 и μ_1 .

На рис. 2-5 представлены одновременно три кривые, изображающие зависимости составляющих $Im(P_{\sigma 1})$, $Im(P_{01} + P_{10} + P_{11})$ и полной реактивной мощности $Im(P_1)$ от $k_0 r$ ($r \leq a$) при заданном значении $k_0 a$ и $\epsilon_2 = 1$ и $\mu_2 = 1$. Все мощности отнесены к величине $P_{\sigma 2}$.

Видно, что при $\epsilon_1 = -2$ (рис. 2 и 3) в ближней зоне антенны индуктивный поток энергии вибратора в свободном пространстве с (ϵ_1, μ_1) частично компенсирует емкостный поток энергии вторичного поля шаровой оболочки. Это способствует более полному преобразованию энергии генератора в энергию излучения. При определенных значениях $k_0 r$ кривые полной реактивной мощности пересекают ось абсцисс, т. е. в этих точках реактивная мощность антенны обращается в нуль. Однако эти точки лежат либо за пределами ближней зоны, либо у ее границы. Возрастание сопротивления излучения антенн с плазменным покрытием при $\epsilon_1 = -2$ в области ма-

лых $k_0 a$ было отмечено в работах [1-2].

При переходе к положительным значениям ϵ_1 (рис. 4 и 5) реактивная мощность приобретает емкостный характер и компенсации реактивных энергий в ближней зоне антенны не происходит. Соответственно в области малых $k_0 a$ сопротивление излучения антенны невелико.

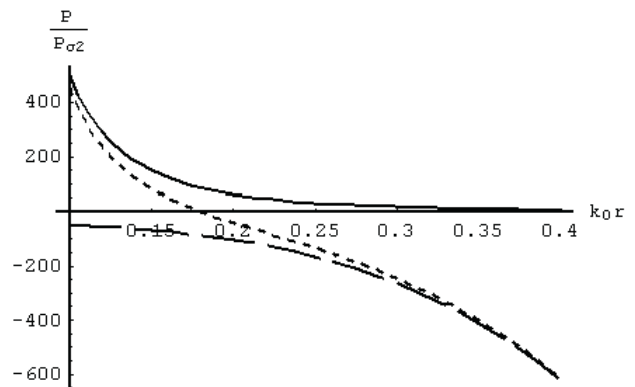


Рис. 2 Зависимость реактивной мощности от $k_0 r$ при $\epsilon_1 = -2, \mu_1 = -2$ и $k_0 a = 0,4$:
 $P = Im(P_{\sigma 1})$ - сплошная линия; $P = Im(P_{01} + P_{10} + P_{11})$ - длинный пунктир; $P = Im(P_1)$ - короткий пунктир

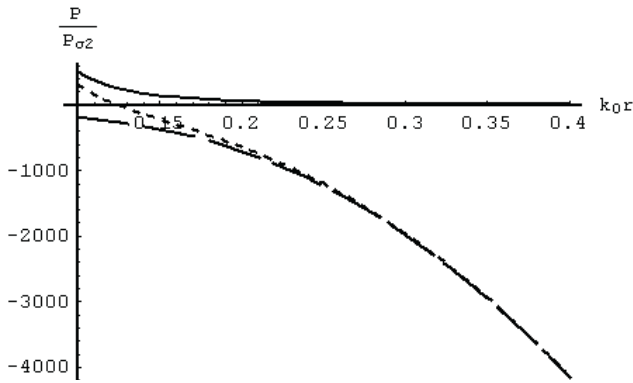


Рис. 3. Зависимость реактивной мощности от k_0r при $\epsilon_1 = -2, \mu_1 = 2$ и $k_0a = 0,4$:

$P = \text{Im}(P_{\sigma 1})$ – сплошная линия; $P = \text{Im}(P_{01} + P_{10} + P_{11})$ – длинный пунктир; $P = \text{Im}(P_1)$ – короткий пунктир

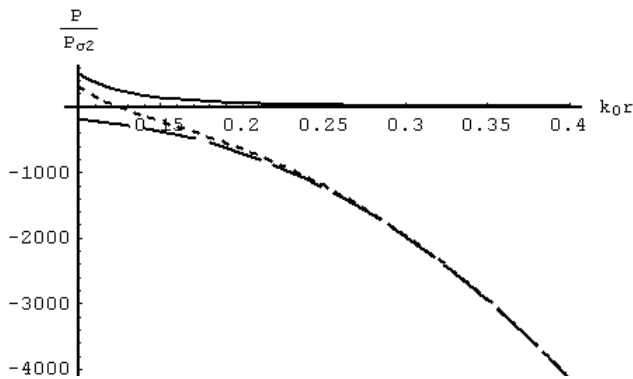


Рис. 4. Зависимость реактивной мощности от k_0r при $\epsilon_1 = 2, \mu_1 = -4$ и $k_0a = 0,4$:

$P = \text{Im}(P_{\sigma 1})$ – сплошная линия; $P = \text{Im}(P_{01} + P_{10} + P_{11})$ – длинный пунктир; $P = \text{Im}(P_1)$ – короткий пунктир

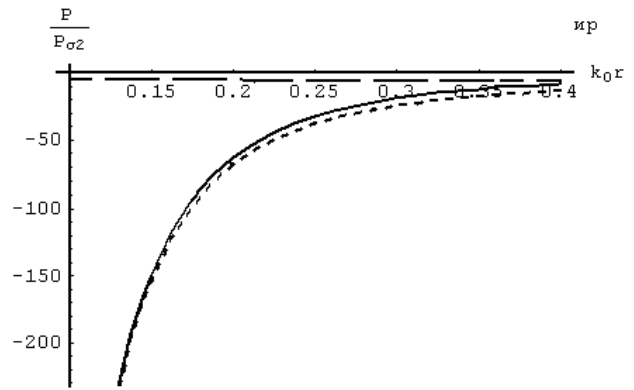


Рис. 5. Зависимость реактивной мощности от k_0r при $\epsilon_1 = 2, \mu_1 = 4$ и $k_0a = 0,4$:

$P = \text{Im}(P_{\sigma 1})$ – сплошная линия; $P = \text{Im}(P_{01} + P_{10} + P_{11})$ – длинный пунктир; $P = \text{Im}(P_1)$ – короткий пунктир

Таким образом, использование импедансных покрытий с $\epsilon_1 < 0$ позволяет уменьшить реактивную энергию в ближней зоне вибратора и повысить сопротивление излучения антенны.

Проведенный анализ энергетических процессов в системе – диполь, окруженный шаровой магнитодиэлектрической оболочкой, является базовым. Результаты позволяют выделить диапазон значений ϵ_1 и μ_1 , на который целесообразно ориентироваться при разработке новых типов магнитодиэлектриков для импедансных покрытий.

Литература

1. Пистолькорс АА, Зимина В.И. Об излучении вибратора, окруженного слоем изотропной плазмы. – Вопросы радиоэлектроники. Серия XII Общетехническая, 1963, № 1, с. 3-12.
2. Беликов Ю.П., Лишин И.В., Киселев С.И., Росляков Н.М., Чиж АА. – Способ излучения электромагнитной энергии. АС. 197742, СССР. – 1984.
3. Росляков Н.М., Тенякова Н.А., Воробьев О.Б. Излучение кольцевой рамочной антенны, окруженной магнитодиэлектрической сферой. – Радиотехника и электроника, 2004, т. 49, № 10, с. 1210-1217.
4. Росляков Н.М., Тенякова Н.А. Излучение вытянутой сфероидальной антенны с плазменным покрытием. – Радиотехника и электроника, 1992, вып. 4, с. 583-592.
5. Smith D.R., Radilla W. J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C. and Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // Phys. Rev. Lett. May 2000. V.84. P. 4184-4187.
6. Панченко БА, Гизатуллин М.Г. Нано-антенны. – М.: Радиотехника, 2010.
7. Вольперт А.Р. О сопротивлении излучения вибратора, окруженного шаровой магнитодиэлектрической оболочкой. – Радиотехника, 1948, т. 3, № 6, с. 29-48.
8. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. – М.: Наука, 1979, 832 с.
9. Никольский В.В. Электродинамика и распространение электромагнитных волн. – М.: Наука, 1973, 608 с.

Материал поступил в редакцию 01. 07. 2013 г.