

Поле в ближней зоне и поляризационные характеристики системы скрещенных импедансных вибраторов в полубесконечной среде с потерями

М. В. Нестеренко, В. А. Катрич, В. М. Дахов

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Mikhail.V.Nesterenko@univer.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 20 марта 2006 г.

Показана возможность создания поля излучения круговой (эллиптической) поляризации системой скрещенных вибраторов одинаковых геометрических размеров с различными поверхностными импедансами, расположенных в материальной среде над идеально проводящей плоскостью. Проведены расчеты и представлены графики распределения поля в ближней зоне и поляризационных характеристик такой структуры в зависимости от параметров среды и поверхностного импеданса вибраторов.

Введение

Одной из возможных областей применения электромагнитного излучения СВЧ диапазона в современной клинической медицине является микроволновая гипертермия, позволяющая создавать глубокий управляемый нагрев различных тканей и органов живого организма, находящихся как вблизи поверхности, так и внутри него [1, 2]. В зависимости от расположения прогреваемых областей СВЧ энергия может подводиться через наружные излучатели-аппликаторы или с помощью антенн-зондов, вводимых непосредственно в организм. Среди требований, предъявляемых к излучателям для СВЧ гипертермии, основными являются следующие [2]: обеспечение глубокого нагрева с возможностью фокусировки излучаемого поля и его сканирования и равномерного распределения температурного поля в зависимости от типа и структуры прогреваемых тканей; хорошее согласование с питающим трактом; малые геометрические размеры и вес аппликаторов и зондов. Для обеспечения этих требований на прак-

тике применяются различные типы антенн, например: волноводные и рупорные [3-6]; микрополосковые [7-10]; микрополосковые в комбинации со щелевыми [11]; на базе диэлектрического волновода [12]; с использованием кольцевых щелей во внешнем проводнике коаксиальной линии, заключенной в диэлектрическую оболочку [13-15]; линейные [2, 16] и *V*-образные [17] вибраторы. Несмотря на многообразие используемых для гипертермии СВЧ излучателей (и решеток на их основе), их объединяет одно общее свойство – линейная поляризация излучаемого поля. Повышения эффективности процесса микроволновой гипертермии можно добиться, на наш взгляд, путем применения полей круговой (эллиптической) поляризации, создаваемых, например, системой скрещенных вибраторов с различными поверхностными импедансами.

В настоящей работе исследованы энергетические и поляризационные характеристики системы из двух скрещенных импедансных вибраторов, расположенных в поглощающей среде над идеально проводящей плоскостью, а также пространствен-

ные распределения электромагнитного поля различной поляризации вблизи такой структуры.

Теория

Рассматриваемая структура и принятые в задаче обозначения представлены на рис. 1. Здесь $\{X, Y, Z\}$ – декартова система координат, связанная со скрещенными цилиндрическими вибраторами V_1 и V_2 длиной $2L_n$ и радиусами r_n ($n=1, 2$), оси $\{Os_n\}$ которых параллельны бесконечной идеально проводящей плоскости и находятся на расстоянии h от нее. Вибраторы синфазно возбуждаются в центре ($s_n=0$) гипотетическим генератором напряжения и излучают в полупространство с комплексными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_1 и μ_1 . Электромагнитное поле излучения системы вибраторов в сферической системе координат $\{\rho, \theta, \varphi\}$ будет иметь все шесть составляющих, из которых будем рассматривать только электрические $\vec{E}(\rho, \theta, \varphi) = \vec{E}^{V_1} + \vec{E}^{V_2} = \vec{e}_\rho E_\rho^\Sigma + \vec{e}_\theta E_\theta^\Sigma + \vec{e}_\varphi E_\varphi^\Sigma$, где $\vec{e}_\rho, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi$ – единичные орты, $\Sigma = V_1 + V_2$.

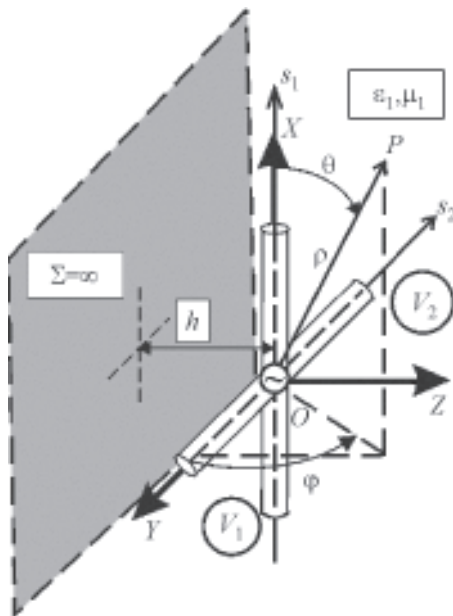


Рис. 1. Электродинамическая система и геометрия задачи

Выражения для $E_\rho^{V_1}, E_\theta^{V_1}, E_\varphi^{V_1}$ в случае одиночного импедансного вибратора, расположенного над бесконечным экраном, получены в [18] и имеют следующий вид ($k_1 = k\sqrt{\epsilon_1\mu_1}$, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве, ω – круговая частота при временной зависимости поля $e^{i\omega t}$):

$$E_\rho^{V_1} = \frac{k_1}{\omega\epsilon_1} \times \int_{-L_1}^{L_1} J(s_1) \left\{ F_\rho[s_1, R(s_1)] - F_\rho[s_1, R_0(s_1)] - F_0^1(s_1) 2ik_1 h \times \right. \\ \left. \times \left[2h \cos\theta + \sin\varphi \left(s_1 \sin\theta + \frac{1}{2} \rho \sin 2\theta \right) \right] F_0^3(s_1) \right\} ds_1,$$

$$E_\theta^{V_1} = -\frac{k_1}{\omega\epsilon_1} \int_{-L_1}^{L_1} J(s_1) \left\{ F_\theta[s_1, R(s_1)] - F_\theta[s_1, R_0(s_1)] - F_0^1(s_1) 2ik_1 h [2h \sin\theta + \sin\varphi \times \right. \\ \left. \times ((\rho - s_1 \cos\theta) + \rho \sin^2\theta)] F_0^3(s_1) \right\} ds_1,$$

$$E_\varphi^{V_1} = \frac{k_1}{\omega\epsilon_1} \times \int_{-L_1}^{L_1} J(s_1) F_0^1(s_1) 2ik_1 h \cos\varphi (s_1 - \rho \cos\theta) F_0^3(s_1) ds_1,$$

$$F_\rho[s_1, R_{(0)}(s_1)] = F_{(0)}^1(s_1) \times \left[2R_{(0)}(s_1) F_{(0)}^2(s_1) \cos\theta - ik_1 \rho F_{(0)}^3(s_1) s_1 \sin^2\theta \right], \tag{1}$$

$$F_\theta[s_1, R_{(0)}(s_1)] = F_{(0)}^1(s_1) \sin\theta \times \left[2R_{(0)}(s_1) F_{(0)}^2(s_1) - ik_1 \rho F_{(0)}^3(s_1) (\rho - s_1 \cos\theta) \right],$$

$$F_{(0)}^1(s_1) = \frac{e^{-ik_1 R_{(0)}(s_1)}}{R_{(0)}^3(s_1)},$$

$$F_{(0)}^2(s_1) = \left[1 + \frac{1}{ik_1 R_{(0)}(s_1)} \right],$$

$$F_{(0)}^3(s_1) = \left[1 + \frac{3}{ik_1 R_{(0)}(s_1)} - \frac{3}{k_1^2 R_{(0)}^2(s_1)} \right].$$

Здесь $R(s_1, \rho, \theta) = \sqrt{\rho^2 - 2\rho s_1 \cos \theta + s_1^2}$, $R_0(s_1, \rho, \theta, \varphi) = (\rho^2 - 2\rho s_1 \cos \theta + s_1^2 + 4h(\rho \sin \theta \sin \varphi + h))^{1/2}$, $J(s_1)$ – ток в вибраторе V_1 , определяемый следующим выражением [18]:

$$J(s_1) = -\alpha_1 V_0 \frac{i\omega \epsilon_1}{2\tilde{k}} \left\{ \sin \tilde{k}(L_1 - |s_1|) + \alpha_1 \left\{ P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}(L_1 + s_1) \right] - (\sin \tilde{k}s_1 + \sin \tilde{k}|s_1|) P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}L_1 \right] \right\} \times (\cos \tilde{k}L_1 + \alpha_1 P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}L_1 \right])^{-1} \right\} \quad (2)$$

В (2) приняты обозначения: $\tilde{k} = k_1 + i(\alpha_1/r_1) \times \bar{Z}_{s1} \sqrt{\epsilon_1/\mu_1}$, $P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}L_1 \right] = \int_0^{L_1} G(s_1, L_1) \cos \tilde{k}s_1 ds_1$, $P_s \left[k_1(r_1 + h), \tilde{k}(L_1 + s_1) \right] = \int_0^{s_1} [G(s'_1, -L_1) + G(s'_1, L_1)] \times \sin \tilde{k}(s_1 - s'_1) ds'_1$, $G(s_1, s'_1) = \frac{e^{-ik_1 \sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + r_1^2}}}{\sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + r_1^2}} - \frac{e^{-ik_1 \sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + (2h + r_1)^2}}}{\sqrt{(s_1 - s'_1)^2 + (2h + r_1)^2}}$, $\alpha_1 = \frac{1}{2 \ln(r_1/(2L_1))}$ – малый параметр ($|\alpha_1| \ll 1$); $\bar{Z}_{s1} = \bar{R}_{s1} + i\bar{X}_{s1}$ – нормированный (на 120π Ом) комплексный поверхностный импеданс вибратора, V_0 – амплитуда СВЧ напряжения. Для второго вибратора V_2 формула для тока также будет иметь вид (2), а компоненты электрического поля можно определить согласно (1) с использованием соответствующих преобразований систем координат.

В работе [19] в приближении электрически тонких цилиндрических проводников получены формулы для вычисления распределенного поверхностного импеданса цилиндрических вибраторов различной геометрии для различных электрофизических параметров материала, из которого они изготовлены. Приведем некоторые из этих формул, характеризующие различные типы импеданса.

1. Индуктивный импеданс ($\bar{X}_s > 0$).

а) Для случая металлического цилиндра радиуса r_i с покрытием из магнетодиэлектрика с проницаемостью μ и толщиной $r - r_i$:

$$\bar{Z}_s = ikr\mu \ln(r/r_i). \quad (3)$$

б) Этот тип импеданса имеют также гофрированные (ребристые) цилиндры, а также вибраторы в виде однозаходной металлической спирали.

2. Емкостной импеданс ($\bar{X}_s < 0$).

а) В случае диэлектрического цилиндра с проницаемостью ϵ и радиусом r :

$$\bar{Z}_s = -i \frac{2}{kr(\epsilon - 1)}. \quad (4)$$

б) Для диэлектрического цилиндра радиуса r с проницаемостью ϵ с металлическими вставками толщиной d_m ($d_m + d_\epsilon \ll \lambda/\sqrt{\epsilon}$, где d_ϵ – толщина диэлектрика):

$$\bar{Z}_s = -i \frac{d_\epsilon}{d_m + d_\epsilon} \frac{2}{kr\epsilon}. \quad (5)$$

Отметим, что в формулы (3)–(5) входят параметры ϵ и μ , плавное изменение которых (в случае их зависимости от статических электрического и магнитного полей) и, следовательно, характеристик излучения системы (при ее фиксированных геометрических размерах) можно осуществлять, например, воздействием внешних полей.

Численные результаты

Изменением величины и типа мнимой части поверхностного импеданса вибратора при его фиксированных геометрических размерах и различных параметрах среды ϵ_1 и μ_1 можно производить настройку вибратора в резонанс, определяемый соотношением $\text{Im} Z_{in} = \text{Im} \frac{V_0}{J(s=0)} = 0$, где Z_{in} – входное сопротивление вибратора в точках питания. На рис. 2 представлены резонансные значения поверхностного импеданса \bar{X}_{sres} одиночного вибратора в зависимости от расстояния h до плоскости (штрих-

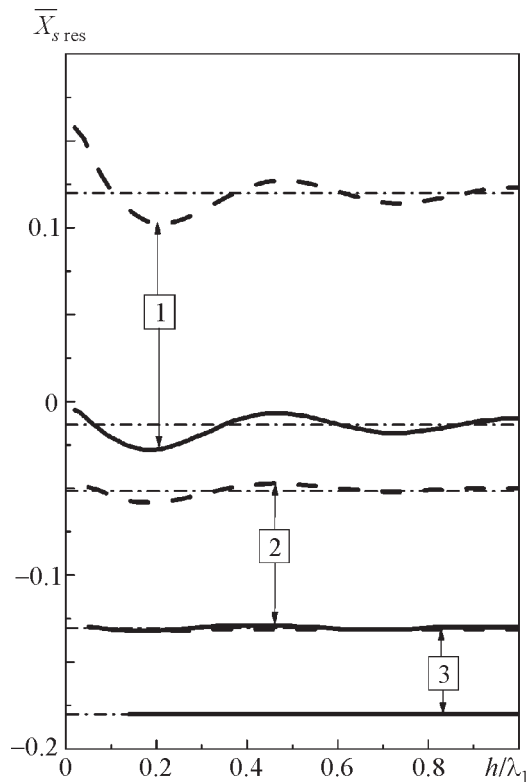


Рис. 2. Резонансные значения поверхностного импеданса $\bar{X}_{s\text{res}}$ одиночного вибратора в зависимости от расстояния до плоскости в различных средах: 1 – свободное пространство, 2 – жировой слой, 3 – мышечная ткань; сплошные кривые – $2L = \lambda/2$, пунктир – $2L = \lambda/4$, штрихпунктир – $h \rightarrow \infty$

пунктирные кривые соответствуют случаю $h \rightarrow \infty$, λ_1 – длина волны в среде) для полуволнового ($2L = \lambda/2$) и четвертьволнового ($2L = \lambda/4$) вибраторов (здесь и далее $\bar{R}_s = 0.001$, $r/\lambda = 0.0033$). Электрофизические параметры сред – жирового слоя и мышечной ткани – при $\lambda = 10$ см взяты из монографии [20]. Как видно из графиков, увеличение плотности среды приводит к уменьшению влияния расстояния h между вибратором и плоскостью на значения $\bar{X}_{s\text{res}}$, которые в зависимости от электрической длины вибратора и параметров среды могут соответствовать импедансам как индуктивного ($\bar{X}_{s\text{res}} > 0$), так и емкостного ($\bar{X}_{s\text{res}} < 0$) типов.

Поляризацию поля излучения системы скрещенных вибраторов можно охарактеризовать коэффициентом эллиптичности r_p , который определяется выражением $r_p = \text{tg} \left(\frac{1}{2} \arcsin \frac{2|p| \sin \psi}{|p|^2 + 1} \right)$, где $|p|$ и ψ модуль и фаза отношения $p = E_\theta(\rho)/E_\phi(\rho)$ в дальней зоне вибраторов. Известно, что поле излучения синфазных резонансных вибраторов имеет линейную поляризацию, в то время как одновременное изменение поверхностного импеданса каждого из скрещенных вибраторов позволяет сформировать поле излучения эллиптической (круговой) поляризации. Это видно на рис. 3, а, в, д из зависимостей коэффициента эллиптичности от импедансов каждого из вибраторов $r_p(\bar{X}_{s1}, \bar{X}_{s2})$ в различных средах при $\rho = 5\lambda_1$, $\theta = \phi = \pi/2$. На рис. 3, б, г, е представлены соответствующие распределения величины $|\bar{E}|^2$ (здесь и далее черта сверху означает нормировку на максимальное значение $|\bar{E}|^2$). При изменении импедансов вибраторов, по ней можно оценить эффективность излучения с заданным r_p . Значения поверхностных импедансов системы скрещенных вибраторов различной электрической длины, соответствующие излучаемому полю круговой поляризации, и величины $\bar{X}_{s\text{res}}$ для различных сред приведены в таблице. Отметим, что при значениях поверхностного импеданса \bar{X}_{sm} , необходимых для создания излучения с круговой поляризацией ($r_p = \pm 1$), токи вибраторов имеют различные распределения по длине и максимальные амплитуды. Фазы токов различаются на $\pi/2$.

Изменение тока вибраторов оказывает также влияние на распределение энергии электромагнитного поля в пространстве. На рис. 4 представлены пространственные распределения величины $|\bar{E}|^2$ при $\epsilon_1 = 1$ для системы резонансных полуволновых (рис. 4, а) и четвертьволновых (рис. 4, б) вибраторов, а также в случае поля излучения круговой поляризации для четвертьволновых вибраторов с разными поверхностными импедансами (рис. 4, в). Из рис. 4, б, в

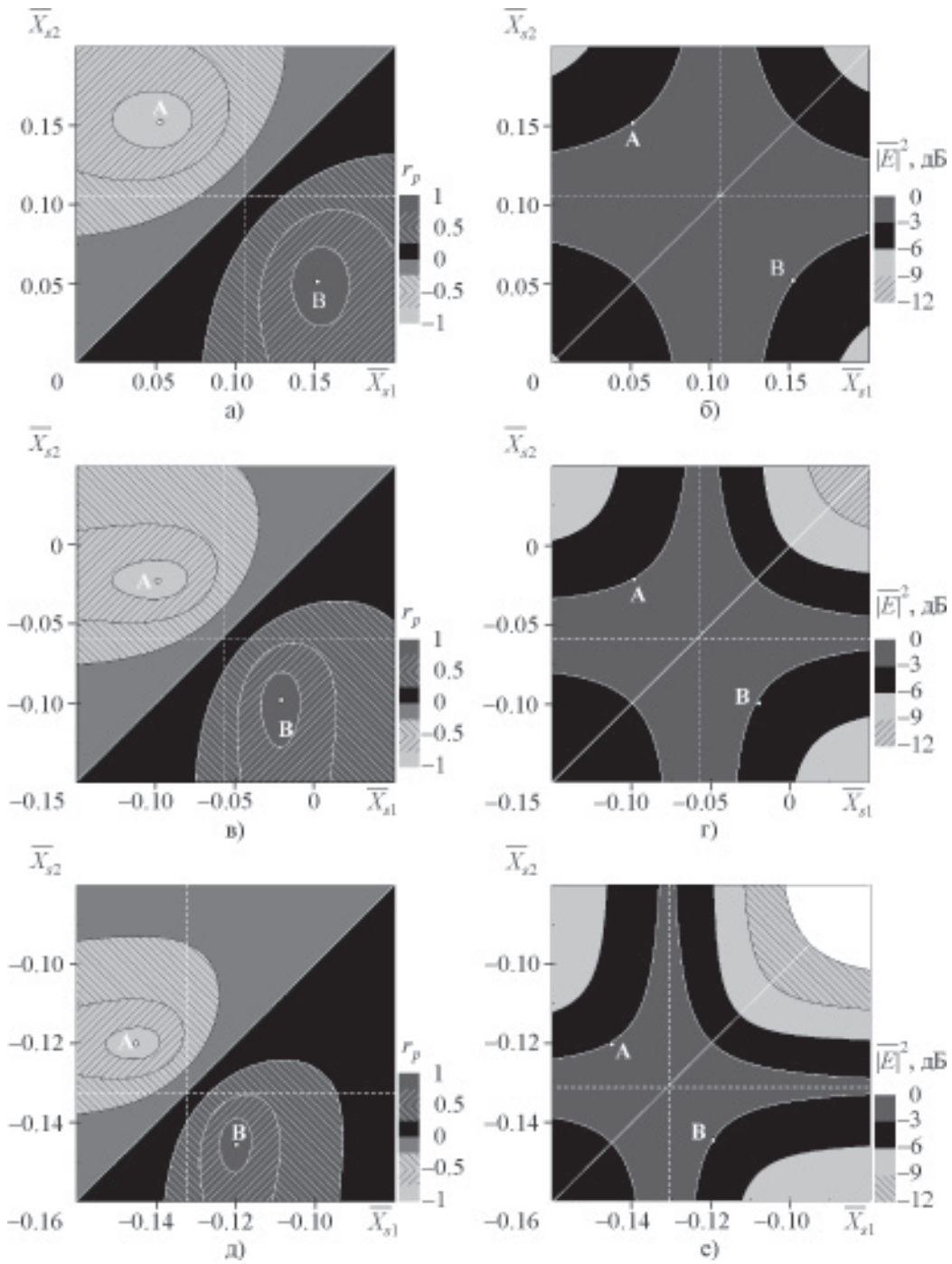


Рис. 3. Зависимости коэффициента эллиптичности r_p и $|\bar{E}|^2$ от поверхностного импеданса системы скрещенных четвертьволновых вибраторов при $\rho = 5\lambda_1$: а), б) – свободное пространство; в), г) – жироуевой слой; д), е) – мышечная ткань

следует, что в случае круговой поляризации поля распределение $|\bar{E}|^2$ в пространстве становится более однородным с рас-

том расстояния от вибраторов. Это видно также из графиков на рис. 5-7, на которых для различных сред и для различных сис-

Таблица. Параметры задачи и значения поверхностного импеданса вибраторов \bar{X}_{sn}

Параметр		Свободное пространство	Жировой слой	Мышечная ткань	
λ , см		10	10	10	
ϵ_1		1.0	$6.5 - i1.6$	$46.5 - i18.0$	
λ_1 , см		10.0	2.92	1.44	
\bar{R}_{sn}		0.001	0.001	0.001	
h , см		$2.5(0.25\lambda_1)$	$1.0(\cong 0.25\lambda_1)$	$1.1(\cong 0.75\lambda_1)$	
$\{\bar{X}_{s1;s2}\}$	Резонансные вибраторы	$2L = \lambda/2$	$\{-0.023; -0.023\}$	$\{-0.131; -0.131\}$	$\{-0.18; -0.18\}$
		$2L = \lambda/4$	$\{0.106; 0.106\}$	$\{-0.055; -0.055\}$	$\{-0.131; -0.131\}$
	Круговая поляризация $r_p = 1$	$2L = \lambda/2$	$\{0.009; -0.061\}$	$\{-0.116; -0.147\}$	$\{-0.174; -0.188\}$
		$2L = \lambda/4$	$\{0.152; 0.052\}$	$\{-0.098; -0.022\}$	$\{-0.120; -0.145\}$

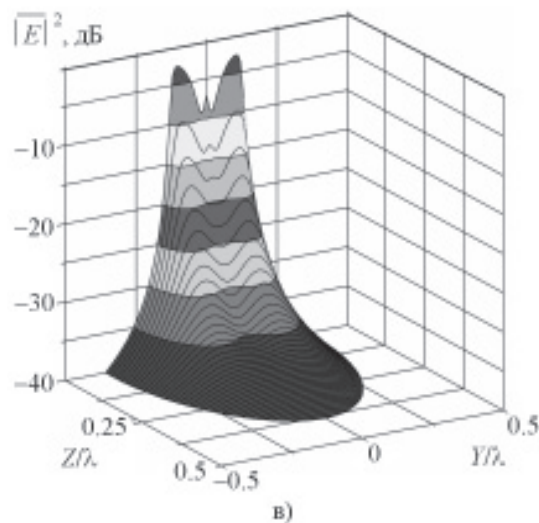
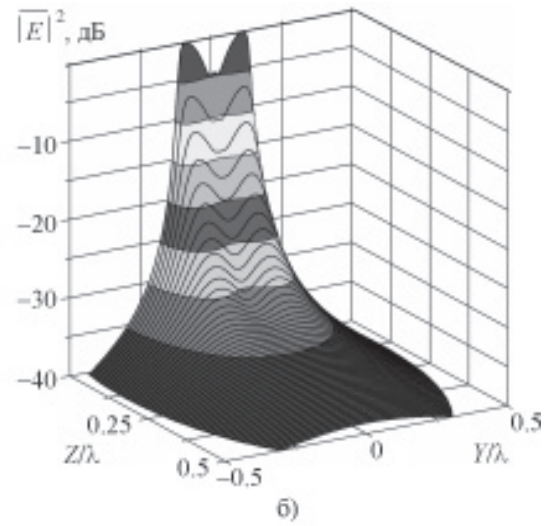
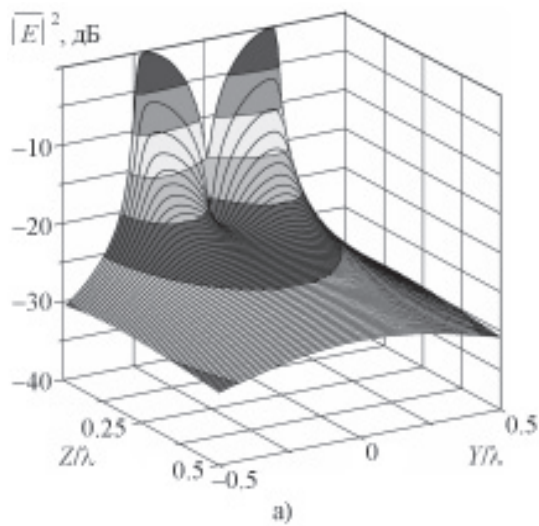


Рис. 4. Распределение $|\bar{E}|^2$ в ближней зоне системы скрещенных вибраторов в свободном пространстве: а) $2L_n = \lambda/2$, $\bar{X}_{s1} = \bar{X}_{s2} = -0.023$; б) $2L_n = \lambda/4$, $\bar{X}_{s1} = \bar{X}_{s2} = 0.106$; в) $2L_n = \lambda/4$, $\bar{X}_{s1} = 0.152$, $\bar{X}_{s2} = 0.052$

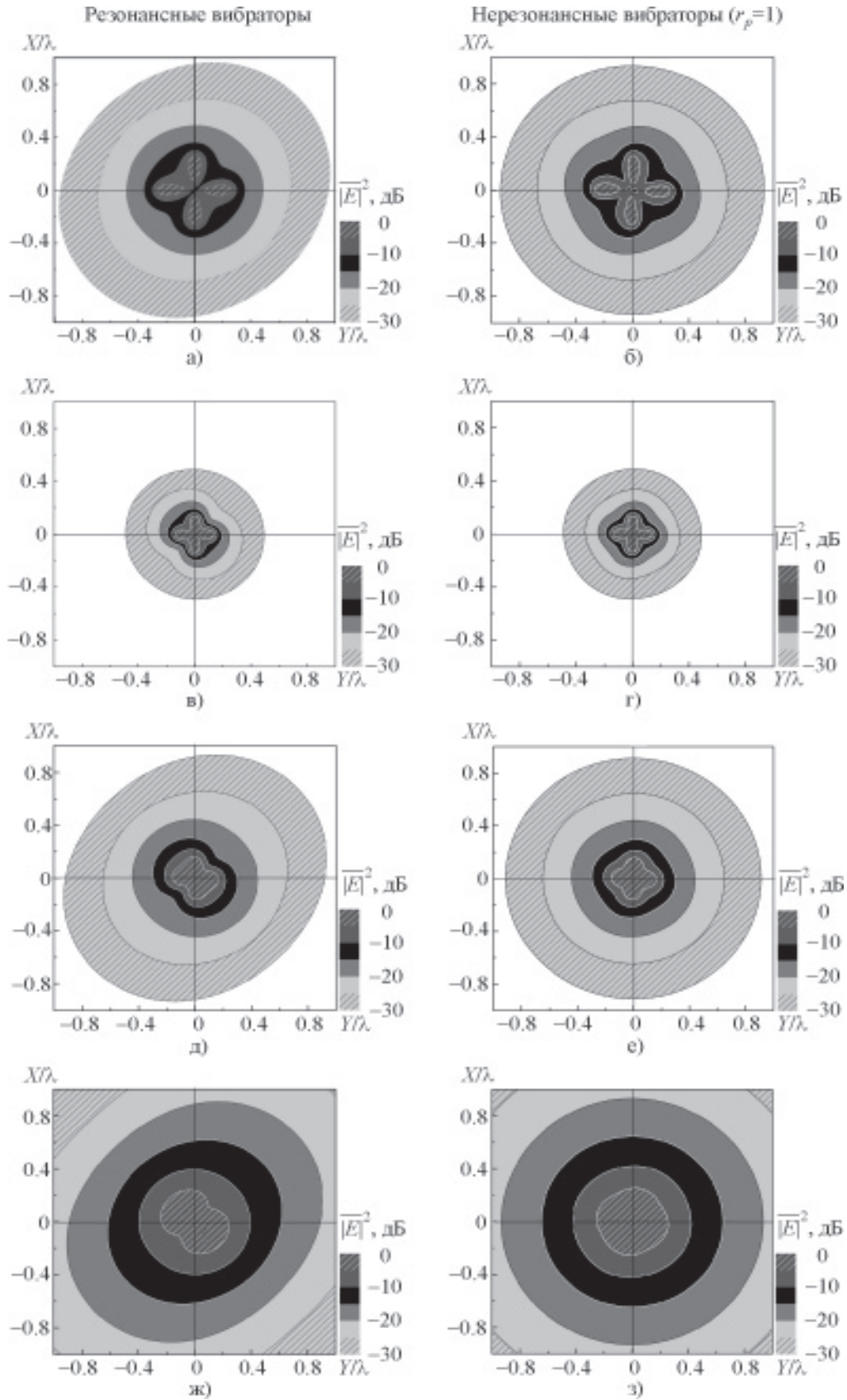


Рис. 5. Распределение $|\bar{E}|^2$ в ближней зоне системы скрещенных полуволновых (а, б) и четвертьволновых (в-з) вибраторов в свободном пространстве: а)-з) – $Z/\lambda = 0.03$; д), е) – $Z/\lambda = 0.06$; ж), з) – $Z/\lambda = 0.12$

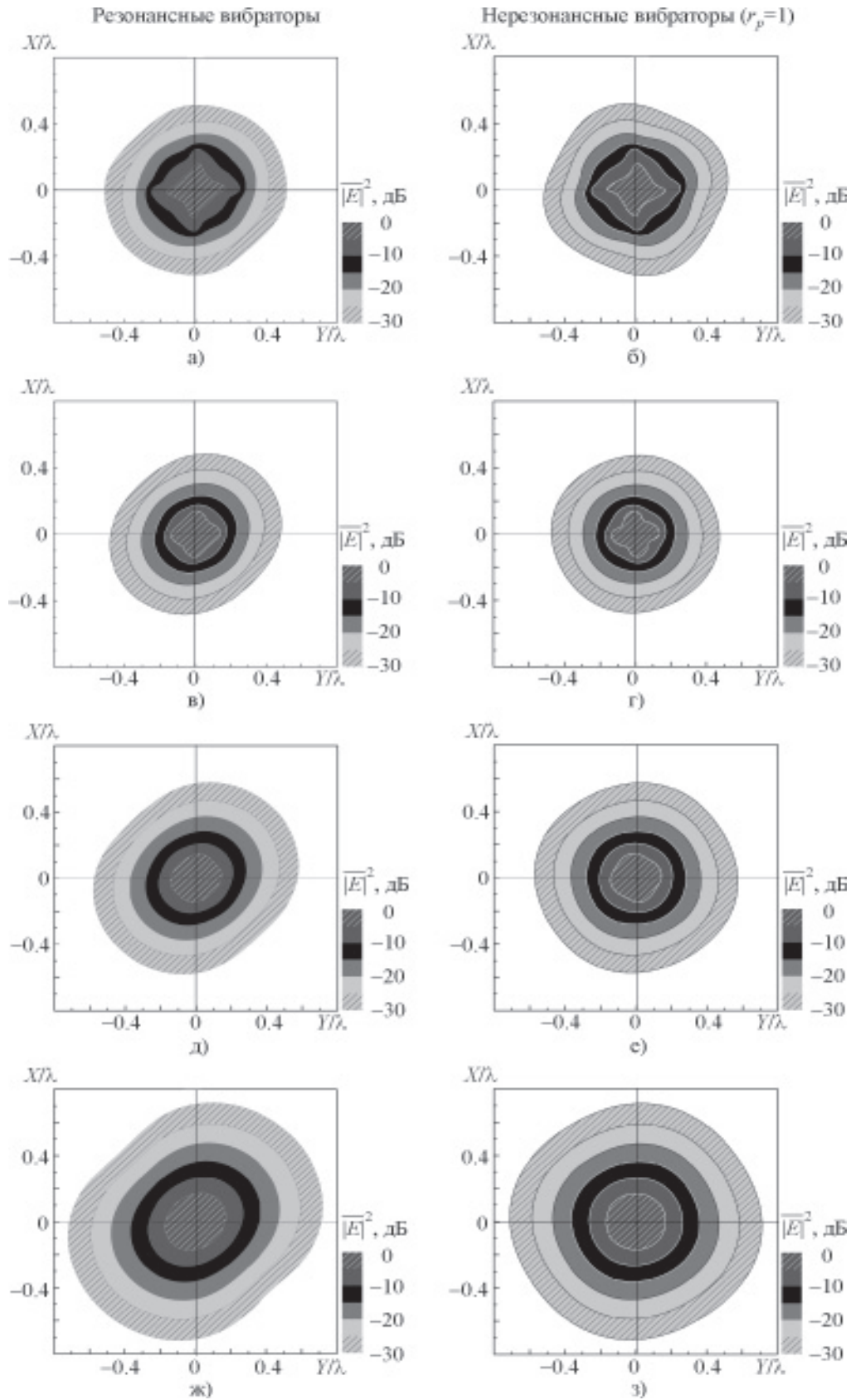


Рис. 6. Распределение $|\bar{E}|^2$ в ближней зоне системы скрещенных полуволновых (а, б) и четвертьволновых (в-з) вибраторов в жировом слое: а) - з) - $Z/\lambda = 0.03$; д), е) - $Z/\lambda = 0.06$; ж), з) - $Z/\lambda = 0.12$

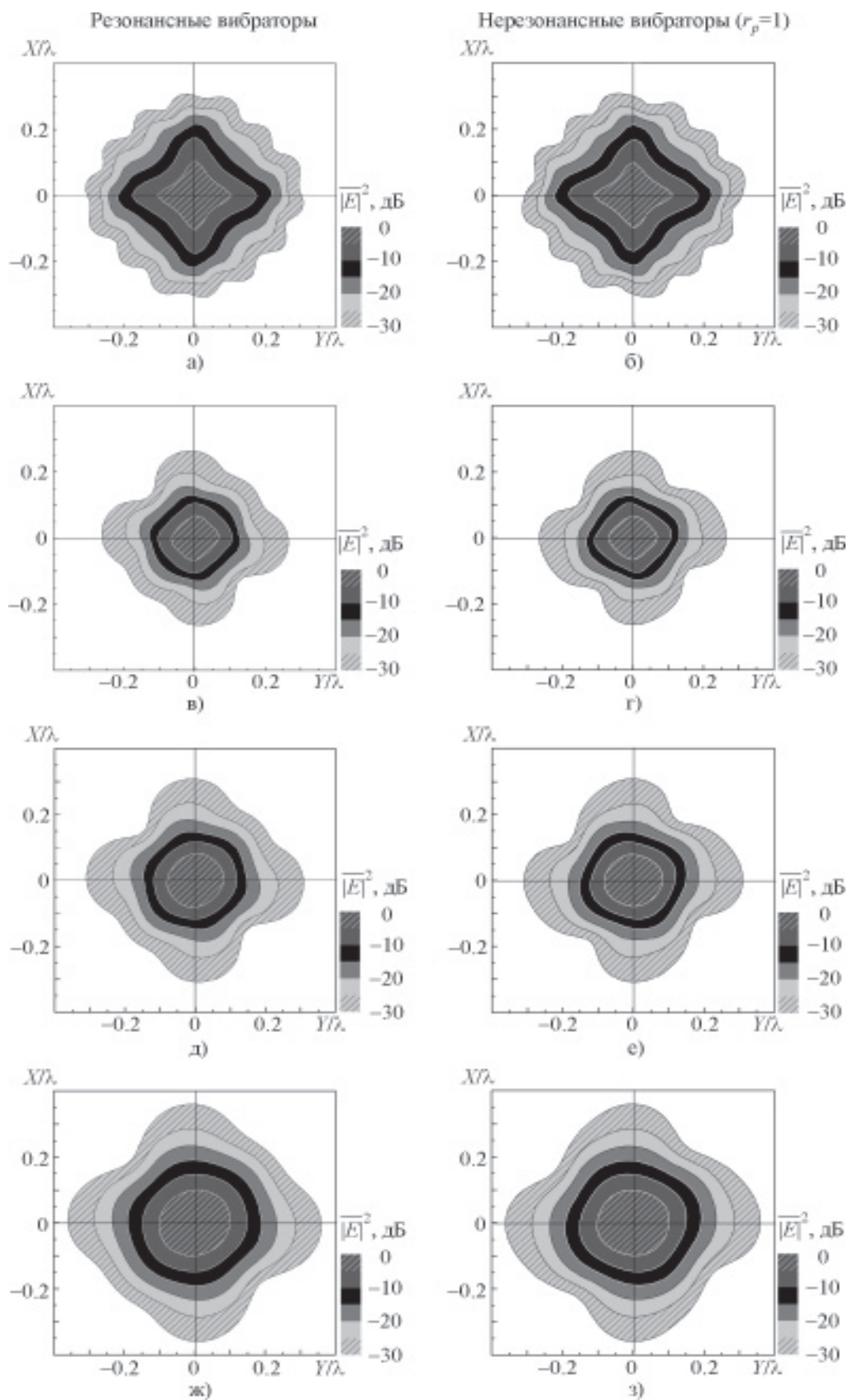


Рис. 7. Распределение $|\bar{E}|^2$ в ближней зоне системы скрещенных полуволновых (а, б) и четвертьволновых (в-з) вибраторов в мышечной ткани: а)-з) – $Z/\lambda = 0.03$; д), е) – $Z/\lambda = 0.06$; ж), з) – $Z/\lambda = 0.12$

тем скрещенных вибраторов, параметры которых даны в таблице, представлены распределения в сечениях $Z = \text{const}$. Отметим основные особенности приведенных на рис. 5-7 графиков. Для резонансных вибраторов (как полуволновых, так и четвертьволновых) распределения $|\bar{E}|^2$ имеют вытянутую в направлении $X = Y$ форму, в то время как для систем скрещенных нерезонансных вибраторов распределения $|\bar{E}|^2$ приобретают форму с осью симметрии 4-го порядка, которая совпадает с нормалью к идеально проводящей плоскости. Видно также, что чем выше плотность среды, тем более симметричное распределение $|\bar{E}|^2$ можно получить. Кроме того, для четвертьволновых вибраторов, находящихся в относительно плотной среде, размеры области с наибольшим для данного сечения $Z = \text{const}$ значением $|\bar{E}|^2$ (например, $|\bar{E}|^2 \geq -5$ дБ) слабо зависят от расстояния, что можно расценить как определенное концентрирование энергии. Таким образом, четвертьволновые вибраторы предпочтительны не только с точки зрения малых геометрических размеров по сравнению с полуволновыми, но и как создающие более концентрированное распределение излучения, что в большей степени проявляется с увеличением плотности среды.

Отметим еще одну особенность формирования поля в ближней зоне системой импедансных вибраторов в материальной среде, обусловленную наличием идеально проводящей плоскости. На рис. 8 для системы скрещенных нерезонансных полуволновых вибраторов показаны зависимости $\left| \bar{E} \left(\rho, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) \right|^2$, которые нормированы на значение $|\bar{E}|^2$ при $\rho = 0.2$. При удалении от структуры значение величины $\left| \bar{E} \left(\rho, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) \right|^2$ (кривая 2) сначала резко падает, достигая минимального значения, потом растет и далее плавно уменьшается с ростом ρ . Такое поведение существенно отличается от зависимости в случае отсутствия идеально про-

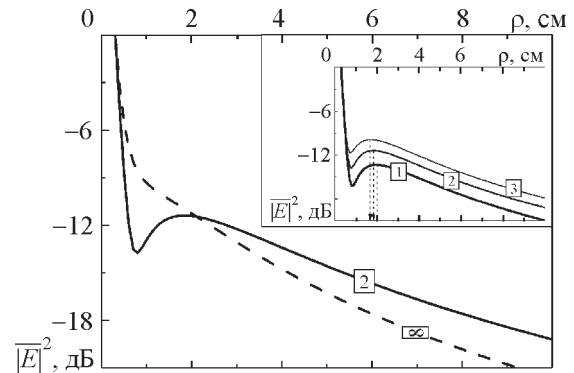


Рис. 8. Зависимость величины $|\bar{E}|^2$ от расстояния ρ до системы полуволновых вибраторов над плоскостью ($\bar{X}_{s1} = -0.116$, $\bar{X}_{s2} = -0.147$) в жидком слое: 1 – $h = 0.8$ см, 2 – $h = 1.0$ см, 3 – $h = 1.2$ см, пунктирная кривая – $h \rightarrow \infty$

водящей плоскости (кривая “∞”). На фрагменте, встроенном в рис. 8, показано влияние расстояния h от проводящей плоскости до системы вибраторов. При увеличении h положения минимумов и максимумов (показаны стрелками) кривых $\left| \bar{E} \left(\rho, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right) \right|^2$ смещаются в сторону меньших значений ρ , а сами значения $|\bar{E}|^2$ увеличиваются. Это открывает возможности плавной перестройки нагревательных свойств всей структуры в целом с сохранением ее эффективности.

Заключение

Проведенные исследования показали следующее.

1. Для системы возбуждаемых синфазно скрещенных вибраторов над идеально проводящей плоскостью возможна реализация поля излучения круговой (эллиптической) поляризации при определенных величине и типе поверхностного импеданса каждого из вибраторов.

2. На необходимые для создания поля круговой поляризации значения импеданса существенное влияние оказывают электрофизические параметры окружающей среды, в которой находится данная структура.

3. Для рассмотренных в работе сред распределение поля в ближней зоне системы оказывается более равномерным в случае излучения электромагнитного поля с поляризацией, близкой к круговой.

Литература

1. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. – М.: Мир, 1984. – 824 с.
2. Kikuchi M. Recent progress of electromagnetic techniques in hyperthermia treatment // *IEICE Trans. Commun.* – 1995. – Vol. E78-B, No. 6. – P. 799-808.
3. Mizushina S., Xiang S., Sugiura T. A large waveguide applicator for deep regional hyperthermia // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1986. – Vol. MTT-34, No. 5. – P. 644-648.
4. Boag A., Leviatan Y. Analysis and optimization of waveguide multiapplicator hyperthermia systems // *IEEE Trans. BME.* – 1993. – Vol. BME-40, No. 9. – P. 946-952.
5. Stauffer P. R., Leoncini M., Manfrini V., Gentili G. B., Diederich C. J., Bozzo D. Dual concentric conductor radiator for microwave hyperthermia with improved field uniformity to periphery of aperture // *IEICE Trans. Commun.* – 1995. – Vol. E78-B, No. 6. – P. 826-835.
6. Kumar B. P., Karnik N., Branner G. R. Near-field beamforming for hyperthermia applications using waveguide aperture arrays // *Proc. Int. Progress in Electromagnetics Research Conf. – Boston (USA).* – 2002. – P. 345-351.
7. Lee E. R., Wilsey T. R., Tarczy-Hornoch P., Kapp D. S., Fessenden P., Lohrbach A., Prionas D. Body conformable 915 MHz microstrip array applicators for large surface area hyperthermia // *IEEE Trans. BME.* – 1992. – Vol. BME-39, No. 5. – P. 470-483.
8. Shimotori T., Nikawa Y., Mori S. Study on semi-cylindrical microstrip applicator for microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Electron.* – 1994. – Vol. E77-C, No. 6. – P. 942-948.
9. Nikawa Y., Yamamoto M. A multielement flexible microstrip patch applicator for microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Commun.* – 1995. – Vol. E78-B, No. 2. – P. 145-151.
10. Иванов В. К., Силин А. О., Стадник А. М., Васильев А. С. Экспериментальные исследования распределения электромагнитных полей медицинских СВЧ-аппликаторов // *Успехи современной радиозлектроники.* – 2005. – №9. – С. 30-34.
11. Cresson P.-Y., Michel C., Dubois L., Chive M., and Pribetich J. Complete three-dimensional modeling of new microstrip-microslot applicators for microwave hyperthermia using the FDTD method // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1994. – Vol. 42, No. 12. – P. 2657-2666.
12. Tanaka R., Nikawa Y., Mori S. A dielectric rod waveguide applicator for microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Commun.* – 1993. – Vol. E76-B, No. 6. – P. 703-798.
13. Hamada L., Wu M.-S., Ito K., Kasai H. Basic analysis on SAR distribution of coaxial-slot antenna array for interstitial microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Electron.* – 1995. – Vol. E78-C, No. 11. – P. 1624-1631.
14. Hamada L., Yoshimura H., Ito K. A new feeding technique for temperature distribution control in interstitial microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Electron.* – 1999. – Vol. E82-C, No. 7. – P. 1318-1323.
15. Saito K., Yoshimura H., Ito K. Numerical simulation for interstitial heating of actual neck tumor based on MRI tomograms by using a coaxial-slot antenna // *IEICE Trans. Electron.* – 2003. – Vol. E86-C, No. 12. – P. 2482-2487.
16. Wu M.-S., Hamada L., Ito K., Kasai H. Effect of a catheter on SAR distribution around interstitial antenna for microwave hyperthermia // *IEICE Trans. Commun.* – 1995. – Vol. E78-B, No. 6. – P. 845-850.
17. Saito K., Taniguchi T., Yoshimura H., Ito K. Estimation of SAR distribution of a tip-split array applicator for microwave coagulation therapy using the finite element method // *IEICE Trans. Electron.* – 2001. – Vol. E84-C, No. 7. – P. 948-954.
18. Нестеренко М. В., Катрич В. А., Дахов В. М. Поле излучения тонкого горизонтального импедансного вибратора в полубесконечной среде с потерями над идеально проводящей плоскостью // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2005. – Т. 10, №3. – С. 314-324.
19. Нестеренко М. В. Поверхностный импеданс вибраторов в тонкопроволочном приближении // *Вісник Харківського національного університету. Радіофізика та електроніка.* – 2002. – №544. – С. 47-49.
20. Березовский В. А., Колотилов Н. Н. Биологические характеристики тканей человека. Справочник. – Киев: Наукова думка, 1990. – 224 с.

**Поле у ближній зоні та поляризаційні
характеристики системи
скрещених імпедансних вібраторів
у напівнескінченному середовищі
з втратами**

**М. В. Нестеренко, В. О. Катрич,
В. М. Дахов**

Показана можливість створення поля випромінювання колової (еліптичної) поляризації системою скрещених вібраторів однакових геометричних розмірів з різними поверхневими імпедансами, розташованих в матеріальному середовищі над ідеально провідною площиною. Виконано розрахунки та наведено графіки розподілу поля в ближній зоні і поляризаційних характеристик такої структури залежно від параметрів середовища та поверхневого імпеданса вібраторів.

**The Near-Zone Field and Polarization
Characteristics of the System of Crossed
Impedance Vibrators in a Semi-Infinite
Lossy Medium**

**M. V. Nesterenko, V. A. Katrich,
and V. M. Dakhov**

The possibility to create the radiation field of circular (elliptic) polarization by a system of crossed vibrators of equal geometrical dimension and different surface impedances located in the material medium over the perfectly conducting plane is shown. The spatial distribution of the near-zone field and polarization characteristics has been calculated and is shown graphically vs. the medium parameters and the vibrators' surface impedances.