

ВЗАИМНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И КПД ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

Введение

Эффективность излучения антенн и антенных решеток, размещенных вблизи поверхности земли, всегда представляла интерес для их исследователей и проектировщиков излучающих систем. Данная работа продолжает исследования автора, посвященные изучению влияния реальной земли на взаимодействие излучателей в приземных антенных решетках и их КПД [1-3]. Ниже рассмотрено взаимодействие горизонтальных электрических диполей (ГЭД), размещенной над границей раздела воздух-земля, с точки зрения влияния последней на КПД излучающей системы.

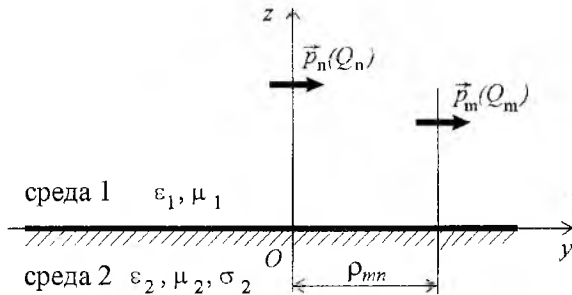


Рис.1

Основные соотношения

Рассмотрим антенную решетку из N электрических диполей Герца, размещенных в непосредственной близости к плоской поверхности раздела двух сред (рис.1). Будем полагать, что диполи с центрами в точках $Q_n(x_n, y_n, z_n)$ ($n = 1, 2, \dots, N$; $z_n > 0$) декартовой системы координат (x^0, y^0, z^0) имеют электрические моменты $\vec{p}_n = \vec{y}^0 I_n l_n$, где I_n – амплитуда тока на n -м диполе, l_n – его длина. Среда 1 (воздух), где помещены диполи, имеет диэлектрическую

проницаемость ϵ_1 , магнитную проницаемость μ_1 и проводимость $\sigma_1 = 0$ и занимает верхнее полупространство. Среда 2 (земля) с электрическими параметрами $(\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2)$ занимает нижнее полупространство.

Принято считать [4], что мощность P_Σ , излучаемая антенной в верхнее полупространство, является полезной, а мощность P_d , проникающая в нижнее полупространство и поглощаемая землей, является мощностью потерь. В связи с этим определим КПД антенной решетки, как отношение мощности, излучаемой ею в верхнее полупространство, к суммарной мощности $P_{in} = P_\Sigma + P_d$, отбираемой диполями от внешних генераторов:

$$\eta = P_\Sigma / P_{in} = P_\Sigma / (P_\Sigma + P_d). \quad (1)$$

Входящие в (1) мощности могут быть выражены через амплитуды токов на клеммах излучателей и записаны в виде квадратичных эрмитовых форм:

$$P_{in} = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N P_{mn} = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N I_m R_{mn} I_n^*, \quad P_{\Sigma,d} = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N P_{\Sigma,dmn} = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N I_m \Re_{\Sigma,dmn} I_n^*, \quad (2)$$

где коэффициентами служат вещественные части взаимного импеданса $R_{mn} = \text{Re}\{Z_{mn}\}$, взаимные сопротивления излучения $\Re_{\Sigma mn}$ и взаимные сопротивления потерь \Re_{dmn} между m -м и n -м диполями, которые соотносятся между собой, как: $\Re_{\Sigma mn} + \Re_{dmn} = \text{Re}\{Z_{mn}\} = R_{mn}$ [5].

Комплексные амплитуды токов I_n входят в эрмитовы формы (2) как независимые переменные, поэтому, зная соответствующие взаимные сопротивления, можно находить все требуемые мощности и, следовательно, КПД антенной решетки при любом заданном амплитудно-фазовом распределении (АФР) токов на клеммах излучателей.

Найдем взаимные сопротивления Z_{mn} , $\Re_{\Sigma mn}$ и \Re_{dmn} . Для упрощения выкладок представим напряженности электрического и магнитного поля n -го диполя в верхнем полупространстве в виде суммы двух слагаемых:

$$\vec{E}_n = \vec{E}_n^\infty + \Delta E_n, \quad \vec{H}_n = \vec{H}_n^\infty + \Delta \vec{H}_n, \quad (3)$$

где первые слагаемые соответствуют случаю $\sigma_2 \rightarrow \infty$, а вторые слагаемые – это поправки, учитывающие реальные параметры нижней среды.

Поле диполя Герца \vec{E}_n^∞ и \vec{H}_n^∞ над идеально проводящей поверхностью достаточно хорошо изучено и может быть рассчитано по известным формулам. Поэтому найдем только поправки ΔE_n и $\Delta \vec{H}_n$, для чего воспользуемся представлением электромагнитного поля n -го ГЭД в верхнем пространстве в виде спектра плоских волн [6]:

$$\Delta E_{nx,y,z} = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \Delta e_{nx,y,z} e^{-j\Psi} dv_x dv_y, \quad \Delta H_{nx,y,z} = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \Delta h_{nx,y,z} e^{-j\Psi} dv_x dv_y, \quad (4)$$

$$\Delta e_{nx} = jZ_{01} C_n \frac{v_x v_y (\gamma_1^2 T_\varepsilon + k_1^2 \tilde{T}_\mu)}{k_1 \gamma_1 (v_x^2 + v_y^2)} e^{j\Psi_n}, \quad \Delta h_{nx} = C_n \frac{v_y^2 T_\varepsilon + v_x^2 \tilde{T}_\mu}{k_1 \gamma_1 (v_x^2 + v_y^2)} e^{j\Psi_n},$$

$$\Delta e_{ny} = jZ_{01} C_n \frac{v_y^2 \gamma_1^2 T_\varepsilon - v_x^2 k_1^2 \tilde{T}_\mu}{k_1 \gamma_1 (v_x^2 + v_y^2)} e^{j\Psi_n}, \quad \Delta h_{ny} = -C_n \frac{v_x v_y (T_\varepsilon - \tilde{T}_\mu)}{v_x^2 + v_y^2} e^{j\Psi_n},$$

$$\Delta e_{nz} = Z_{01} C_n v_y T_\varepsilon e^{j\Psi_n}, \quad \Delta h_{nz} = -jC_n \frac{v_x \tilde{T}_\mu}{\gamma_1} e^{j\Psi_n},$$

где $C_n = \frac{k_1^2 p_n}{8\pi^2}$; $T_\varepsilon = \frac{2\gamma_2 \varepsilon_1}{\gamma_1 \varepsilon_2 + \gamma_2 \varepsilon_1}$; $T_\mu = \frac{2\gamma_2 \mu_1}{\gamma_1 \mu_2 + \gamma_2 \mu_1}$; $\tilde{T}_\mu = \frac{\gamma_1 \mu_2}{\gamma_2 \mu_1} T_\mu = \frac{2\gamma_1 \mu_2}{\gamma_1 \mu_2 + \gamma_2 \mu_1}$;

$$j\Psi = jk_1(v_x x + jv_y y) + \gamma_1 z; \quad j\Psi_n = jk_1(v_x x_n + jv_y y_n) - \gamma_1 z_n; \quad k_{1,2} = \omega \sqrt{\tilde{\varepsilon}_{1,2} \mu_{1,2}};$$

$$\tilde{\varepsilon}_{1,2} = \varepsilon_{1,2} (1 - j\sigma_{1,2}/\omega\varepsilon_{1,2}); \quad \gamma_{1,2} = \sqrt{k_1^2 v^2 - k_{1,2}^2}, \quad v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}.$$

Определим теперь взаимный импеданс Z_{mn} между m -м и n -м ГЭД, используя метод наведенных ЭДС [7]:

$$Z_{mn} = -\frac{E_{ny} P_m^*}{I_n I_m^*}$$

и запишем его в согласии с (3) в следующем виде:

$$Z_{mn} = Z_{mn}^\infty + \Delta Z_{mn}. \quad (5)$$

Здесь слагаемое Z_{mn}^∞ соответствует случаю идеально проводящей земли, а ΔZ_{mn} – поправочный член, учитывающий свойства реальной земли:

$$\frac{\Delta Z_{mn}}{R_{00}} = -j \frac{3}{2} \int_0^\infty \left(\frac{j\gamma_1}{k_1} T_\varepsilon A + \frac{k_1}{j\gamma_1} \tilde{T}_\mu B \right) e^{-\gamma_1(z_m + z_n)} v dv, \quad (6)$$

где $\left. \begin{matrix} A \\ B \end{matrix} \right\} = J_0(k_1 v \rho_{mn}) \left\{ \begin{matrix} \sin^2 \varphi_{mn} \\ \cos^2 \varphi_{mn} \end{matrix} \right\} + \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \cos 2\varphi_{mn}; \quad \rho_{mn} = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2};$

$\varphi_{mn} = \arctan \frac{y_m - y_n}{x_m - x_n}$; $J_0(x)$ – функция Бесселя 1-го рода нулевого порядка.

Найдем взаимные сопротивления потерь \Re_{dmn} и взаимные сопротивления излучения $\Re_{\Sigma mn}$, используя метод вектора Пойнтинга [1]:

$$\Re_{\Sigma, dmn} = \frac{1}{I_n I_m^*} (P_{\Sigma, dmn} + P_{\Sigma, dnm}^*) = \frac{1}{2 I_n I_m^* S_{\Sigma, d}} \int \left\{ \left[\vec{E}_m, \vec{H}_n^* \right] \vec{s}^0 + \left[\vec{E}_n^*, \vec{H}_m \right] \vec{s}^0 \right\} ds. \quad (7)$$

При определении взаимных мощностей излучения $P_{\Sigma mn}$ диполей интегрирование в (7) выполняется по верхней полусфере S_{Σ} , радиус которой удовлетворяет условию дальней зоны решетки, а при определении взаимных мощностей потерь P_{dmn} – по поверхности S_d раздела двух сред (здесь плоскость $z = 0$) [1,3]. Подставляя выражения для полей из (4) в (7), нетрудно получить искомое соотношение для расчета сопротивления потерь \Re_{dmn} :

$$\frac{\Re_{dmn}}{R_{00}} = j \frac{3}{2} \int_0^{\infty} \left[\frac{\gamma_1 - \gamma_1^*}{4k_1} |T_{\varepsilon}|^2 - \text{Im} \left\{ \frac{\gamma_1}{k_1} T_{\varepsilon} \right\} \right] A + \left[\frac{\gamma_1 - \gamma_1^*}{4k_1} |T|^2 + \text{Im} \{T\} \right] B e^{-\gamma_1 z_n - \gamma_1^* z_m} v dv, \quad (8)$$

где $T = \tilde{T}_{\mu} k_1 / \gamma_1$; $R_{00} = 20 k_1^2 l_m l_n$ – нормирующий коэффициент, численно равный среднему геометрическому значению собственных сопротивлений m -го и n -го диполей в свободном пространстве.

Теперь определим сопротивление излучения $\Re_{\Sigma mn}$, которое по аналогии с (5) представим его в виде суммы: $\Re_{\Sigma mn} = \Re_{\Sigma mn}^{\infty} + \Delta \Re_{\Sigma mn}$. Слагаемое $\Re_{\Sigma mn}^{\infty}$ есть ничто иное, как вещественная часть упомянутого выше взаимного сопротивления между m -м и n -м диполями над идеально проводящим экраном $\Re_{\Sigma mn}^{\infty} = \text{Re} \{ Z_{mn}^{\infty} \}$. Поэтому обратим внимание лишь на добавку $\Delta \Re_{\Sigma mn}$, которую также удобно разбить на две части $\Delta \Re_{\Sigma mn} = \Delta \Re_{\Sigma mn}^{\theta\theta} + \Delta \Re_{\Sigma mn}^{\varphi\varphi}$, первая из которых – это мера мощности излучения, переносимая E -волнами, а вторая – H -волнами:

$$\frac{\Delta \Re_{\Sigma mn}^{\theta\theta}}{R_{00}} = -j \frac{3}{2} \int_0^1 \left(\text{Re} \{ T_{\varepsilon} e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} \} + \frac{1}{2} \left(|T_{\varepsilon}|^2 - T_{\varepsilon} - T_{\varepsilon}^* \right) e^{\gamma_1(z_m-z_n)} \right) \frac{\gamma_1}{k_1} A v dv, \quad (9)$$

$$\frac{\Delta \Re_{\Sigma mn}^{\varphi\varphi}}{R_{00}} = j \frac{3}{2} \int_0^1 \left(\text{Im} \{ T e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} \} + \left[\frac{\gamma_1}{2k_1} |T|^2 - \text{Im} \{T\} \right] e^{\gamma_1(z_n-z_m)} \right) B v dv. \quad (10)$$

Выражения (5)-(6) и (8)-(10) полностью описывают взаимную связь между двумя ГЭД, расположенными над границей раздела двух сред и дают возможность использовать импедансный подход (1)-(2) для оценки КПД антенных решеток с заданным АФР.

Результаты расчетов

На рис. 2 в качестве примера представлены зависимости составяющих нормированного взаимного импеданса между двумя ГЭД, расположенными в воздухе ($\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\mu_1 = \mu_0$, $\sigma_1 = 0$) на высоте $z_1 = h_1$ и $z_2 = h_2$ от поверхности земли с параметрами $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 10$, $\mu_2/\mu_1 = 1$ и $\sigma_2 = 0.01 (\Omega \cdot m)^{-1}$. Расчеты выполнялись для частоты 6 МГц.

Здесь использованы следующие обозначения: $r_{12} = \text{Re} \{ Z_{12} \} / R_{00}$; $r_{d12} = \text{Re} \{ \Re_{d12} \} / R_{00}$; $r_{\Sigma 12} = \text{Re} \{ \Re_{\Sigma 12} \} / R_{00}$; $r_{\Sigma 12} = r'_{\Sigma 12} + j r''_{12}$; $r_{d12} = r'_{d12} - j r''_{12}$. На рис. 2, а показано изменение составляющих взаимного импеданса между параллельными ГЭД, центры которых лежат на оси z , при перемещении 2-го из них ($h_2 = \text{var}$) относительно 1-го ($h_1 = 0,5\lambda$). Зависимость взаимных сопротивлений между двумя параллельными ГЭД, расположенными на одной высоте ($h_1 = h_2 = 0,5\lambda$), от радиального расстояния ρ_{12} между ними показана на рис. 2, б. Из графиков следует, что вещественная

часть r'_{d12} сопротивления потерь составляет заметную долю взаимного сопротивления r_{12} , а характер ее изменения практически повторяет форму кривой r_{12} . Мнимая часть r''_{12} сопротивлений излучения и потерь изменяется в квадратуре с r_{12} , а ее максимумы мало отличаются по величине от максимумов кривой r'_{d12} . Следует подчеркнуть, что при размещении обоих диполей на одной высоте мнимая составляющая r''_{12} обращается в нуль, из-за чего она отсутствует на рис. 2, б.

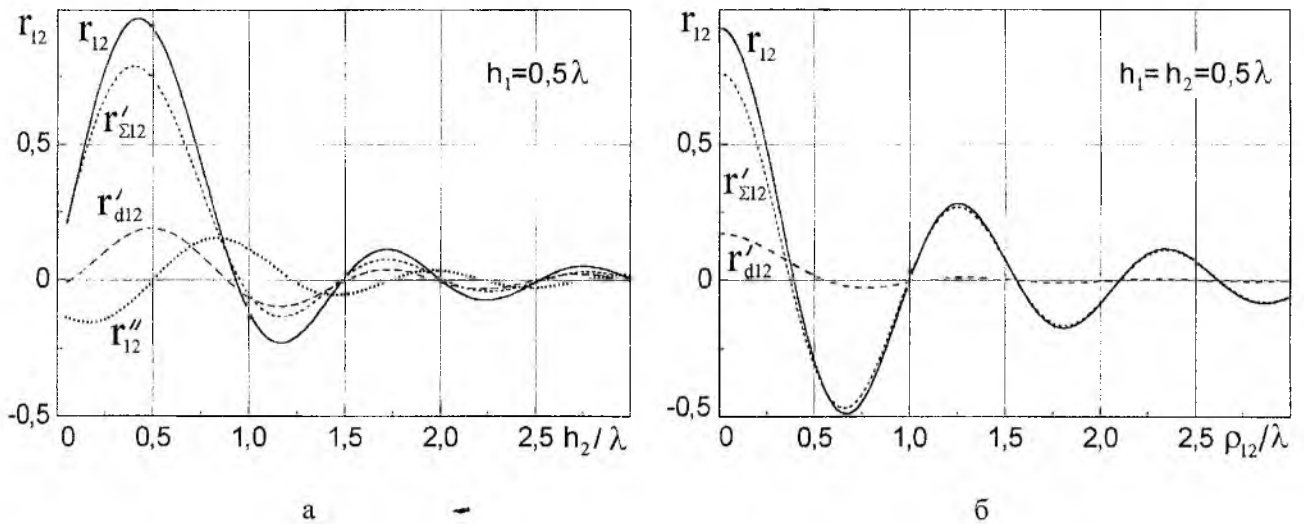


Рис. 2

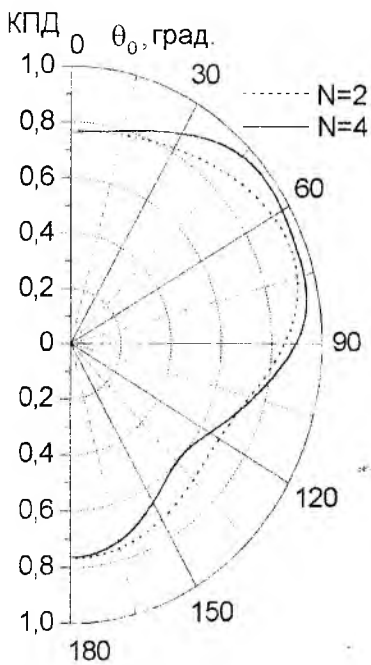


Рис. 3

Заключение

Изложенный подход позволяет исследовать влияние диссипативной среды на межэлементные связи в системах излучателей, а полученные соотношения – изучать принципиальные вопросы поведения КПД приземных антенных решеток из горизонтальных вибраторов при изменении АФР токов на их входах.

Исследовался также КПД составленной из ГЭД N -элементной эквидистантной линейной ФАР. Центры диполей размещались на оси z с шагом $d = \lambda/2$, при этом нижний из них располагался на удалении $h = \lambda/2$ от поверхности раздела. Предполагалось, что распределение тока в решетке имеет равномерное амплитудное $I_n = I_0 = \text{Const}$ и прогрессивное фазовое распределение. На рис.3 показана зависимость КПД решетки от направления θ_0 главного максимума ее диаграммы направленности в плоскости xOz . Как видно из рисунка, при сканировании луча в вертикальной плоскости КПД антенной решетки изменяется в довольно широких пределах, к тому же его поведение зависит от числа излучателей в решетке N . Максимальные значения КПД (до 97%) наблюдается при отклонении луча на угол $\theta_0 \approx 45^\circ \dots 75^\circ$ от зенита, а минимальные – при углах θ_0 , близких к $120^\circ \dots 135^\circ$. КПД синфазно возбужденной решетки, луч которой направлен вдоль поверхности раздела, составляет примерно $0,85 \dots 0,9$. Такое поведение КПД при сканировании луча ФАР целесообразно учитывать при проектировании антенных систем декаметрового диапазона волн.

Список литературы: 1. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД электрических диполей, расположенных вблизи поверхности раздела двух сред // Радиофизика и радиоастрономия. 1998. Т. 3, № 4. С. 434-440. 2. Tokarsky P.L. Radiation Efficiency of Coupled Vertical Dipole Antennas Located Above a Lossy Half-Space / *Proc. of the IIIrd Intern. Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT-99)*. Ukraine, Sevastopil, SSTU. 1999. С. 158-159. 3. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД вертикальных вибраторов, расположенных над поверхностью земли // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 1999. Вып. 111. С.42-45. 4. Hansen P. M. The Radiation Efficiency of a Dipole Antenna Located Above an Imperfectly Conducting Ground // *IEEE Trans. Antennas Propagation*. 1972. V. AP-20, № 11. С. 766-770. 5. Токарский П.Л. Взаимные связи в системе излучателей с джоулевыми потерями // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31, № 9. С.1717-1723. 6. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.-Л.: Энергия, 1967. 7. Справочник по антенной технике: Справ. в 5 т. Т.1 / Л.Д.Бахрах, Л.С.Бененсон, Е.Г.Зелкин и др./ Под ред. Я.Н.Фельда и Е.Г.Зелкина. М.: ИПРЖР, 1997. 256 с.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 28.02.2001