

РАСПРОСТРАНЕНИЕ, ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

УДК 621.396.677.71

В. А. КАТРИЧ, В. А. ЛЯЩЕНКО, Н. В. МЕДВЕДЕВ

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: Med.Nick.science@rambler.ru

ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ СИСТЕМЫ ЩЕЛЕЙ В ЭКРАНЕ КООКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Методом магнитодвижущих сил решена задача возбуждения, рассеяния и излучения электромагнитных волн системой поперечных щелей в идеально проводящем экране бесконечной коаксиальной линии. Исследованы зависимости коэффициентов излучения и отражения дуговых и кольцевых щелей от их размеров и от параметров фидера. Изучены процессы излучения в материальные среды с потерями. Исследования проведены с учетом взаимной связи по внутреннему и внешнему пространству.

Ключевые слова: кольцевая щель, дуговая щель, система поперечных щелей, коаксиальная линия, энергетические коэффициенты, метод магнитодвижущих сил

1. Введение

Многообразие видов щелевых излучателей, особенности их конструктивного исполнения в различных линиях передач и особенности режимов возбуждения, а также возможности управления их электродинамическими характеристиками вызывают повышенный интерес к таким излучателям ученых и разработчиков современных радиотехнических, радиоэлектронных устройств и комплексов самого различного назначения.

Несмотря на значительное число работ по исследованию свойств щелевых систем на коаксиальном кабеле [1–11] с использованием различных аналитических и численно-аналитических методов, многие вопросы, связанные с исследованием пространственно-частотных и энергетических характеристик этих структур, недостаточно изучены и представлены в литературных источниках.

Применяемые непосредственно численные методы и существующие пакеты вычислительных программ для исследования характеристик многоэлементных многопараметрических электродинамических систем в ряде случаев имеют ограниченные возможности и не обеспечивают

физическую интерпретацию полученных результатов, особенно при исследовании многорезонансных структур с произвольными геометрическими и электрофизическими параметрами.

Решение задачи проектирования устройств с необходимыми конструктивными и электродинамическими характеристиками во многом зависит от совершенства математического аппарата, позволяющего описать и теоретически исследовать волновые процессы в изучаемых системах.

2. Постановка задачи и ее решение

В настоящей работе методом магнитодвижущих сил [12] исследуются характеристики систем из N узких ($d < \lambda$, $d < l$; λ – длина волны) поперечных щелей разной длины l и ширины d (см. рис. 1). Излучатели прорезаются на различных расстояниях D друг относительно друга в бесконечно тонких и идеально проводящих экранах коаксиальных линий с различными значениями радиусов внутренних и внешних проводников a_1 и a_2 . Область внутри фидера (v^i) заполнена диэлектриком без потерь с диэлектрической проницаемостью ϵ^i . Пространство вне фидера (v^e) заполнено неидеальным диэлектриком со значением проницаемости ϵ^e и тангенсом угла потерь

© В. А. Катрич, В. А. Лященко, Н. В. Медведев, 2012

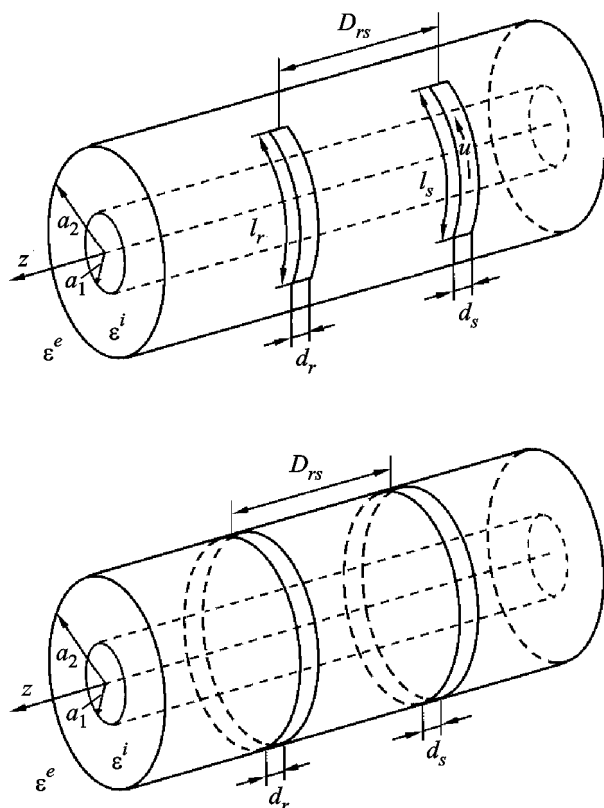


Рис. 1. Геометрия системы

$\text{tg } \delta$. При таком подходе рассматривается задача в общей ее постановке, что позволяет исследовать однородные и неоднородные, эквидистантные и неэквидистантные коаксиально-щелевые антенны.

Рассмотрим возбуждение системы поперечных щелей длиной $l \leq L$ ($L = 2\pi a_2$). Источники поля находятся внутри фидера. Щели, возбуждаемые этими источниками, излучают электромагнитные волны во внешнее пространство и изменяют поле в коаксиальной линии.

Для нахождения касательной составляющей электрического вектора \vec{E} в щелях воспользуемся условием непрерывности магнитных составляющих поля на поверхности щелей:

$$\vec{H}_\tau^e \{ \vec{E} \} - \vec{H}_\tau^i \{ \vec{E} \} = \vec{H}_\tau^0, \quad (1)$$

где $\vec{H}_\tau^e \{ \vec{E} \}$, $\vec{H}_\tau^i \{ \vec{E} \}$ – поля, возбуждаемые щелями в областях v^e и v^i соответственно; \vec{H}_τ^0 – поле источников; \vec{E} – искомое значение касательной составляющей электрического поля в раскрытие многощелевой антенны.

Для решения уравнения (1) применим метод Галеркина, т. е. поле на поверхности системы щелей представим в виде ряда

$$\vec{E} = \sum_{s=1}^N \sum_{p=1}^M V_{ps} \vec{E}_{ps}, \quad (2)$$

где \vec{E}_{ps} – заданные на поверхностях щелей линейно-независимые вектор-функции, удовлетворяющие на контуре щели краевым условиям (собственные функции отверстия); V_{ps} – неизвестные комплексные амплитуды; s – номер щели; p – номер собственной функции отверстия.

После некоторых преобразований из (1) получим систему алгебраических уравнений относительно V_{ps} :

$$\sum_{s=1}^N \sum_{p=1}^M V_{ps} Y_{pq,rs} = F_{qr}, \quad (3)$$

$$r = 1, 2, 3, \dots, N, \quad q = 1, 2, 3, \dots, M,$$

где N – количество щелей, M – количество аппроксимирующих вектор-функций; $Y_{pq,rs} = Y_{pq,rs}^e + Y_{pq,rs}^i$ – собственные (при $p = q, r = s$), взаимные по гармоникам (при $p \neq q, r = s$) и взаимные между щелями (при $r \neq s$) частичные проводимости p -й и q -й гармоник функции распределения на r -й и s -й щелях,

$$Y_{pq,rs}^i = - \int_s \left[\vec{E}_{qs} \vec{H}_\tau^i \{ \vec{E}_{pr} \} \right] d\vec{s}, \quad (4)$$

$$Y_{pq,rs}^e = \int_s \left[\vec{E}_{qs} \vec{H}_\tau^e \{ \vec{E}_{pr} \} \right] d\vec{s};$$

$$F_{qr} = \int \left[\vec{E}_{qr} \vec{H}_\tau^0 \right] d\vec{s} - \quad (5)$$

магнитодвижущая сила; $d\vec{s} = \vec{n} ds$, \vec{n} – единичная нормаль к поверхности щели s , направленная внутрь области v^e .

Таким образом, для решения системы (3) необходимо определить в явном виде внутренние $Y_{pq,rs}^i$ и внешние $Y_{pq,rs}^e$ частичные проводимости, а также магнитодвижущие силы F_{qr} .

В такой постановке задачи система щелей может возбуждаться любым типом волны (в том числе и высшим), распространяющимся в коаксиальной линии. Если система возбуждается ос-

новой волной (T -типа), тогда распределение поля вдоль кольцевой щели будет постоянным, а вдоль дуговой – симметричным относительно центра щели вследствие центральной симметрии структуры поля волны T -типа. То есть для описания поля в выражении (2) достаточно ограничиться одной вектор-функцией как для кольцевой [9], так и для дуговой щели [8],

$$\vec{E}_s = \vec{z}^0 \frac{1}{d}, \quad \vec{E}_s = \vec{z}^0 \frac{1}{d} \cos\left(\pi \frac{u}{l}\right) \quad (6)$$

соответственно. Здесь \vec{z}^0 – единичный орт; u – криволинейная координата, направленная вдоль щели с началом координат в ее центре. При таком выборе собственных функций коэффициент V_s в (2) и (3) приобретает смысл амплитуды напряжения на щели (здесь и далее индексы, соответствующие гармоникам p и q , опущены).

Для нахождения частичных внутренних проводимостей необходимо определить поля \vec{H}^i , возбуждаемые в фидере щелями с распределением поля E_s . Представим \vec{H}^i в виде разложения по ортонормированным векторным функциям коаксиальной линии с учетом основной волны типа T и высших волн E - и H -типа (в том числе затухающих) [13]:

$$\vec{H}^i = h_e \vec{H}_e + \sum_e h_{ge} \vec{H}_{ge} + \sum_h h_{gh} \vec{H}_{gh}, \quad (7)$$

где \vec{H}_e , \vec{H}_{gh} , \vec{H}_{ge} – известные ортонормированные векторные функции; h_e , h_{gh} , h_{ge} – неизвестные коэффициенты, подлежащие определению.

Первое слагаемое в выражении (7) является полем основной волны. Второе и третье слагаемые учитывают вклад в поле, возбужденное щелью в коаксиальной линии, волн E - и H -типа. Согласно теории возбуждения волноводов, развитой в работе [13], \vec{H}_{gh} – градиентные собственные функции, \vec{H}_{ge} – поперечные вихревые функции, которые можно представить следующим образом:

$$\vec{H}_{gh} = \frac{1}{\chi_h} \nabla_{\perp} \psi_h, \quad \vec{H}_{ge} = \frac{1}{\chi_e} \left[\vec{z}^0 \nabla_{\perp} \psi_e \right]. \quad (8)$$

Здесь ψ_h и ψ_e – соответственно магнитные и электрические поперечные функции:

$$\psi_e = C_e Z_{em}(\chi_e r) \frac{\cos(m\varphi)}{\sin(m\varphi)}; \quad (9)$$

$$\psi_h = C_h Z_{hm}(\chi_h r) \frac{\cos(m\varphi)}{\sin(m\varphi)};$$

$$Z_{em}(\chi_e r) = \frac{J_m(\chi_e r)}{J_m(\chi_e a_1)} - \frac{N_m(\chi_e r)}{N_m(\chi_e a_1)};$$

$$Z_{hm}(\chi_h r) = \frac{J_m(\chi_h r)}{J'_m(\chi_h a_1)} - \frac{N_m(\chi_h r)}{N'_m(\chi_h a_1)};$$

(10)

$$C_e = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi(1 + \delta_{0m})}} \times$$

$$\times \left[(a_2 Z'_{em}(\chi_e a_2))^2 - (a_1 Z'_{em}(\chi_e a_1))^2 \right]^{-1/2};$$

$$C_h = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi(1 + \delta_{0m})}} \times$$

$$\times \left[\left(a_2^2 - \frac{m^2}{\chi_h^2} \right) Z_{hm}^2(\chi_h a_2) - \left(a_1^2 - \frac{m^2}{\chi_h^2} \right) Z_{hm}^2(\chi_h a_1) \right]^{-1/2};$$

J_m, J'_m – функция Бесселя и ее производная;

N_m, N'_m – функция Неймана и ее производная;

χ_e, χ_h – критические волновые числа E - и H -типа

волн соответственно; $\delta_{0m} = \begin{cases} 1, & m = 0; \\ 0, & m \neq 0. \end{cases}$

Неизвестные коэффициенты h_e, h_{gh} и h_{ge} находим из волноводных уравнений [14]:

$$h_b'' + \gamma_{h,e}^2 h_b = -f_b, \quad (11)$$

где индекс b принимает значения: e, ge, gh . Правая часть уравнения (11) определяется следующим образом:

$$f_e = -j\omega\epsilon \oint \vec{E}_p \left[\vec{H}_e \vec{n} \right] dL \text{ для } T\text{-волны};$$

$$f_{gh} = \frac{\gamma_h^2}{j\omega\mu} \oint \vec{E}_p \left[\vec{H}_{gh} \vec{n} \right] dL \text{ для } H\text{-волн};$$

$$f_{ge} = -j\omega\epsilon \oint \vec{E}_p \left[\vec{H}_{ge} \vec{n} \right] dL \text{ для } E\text{-волн}.$$

Здесь $\gamma_{h,e} = \sqrt{k^2 - \chi_{h,e}^2}$ – постоянная распространения волн H - и E -типа в коаксиальной линии,

$k^i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon^i}$, λ_0 – длина волны в среде, относительная диэлектрическая проницаемость которой равна единице, j – мнимая единица. Отметим, что в отличие от дуговой кольцевая щель с постоянным распределением электрического поля в ней не будет возбуждать в коаксиальной линии волны H -типа.

Определив поле, возбужденное щелью в коаксиальной линии (7), с учетом (6), (8) – (12) и в соответствии с выражением (4), для кольцевых щелей получим собственную внутреннюю проводимость одиночного излучателя,

$$Y_{ss}^i = -\frac{4j\pi^2 \sqrt{\epsilon_{omni}^i}}{k^i d_s \rho_0} \left[\frac{1}{2\pi \ln \frac{a_2}{a_1}} \left(1 - \frac{\sin \frac{k^i d_s}{2}}{\frac{k^i d_s}{2}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \exp\left(-j \frac{k^i d_s}{2}\right) \right) + \sum_e \left(\frac{k^i a_2 C_e Z'_{e0} (\chi_e a_2)}{\gamma_e} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{\sin \frac{\gamma_e d_s}{2}}{\frac{\gamma_e d_s}{2}} \exp\left(-j \frac{\gamma_e d_s}{2}\right) \right) \right], \quad (12)$$

и взаимную внутреннюю проводимость между излучателями,

$$Y_{rs}^i = \frac{2\pi^2 \sqrt{\epsilon_{omni}^i}}{\rho_0} \left[\frac{1}{2\pi \ln \frac{a_2}{a_1}} \frac{\sin \frac{k^i d_r}{2}}{\frac{k^i d_r}{2}} \frac{\sin \frac{k^i d_s}{2}}{\frac{k^i d_s}{2}} \times \right. \\ \left. \times \exp(-jk^i D_{rs}) + \sum_e \frac{k^i}{\gamma_e} (a_2 C_e Z'_{e0} (\chi_e a_2))^2 \times \right. \\ \left. \times \frac{\sin \frac{\gamma_e d_r}{2}}{\frac{\gamma_e d_r}{2}} \frac{\sin \frac{\gamma_e d_s}{2}}{\frac{\gamma_e d_s}{2}} \exp(-j\gamma_e D_{rs}) \right]. \quad (13)$$

В работе [15] приведено выражение для собственной внешней проводимости одиночной кольцевой щели Y_{ss}^e , прорезанной в цилиндре с ра-

диусом a_2 . В предположении постоянного распределения поля на поверхности щели формула для собственной внешней проводимости Y_{ss}^e имеет вид

$$Y_{ss}^e = \frac{8j\sqrt{\epsilon_{omni}^e}}{\pi\rho_0 (k^e d_s)^2} \times \\ \times \int_0^\infty \frac{k^e d_s \sqrt{\alpha^2 - 1} - 1 + \exp(-k^e d_s \sqrt{\alpha^2 - 1})}{|H_0(k^e a_2 \alpha)|^2 \alpha (\alpha^2 - 1) \sqrt{\alpha^2 - 1}} d\alpha, \quad (14)$$

а для взаимной внешней проводимости между щелями –

$$Y_{rs}^e = \frac{4j\sqrt{\epsilon_{omni}^e}}{\pi\rho_0} \int_0^\infty \frac{\exp(-k^e D_{rs} \sqrt{\alpha^2 - 1})}{|H_0(k^e a_2 \alpha)|^2 \alpha \sqrt{\alpha^2 - 1}} d\alpha, \quad (15)$$

где $k^e = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{omni}^e}$; $\rho_0 = 120\pi$, Ом; $H_0(k^e a_2 \alpha)$ – функция Ханкеля нулевого порядка.

Выполнив аналогичные расчеты для системы дуговых щелей, получим соответствующие проводимости: внутреннюю собственную проводимость дуговой щели,

$$Y_{ss}^i = -\frac{16j\sqrt{\epsilon_{omni}^i} \left(\frac{l_s}{L}\right)^2}{k^i d_s \rho_0} \times \\ \times \left\{ \frac{1}{2\pi \ln \frac{a_2}{a_1}} \left(1 - \frac{\sin \frac{k^i d_s}{2}}{\frac{k^i d_s}{2}} \exp\left(-j \frac{k^i d_s}{2}\right) \right) + \right. \\ \left. + \sum_e \left(\frac{\cos\left(\pi m \frac{l_s}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_s}{L}\right)^2} \right)^2 \left(\frac{k^i}{\gamma_e} a_2 C_e Z'_{em} (\chi_e a_2) \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{\sin \frac{\gamma_e d_s}{2}}{\frac{\gamma_e d_s}{2}} \exp\left(-j \frac{\gamma_e d_s}{2}\right) \right) + \sum_h \left(\frac{\cos\left(\pi m \frac{l_s}{L}\right)}{1 - \left(2m \frac{l_s}{L}\right)^2} \right)^2 \right\} \times$$

$$\times \left(m \frac{C_h Z_{hm}(\chi_h a_2)}{\chi_h} \right)^2 \left(1 - \frac{\sin \frac{\gamma_h d_s}{2}}{\frac{\gamma_h d_s}{2}} \exp \left(-j \frac{\gamma_h d_s}{2} \right) \right) \Bigg\}; \quad (16)$$

внутреннюю взаимную проводимость между двумя дуговыми щелями,

$$Y_{rs}^i = -\frac{8\sqrt{\epsilon_{омн}^i} l_r l_s}{\rho_0 L^2} \left\{ \frac{1}{2\pi \ln \frac{a_2}{a_1}} \frac{\sin \frac{k^i d_r}{2}}{\frac{k^i d_r}{2}} \frac{\sin \frac{k^i d_s}{2}}{\frac{k^i d_s}{2}} \times \right. \\ \times \exp(-jk^i D_{rs}) + \sum_e \frac{k^i}{\gamma_e} (a_2 C_e Z'_{em}(\chi_e a_2))^2 \times \\ \times \frac{\cos \left(\pi m \frac{l_r}{L} \right) \cos \left(\pi m \frac{l_s}{L} \right) \sin \frac{\gamma_e d_r}{2} \sin \frac{\gamma_e d_s}{2}}{1 - \left(2m \frac{l_r}{L} \right)^2 1 - \left(2m \frac{l_s}{L} \right)^2} \frac{\gamma_e d_r}{2} \frac{\gamma_e d_s}{2} \times \\ \times \exp(-j\gamma_e D_{rs}) + \sum_h \frac{\gamma_h}{k^i} \left(m \frac{C_h Z_{hm}(\chi_h a_2)}{\chi_h} \right)^2 \times \\ \times \frac{\cos \left(\pi m \frac{l_r}{L} \right) \cos \left(\pi m \frac{l_s}{L} \right) \sin \frac{\gamma_h d_r}{2} \sin \frac{\gamma_h d_s}{2}}{1 - \left(2m \frac{l_r}{L} \right)^2 1 - \left(2m \frac{l_s}{L} \right)^2} \frac{\gamma_h d_r}{2} \frac{\gamma_h d_s}{2} \times \\ \left. \times \exp(-j\gamma_h D_{rs}) \right\}; \quad (17)$$

внешнюю собственную проводимость дуговой щели,

$$Y_{ss}^e = \frac{32j\sqrt{\epsilon_{омн}^e} \left(\frac{l_s}{L} \right)^2}{\pi^3 \rho_0} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \left(\frac{\cos \left(\pi m \frac{l_s}{L} \right)}{1 - \left(2m \frac{l_s}{L} \right)^2} \right)^2 \times \\ \times \int_0^{\infty} \left(\frac{1}{|H_m(k^e a_2 \alpha)|^2} - \frac{m^2(\alpha^2 - 1)}{(k^e a_2 \alpha)^2 |H'_m(k^e a_2 \alpha)|^2} \right) \times$$

$$\times \frac{k^e d_s \sqrt{\alpha^2 - 1} - 1 + \exp(-k^e d_s \sqrt{\alpha^2 - 1})}{(k^e d_s)^2 \alpha (\alpha^2 - 1) \sqrt{\alpha^2 - 1}} d\alpha; \quad (18)$$

внешнюю взаимную проводимость между двумя дуговыми щелями,

$$Y_{rs}^e = \frac{16j\sqrt{\epsilon_{омн}^e} l_r l_s}{\pi^3 \rho_0 L^2} \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \frac{\cos \left(\pi m \frac{l_r}{L} \right) \cos \left(\pi m \frac{l_s}{L} \right)}{1 - \left(2m \frac{l_r}{L} \right)^2 1 - \left(2m \frac{l_s}{L} \right)^2} \times \\ \times \int_0^{\infty} \left(\frac{1}{|H_m(k^e a_2 \alpha)|^2} - \frac{m^2(\alpha^2 - 1)}{(k^e a_2 \alpha)^2 |H'_m(k^e a_2 \alpha)|^2} \right) \times \\ \times \frac{\exp(-k^e D_{rs} \sqrt{\alpha^2 - 1})}{\alpha \sqrt{\alpha^2 - 1}} d\alpha. \quad (19)$$

Магнитодвижущую силу F_r определяем в предположении, что в коаксиальной линии распространяется волна типа T единичной мощности.

Подставив поле основной волны H_{τ}^0 в выражение (5), для случая кольцевых щелей получаем F_r в виде

$$F_r = 2j \sqrt{\frac{\pi \sqrt{\epsilon_{омн}^i}}{\rho_0 \ln(a_2/a_1)}} \frac{\sin \frac{k^i d_r}{2}}{\frac{k^i d_r}{2}} \exp(-jk^i z_r), \quad (20)$$

а для дуговых щелей –

$$F_r = 4j \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon_{омн}^i}}{\pi \rho_0 \ln(a_2/a_1)}} \frac{l_r}{L} \frac{\sin \frac{k^i d_r}{2}}{\frac{k^i d_r}{2}} \exp(-jk^i z_r). \quad (21)$$

Определив магнитодвижущую силу, внутреннюю и внешнюю проводимости щелей, вычислим коэффициент V_{ps} из (3). Выражения для коэффициентов отражения $|\Gamma_1|$ и излучения $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ системы щелей с учетом распределения электрического поля (2) и при условии возбуждения системы любым типом волны, распространяющейся в фидере, имеют вид [12]:

$$\Gamma_1 = -\frac{1}{4} \sum_{s=1}^N V_s F_s, \quad (22)$$

$$|\Gamma_\Sigma|^2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{r=1}^N \sum_{s=1}^N V_r V_s^* Y_{rs}^e. \quad (23)$$

3. Анализ результатов расчета

Полученные выражения (12)–(23) позволяют провести расчеты проводимостей (внутренних и внешних), амплитудно-фазовых распределений (2) и энергетических коэффициентов (22), (23) в случаях систем кольцевых и дуговых щелей.

При проведении детальных исследований характеристик систем щелевых излучателей параметры фидера и щелей варьировались в широких пределах:

- размеры радиуса внешнего проводника выбирались от $a_2 \approx 0.6$ мм до $a_2 \approx 20$ мм;
- относительные диэлектрические проницаемости внешней среды ϵ^e изменялись от 1 (воздушная среда) до 55 (эквивалент биологическим средам), $\operatorname{tg} \delta$ изменялся в пределах $0 \div 1$;

- значение диэлектрической проницаемости внутреннего диэлектрика ϵ^i выбиралось равным 2 (как наиболее часто применяемое на практике);
- исследуемый диапазон длин волн составлял $\lambda \sim 30 \div 1000$ мм.

Такая широкая область изменения параметров дает возможность проводить многопараметрический расчет и анализ характеристик коаксиально-щелевых структур с целью определения частотно-энергетических свойств антенн этого типа и создания систем с требуемыми электродинамическими свойствами.

Приведем некоторые результаты исследований, несомненно представляющие практический интерес для разработчиков антенно-фидерных систем.

На рис. 2 приведены зависимости $|\Gamma_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для систем из $N = 2, 5, 10$ дуговых щелей в экране фидера с параметрами: $a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\epsilon^e = 1$, $d = 3$ мм, $D_z = 40$ мм, $l = 0.5L$. Рабочая полоса длин волн системы из $N = 10$ излучателей по уровням $0.5|\Gamma_\Sigma|_{\max}^2$ и менее $0.3|\Gamma_1|$ составляет $\Delta\lambda/\lambda_{\text{ср}} = 41\%$. При этом диапазон рабочих длин волн находится в

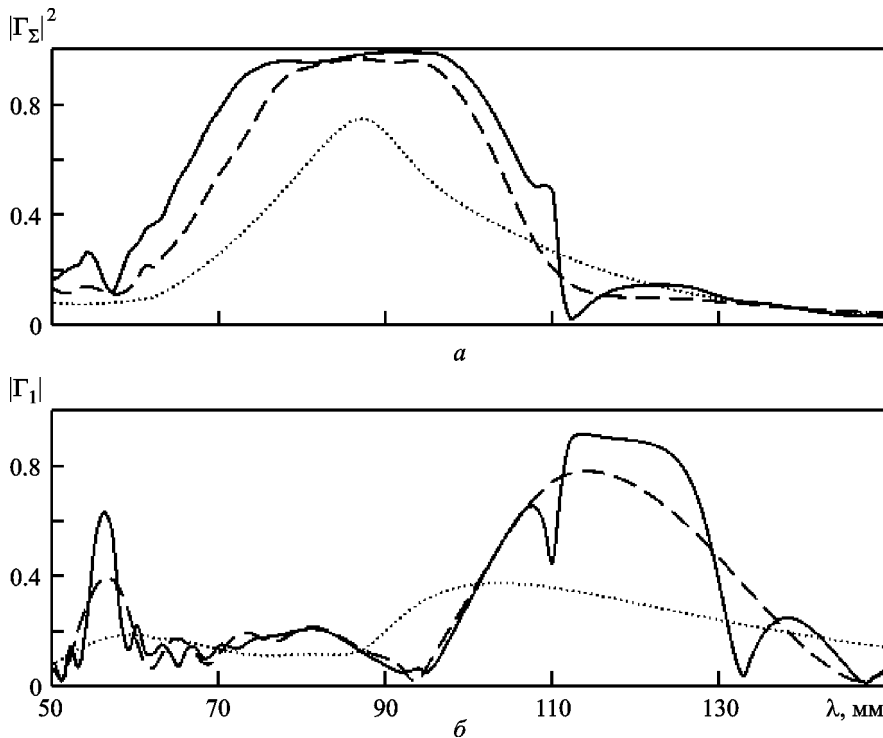


Рис. 2. Зависимости коэффициента излучения $|\Gamma_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ (а) и коэффициента отражения $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) от длины волны для системы дуговых щелей (с параметрами $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2.5$ мм, $l = 0.5L$, $D_z = 40$ мм): $N = 2$ – пунктирные кривые; $N = 5$ – штриховые кривые; $N = 10$ – сплошные кривые

пределах $\lambda \approx 64 \div 100$ мм, а среднее значение длины волны $\lambda_{\text{ср}} = 87$ мм.

На рис. 3 приведены зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для систем из $N=5$ и $N=10$ дуговых щелей в экране фидера с $a_1 = 2.5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\epsilon^e = 1$, $d = 3$ мм, $D_z = 40$ мм и длиной щели $l = 0.8L$. Из сравнения зависимостей на рис. 2 и рис. 3 следует, что при увеличении длины щели от $l = 0.5L$ до $l = 0.8L$ средняя длина волны возрастает на 67 % (от $\lambda_{\text{ср}} = 87$ мм до $\lambda_{\text{ср}} = 145$ мм) при увеличении рабочего диапазона длин волн по уровню $0.5|\Gamma_{\Sigma}|^2_{\text{max}}$ на 17 %. Следует отметить, что в этом диапазоне происходит увеличение коэффициента отражения, но при этом $|\Gamma_1| < 0.5$. Эти изменения характеристик системы щелевых излучателей с ростом длины щелей обусловлены свойствами излучения одиночной дуговой щели [8].

В области биомедицинских исследований используются фидеры малых геометрических и электрических размеров [6], которые помещаются в среды с большими значениями диэлектрических проницаемостей ϵ^e . На рис. 4 приведены зависимости от длины волны энергетических коэффициентов системы из $N = 2, 5$ и 10 дуговых щелей с $d = 0.3$ мм и $l = 0.8L$, прорезанных в экране фидера с размерами $a_1 = 0.2$ мм, $a_2 = 0.6$ мм на расстоянии $D_z = 20$ мм друг от друга. Система помещена в среду с $\epsilon^e = 55$. В рабочей полосе длин волн ($\Delta\lambda/\lambda_{\text{ср}} = 47.5\%$, $\lambda_{\text{ср}} = 40$ мм) коэффициент отражения $|\Gamma_1| < 0.2$ при коэффициенте излучения $|\Gamma_{\Sigma}|^2$ не менее 0.5 ($N = 5, 10$).

На рис. 5 приведены зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для системы из $N = 2, 5, 10$ кольцевых щелей с $d = 0.3$ мм, расположенных в экране фидера с размерами $a_1 = 0.2$ мм, $a_2 = 0.6$ мм на расстоянии $D_z = 75$ мм друг от друга. Проницаемость диэлектрика, заполняющего внешнюю среду, $\epsilon^e = 55$. Исследования проведены в диапазоне λ от 100 до 1000 мм.

Характерной особенностью результатов, представленных на рис. 4 для системы дуговых щелей и на рис. 5 для системы кольцевых щелей, является сильная изрезанность кривых $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ в рабочей полосе длин волн. Однако, несмотря на изрезанность кривых, в большей части представленного диапазона коэффициент излучения $|\Gamma_{\Sigma}|^2 > 0.5|\Gamma_{\Sigma}|^2_{\text{max}}$ при коэффициенте отражения $|\Gamma_1| < 0.5$.

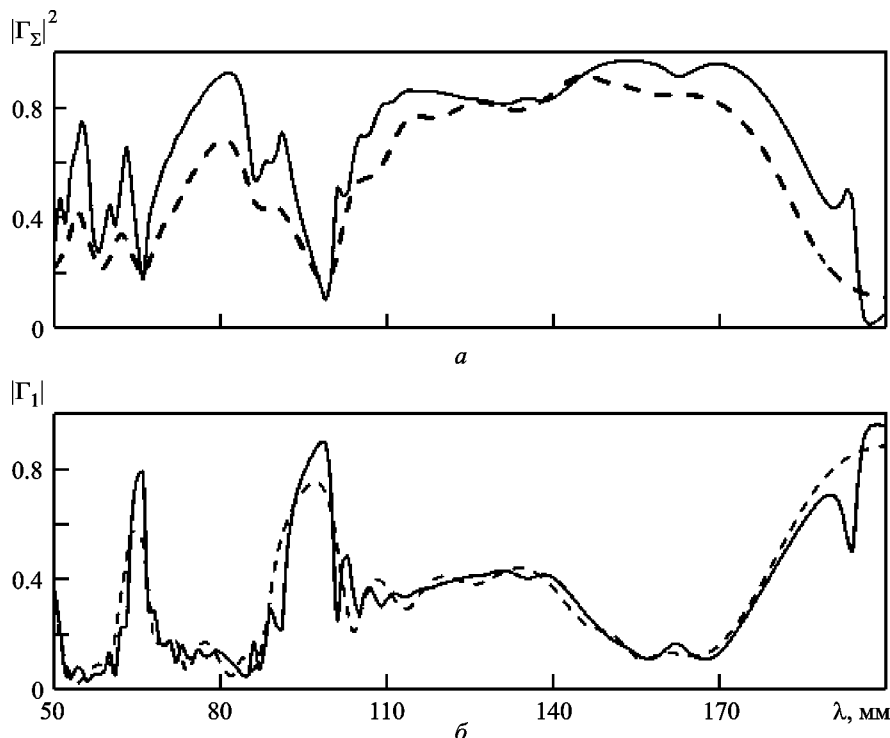


Рис. 3. Зависимости коэффициента излучения $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) и коэффициента отражения $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) от длины волны для системы дуговых щелей (с параметрами $a_2 = 12$ мм, $a_1 = 2.5$ мм, $l = 0.8L$, $D_z = 40$ мм): $N = 5$ – штриховые кривые; $N = 10$ – сплошные кривые

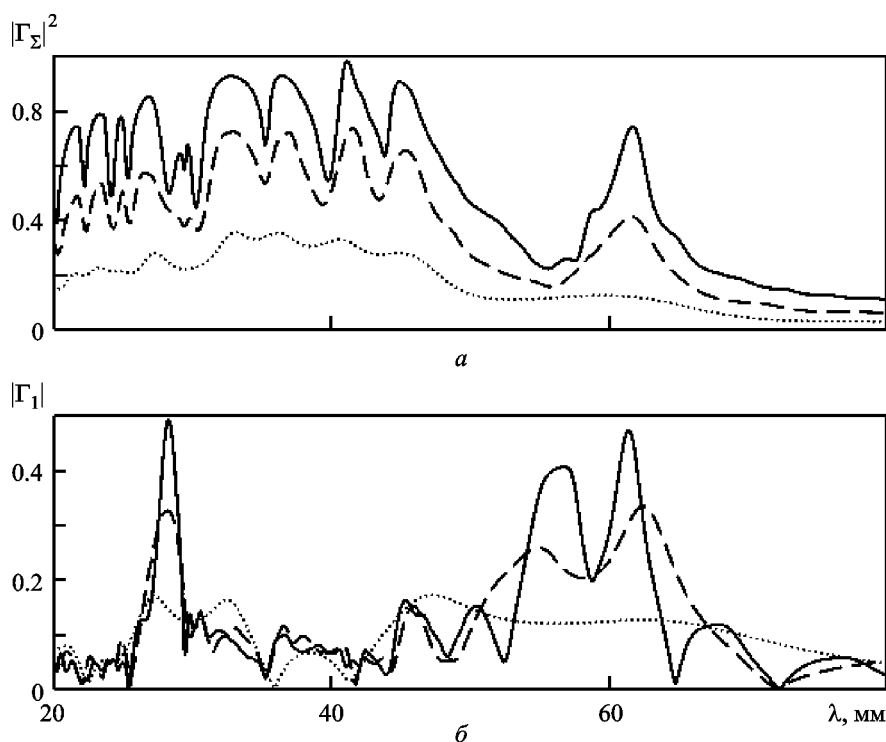


Рис. 4. Зависимости коэффициента излучения $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) и коэффициента отражения $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) от длины волны для системы дуговых щелей (с параметрами $a_2 = 0.6$ мм, $a_1 = 0.2$ мм, $l = 0.8L$, $D_z = 20$ мм): $N = 2$ – пунктирные кривые; $N = 5$ – штриховые кривые; $N = 10$ – сплошные кривые

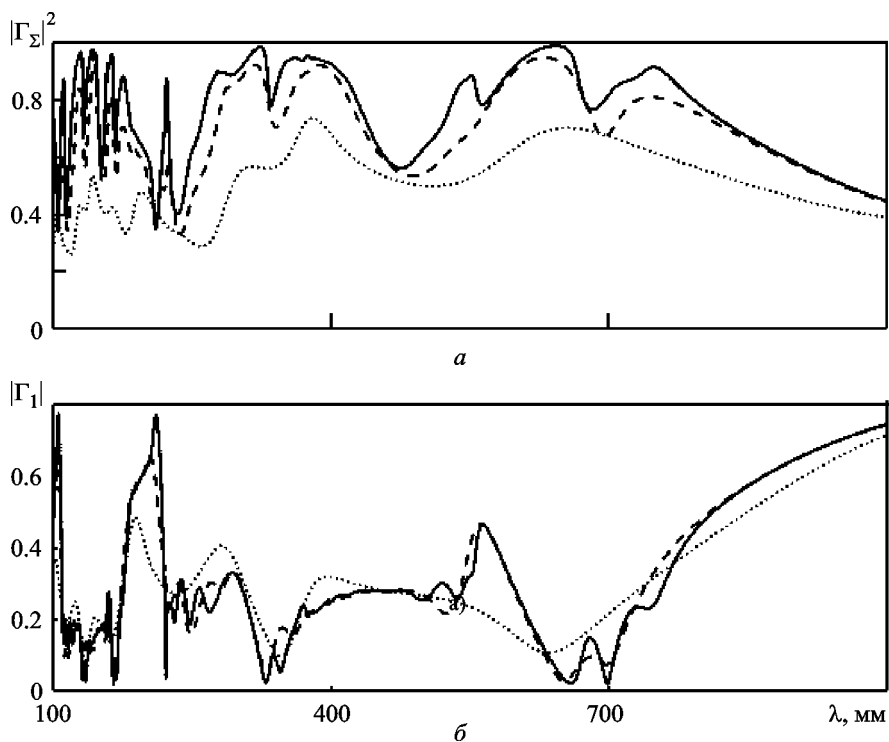


Рис. 5. Зависимости коэффициента излучения $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) и коэффициента отражения $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) от длины волны для системы кольцевых щелей (с параметрами $a_2 = 0.6$ мм, $a_1 = 0.2$ мм, $D_z = 75$ мм): $N = 2$ – пунктирные кривые; $N = 5$ – штриховые кривые; $N = 10$ – сплошные кривые

Характеристики одиночных дуговой и кольцевой щелей существенно отличаются друг от друга. Дуговая щель является резонансной (полная проводимость в виде суммы внутренних и внешних проводимостей является вещественной величиной для некоторой длины волны), т. е. она излучает в некоторой полосе частот. Кольцевая щель – нерезонансная, и может излучать в сколь угодно широкой полосе длин волн, но при этом может иметь недопустимо большой коэффициент отражения (например, больше 0.8) [9]. Из сказанного следует, что система дуговых щелей также излучает в некоторой полосе частот, зависящей от размеров щели и чаще всего не превышающей $\Delta\lambda/\lambda_{cp} = 50\%$. Подтверждением этого являются зависимости на рис. 2, 3, 4. Система кольцевых щелей, энергетические коэффициенты для которой представлены на рис. 5, в полосе длин волн от 230 до 800 мм имеет $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \geq 0.5|\Gamma_{\Sigma}|_{max}^2$.

Сильная изрезанность энергетических коэффициентов антенн с различными по своим полосовым свойствам дуговыми и кольцевыми щелями (см. рис. 4 и рис. 5) обусловлена тем, что обе антенны излучали в среду, заполненную диэлектриком с большим значением диэлектрической проницаемости ($\epsilon^e = 55$). Для подтверждения этого факта на рис. 6 приведены зависимости от длины волны активных компонентов взаимных проводимостей между ближайшими кольцевыми излучателями $g_{12}^{i,e}$ ($Y_{12}^{i,e} = g_{12}^{i,e} + jb_{12}^{i,e}$).

Из рис. 6 видно, что с увеличением ϵ^e от 1 до 55 возрастает внешняя взаимная активная проводимость (кривые 1 и 2), а также уменьшается пе-

риод ее осцилляций по сравнению с периодом изменения внутренней взаимной проводимости (кривая 5). Следовательно, влияние внешних взаимных проводимостей оказывается значительно сильнее влияния внутренних как при расчете амплитуд V_s из системы уравнений (3), так и при определении частотно-энергетических зависимостей.

На практике, помимо больших значений диэлектрических проницаемостей, характерным электродинамическим свойством биологических объектов являются также высокие уровни потерь [6]. Зависимости на рис. 7 иллюстрируют влияние потерь в диэлектрике, заполняющем внешнее пространство, на энергетические характеристики системы из $N = 5$ кольцевых щелей в коаксиальном фидере с $a_2 = 0.6$ мм. Видно, что при увеличении $\text{tg } \delta$ от 0 до 0.8 осцилляции значительно сглаживаются. Это связано с тем, что при возрастании тангенса угла потерь значительно ослабевают взаимные связи между щелевыми излучателями по внешнему пространству (рис. 6, кривые 2, 3 и 4).

Анализируя зависимости, приведенные на рис. 2 – 5 и рис. 7, можно выделить области таких значений λ , при которых происходит почти синфазное сложение отраженных от щелей волн и, следовательно, наблюдается возрастание коэффициентов отражения и уменьшение коэффициентов излучения. Этот эффект, наблюдаемый при значениях $D_z \approx n\lambda_e$ (n – целое число, λ_e – длина волны в коаксиальной линии), приводит к образованию нескольких областей рабочих длин волн.

С целью проверки достоверности и эффективности представленной математической модели

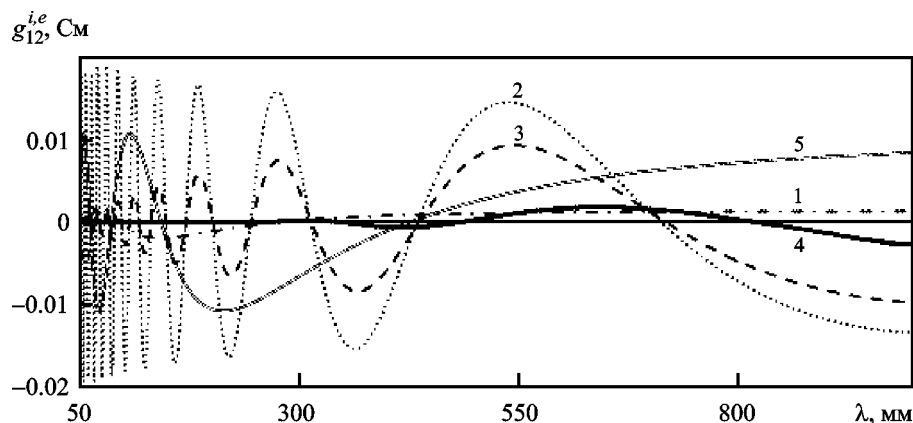


Рис. 6. Внутренние и внешние активные взаимные проводимости для системы из $N = 5$ кольцевых щелей: кривая 1 – g_{12}^e для $\text{tg } \delta = 0$, $\epsilon^e = 1$; кривые 2, 3 и 4 – g_{12}^e для $\epsilon^e = 55$, $\text{tg } \delta = 0, 0.1$ и 0.8 соответственно; кривая 5 – g_{12}^i

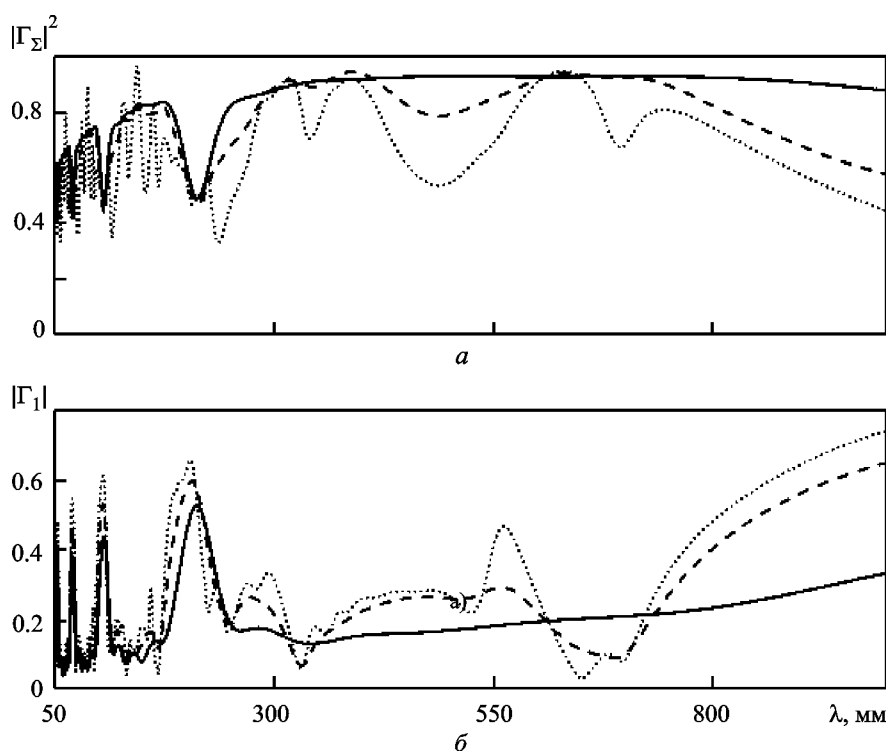


Рис. 7. Зависимости коэффициента излучения $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ (а) и коэффициента отражения $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ (б) для системы из $N = 5$ кольцевых щелей, помещенной в среду с потерями: $\text{tg } \delta = 0$ – пунктирные кривые, $\text{tg } \delta = 0.1$ – штриховые кривые, $\text{tg } \delta = 0.8$ – сплошные кривые

для исследования коаксиально-щелевых многоэлементных антенн значения параметров коаксиальных линий и щелей выбирались аналогичными приведенным в известной нам литературе. Сравнение результатов настоящей работы с расчетными и экспериментальными данными, представленными в [7], показывает хорошее совпадение частотно-энергетических характеристик исследуемых систем, что подтверждает правильность предложенной математической модели, а также методов и алгоритмов расчета, применяемых при решении поставленной задачи.

Таким образом, проведенные исследования зависимостей энергетических коэффициентов антенны в виде системы дуговых и кольцевых щелей, прорезанных в экране коаксиальных линий, показали, что подобные системы являются малогабаритными и широкополосными излучающими структурами. Причем частотный диапазон работы систем кольцевых щелей значительно шире, чем диапазон работы аналогичных систем дуговых щелей. Это связано с нерезонансным поведением одиночной кольцевой щели в отличие от резонансного характера излучения одиночной дуговой щели [8, 9].

Применение того или иного фидера, а также выбор кольцевых щелей или дуговых щелей определенной длины позволяют регулировать как среднюю рабочую длину волны, так и диапазон длин волн в каждом конкретном случае использования подобных антенн. Подчеркнем, что метод магнитодвижущих сил, примененный в настоящей работе, позволяет это сделать.

Взаимные связи между щелевыми излучателями играют важную роль в формировании энергетических характеристик данных систем и, несомненно, должны учитываться при их расчетах.

4. Заключение

Предложенный электродинамический метод расчета и исследования щелевых структур, прорезанных в экране коаксиальной линии, позволяет с достаточной точностью определить частотно-энергетические и частотно-пространственные характеристики антенны, а также проанализировать физические свойства излучающей системы и дать физическую интерпретацию полученных результатов. Метод МДС дает возможность исследовать излучающие коаксиально-щелевые структу-

ры с различными свойствами внутреннего и внешнего пространства, с произвольными количеством излучателей и геометрическими параметрами фидера, каждой отдельной щели, а также всей системы излучателей в целом с учетом внутреннего и внешнего взаимодействия между излучающими элементами. Многопараметрический анализ, проведенный методом МДС, позволяет оптимизировать параметры и электродинамические характеристики системы и выработать рекомендации для конструктивного исполнения излучающих устройств на базе коаксиально-щелевых структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Брейтбарт А. Я.* Радиосвязь с передвижными установками в подземных туннелях посредством излучающих кабелей // *Зарубежная радиоэлектроника.* – 1976. – № 1. – С. 110–130.
2. *Delogne P. P. and Deryck L.* Underground Use of a Coaxial Cable with Leaky Sections // *IRE Trans. Antennas Propag.* – 1980. – Vol. 28, No. 6. – P. 875–883.
3. *Kiang J. F.* Radiation Properties of Circumferential Slots on a Coaxial Cable // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 1997. – Vol. 45, No. 1. – P. 102–107.
4. *Kiang J. F.* Analysis of Linear Coaxial Antennas // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 1998. – Vol. 46, No 5. – P. 636–642.
5. *Wang J. H. and Mei K. K.* Theory and Analysis of Leaky Coaxial Cables with Periodic Slots // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 2001. – Vol. 49, No. 12. – P. 1723–1732.
6. *Saito K., Hayashi Y., Yoshimura H., and Ito K.* Heating Characteristics of Array Applicator Composed of two Coaxial Slot Antennas for Microwave Coagulation Therapy // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* – 2000. – Vol. 48, No. 11. – P. 1800–1806.
7. *Dong H. Kim and Hyo J.* Eom. Radiation of a Leaky Coaxial Cable with Narrow Transverse Slots // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 2007. – Vol. 55, No. 1. – P. 107–110.
8. *Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В.* Щелевой излучатель в коаксиальной линии // *Радиофизика и электроника.* – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2010. – Т. 15, № 1. – С. 7–16.
9. *Катрич В. А., Лященко В. А., Медведев Н. В.* Коаксиально-щелевой излучатель // *Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. “Радиотехника”.* – Харьков: ХНУРЭ. – 2010. – Вып. 163. – С. 183–190.
10. *Katrich V. A., Lyashenko V. A., and Bulgakova A. A.* Radiation from the transverse slot in a coaxial line // *Third International conference on Ultrawideband and Ultra-*

short Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine) – 2008. – P. 83–85.

11. *Katrich V. A., Lyashenko V. A., and Medvedev N. V.* Multi-element systems of coaxial-slot radiators // *Microwave and Telecommunication Technology (CriMiCo), 21th International Crimean Conference.* – Sevastopol (Ukraine). – 2011. – P. 589–590.
12. *Фельд Я. Н., Бененсон Л. С.* Антенно-фидерные устройства. Ч. 2. – М.: Изд. ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1959. – 551 с.
13. *Кисунько Г. В.* Электродинамика полых систем. – Л.: Изд. ВКАС, 1949. – 426 с.
14. *Коган Н. Л., Машковцев Б. М., Цибилов К. Н.* Сложные волноводные системы. – Л.: Судпромгиз, 1963. – 356 с.
15. *Панченко Б. А.* Собственные и взаимные проводимости поперечных щелей на цилиндре // *Радиотехника.* – 1967. – № 11. – С. 61–66.

В. О. Катрич, В. О. Лященко, М. В. Медведев

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ВИПРОМІНЮВАННЯ З СИСТЕМИ ЩІЛИН В ЕКРАНІ КООКСІАЛЬНОЇ ЛІНІЇ

Методом магніторушійних сил розв’язано задачу збудження, розсіювання і випромінювання електромагнітних хвиль системою поперечних щілин в ідеально провідному екрані нескінченної коаксиальної лінії. Досліджено залежності коефіцієнтів випромінювання та відбиття дугових і кільцевих щілин від їх розмірів та від параметрів фідера. Вивчено процеси випромінювання в матеріальні середовища із втратами. Дослідження виконано з урахуванням взаємного зв’язку між внутрішнім і зовнішнім просторами.

V. A. Katrich, V. A. Lyashchenko, and N. V. Medvedev

V. Karazin National University of Kharkiv, 4, Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

RADIATION FROM A SLOT SYSTEM IN THE COAXIAL LINE SHIELD

The problem of electromagnetic wave excitation, scattering and radiation by the system of transverse slots, cut in the outer conductor of an infinite coaxial line, is solved by the magnetomotive forces method. The radiation and reflection coefficients of the circular and arc slot systems are investigated in dependence on slot sizes and feeder parameters. The processes of radiation into lossy material media are studied. The researches have been carried out with the interconnection between slots of internal and external regions considered.

Статья поступила в редакцию 04.04.2012