

АНТЕННЫ, ВОЛНОВОДНАЯ И КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА

УДК 537.872:
621.396.677.71

С. Л. БЕРДНИК, В. А. КАТРИЧ,
М. В. НЕСТЕРЕНКО, Ю. М. ПЕНКИН

PACS number: 07.57.-c

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: beserbox@gmail.com

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРОДОЛЬНОЙ ЩЕЛЬЮ В ШИРОКОЙ СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА В ПРИСУТСТВИИ ПАССИВНЫХ ИМПЕДАНСНЫХ ВИБРАТОРОВ ВНЕ ВОЛНОВОДА

Предмет и цель работы: Решается задача дифракции волны основного типа на продольной щели, прорезанной в широкой стенке прямоугольного волновода и излучающей в полупространство над идеально проводящей плоскостью в присутствии пары импедансных вертикальных монополей с произвольными длинами и расположением их оснований на плоскости. Основной целью работы является изучение электродинамических характеристик волноводных вибраторно-щелевых структур, позволяющих сформировать поля излучения, как в случае элемента Клэвина, когда по обе стороны от узкой поперечной щели на установленном расстоянии от центра щели расположены два идентичных пассивных идеально проводящих монополя фиксированной длины.

Методы и методология: Задача решается обобщенным методом наведенных электродвижущих и магнитодвижущих сил при аппроксимации электрических токов в вибраторах и эквивалентного магнитного тока в щели функциями, полученными асимптотическим методом усреднения.

Результаты: Влияние длин вибраторов и расстояния между ними на характеристики направленности излучения элементов типа Клэвина проанализировано при условии одновременного учета как относительного уровня бокового излучения в Е-плоскости, так и разности ширин диаграмм направленности по уровню -3 дБ в основных плоскостях. Показано, что при изменении электрической длины вибраторов (и/или значений их распределенных поверхностных импедансов) и расстояния между ними можно управлять характеристиками направленности излучателей и изменять в широких пределах их энергетические характеристики (коэффициенты излучения и отражения излучателя, коэффициент направленного действия, коэффициент усиления), обеспечивая при этом низкий уровень излучения в плоскости щели.

Заключение: Полученные результаты могут быть полезны при проектировании как малоразмерных, так и многоэлементных волноводных решеток, излучателями которых являются элементы Клэвина.

Ключевые слова: электромагнитное поле, прямоугольный волновод, продольная щель, импедансный вибратор, элемент Клэвина

1. Введение

В современной практике щелевые структуры применяются как в качестве самостоятельных малоразмерных антенн, так и элементов сложных антенных решеток и устройств антенно-фидерных трактов [1, 2]. Для возбуждения щелевых излучателей и управления их электродинамически-

ми характеристиками зачастую используются элементы вибраторного типа [3]. В комбинированных вибраторно-щелевых структурах вибраторные элементы могут иметь разную конфигурацию и располагаться в любом из связанных щелью электродинамических объемов. Например, линейные вибраторы, расположенные в полупространстве над бесконечной идеально проводящей плоскостью, в которое излучает щель из волновода или резонатора, рассмотрены в публикациях [4–10]. Структуры с вибраторами, рас-

© С. Л. Бердник, В. А. Катрич, М. В. Нестеренко,
Ю. М. Пенкин, 2016

положенными в разнообразных сопряженных волноводных трактах и резонаторах, исследованы в [11–20]. Особое место среди комбинированных вибраторно-щелевых структур занимает элемент Клэвина, представляющий собой излучающую узкую щель, по обе стороны которой на установленном расстоянии от центра щели расположены два идентичных пассивных вибратора (монополя) фиксированной длины [21–28]. Для элемента Клэвина характерно подобие диаграмм направленности (ДН) излучения в E и H плоскостях. Они используются в качестве одиночных излучателей, облучателей зеркальных антенн, а также в составе многоэлементных фазированных решеток. Однако в перечисленных и других публикациях по данной тематике рассмотрены только идеально проводящие вибраторы. Для получения новых возможностей управления характеристиками вибраторно-щелевых излучающих структур необходимо применять монополи с распределенным поверхностным импедансом, в том числе переменным вдоль осей вибраторов [3, 17–20].

В настоящей статье обобщенным методом наведенных электро-магнито-движущих сил (ЭМДС) [1, 3] решена задача о возбуждении электромагнитных полей продольной щелью в широкой стенке прямоугольного волновода, излучающей в полупространство над идеально проводящей плоскостью в присутствии пары импедансных вертикальных монополей. При этом расположение в пространстве над плоскостью и размеры импедансных монополей полагаются произвольными. Всесторонне исследованы характеристики излучения (рассеяния) вибраторно-щелевых структур, позволяющие сформировать ДН с одинаковой шириной в E и H плоскостях.

2. Постановка и решение задачи в общем случае

Пусть в широкой стенке толщиной h прямоугольного волновода сечением $a \times b$ (индекс внутренней области волновода “ Wg ”, материальные параметры однородного внутреннего заполнения ϵ_1, μ_1), в котором из направления $z = -\infty$ распространяется волна основного типа H_{10} , прорезана продольная щель длиной $2L_3$ и шириной d . Центр щели расположен в точке $z = 0$, а ось щели

находится на расстоянии x_0 от узкой стенки волновода. Щель излучает в полупространство над бесконечным идеально проводящим плоским экраном (индекс области “ Hs ”, материальные параметры среды ϵ_2, μ_2), в котором в плоскости xOy расположены два несимметричных импедансных вибратора (монополя) длиной $2L_1, 2L_2$ и с радиусами r_1, r_2 на расстояниях от оси щели x_{d1} и x_{d2} (рис. 1).

Для геометрических размеров щели и вибраторов выполняются следующие соотношения: $\frac{r_{1,2}}{2L_{1,2}} \ll 1, \frac{r_{1,2}}{\lambda_{1,2}} \ll 1, \frac{d}{2L_3} \ll 1, \frac{d}{\lambda_{1,2}} \ll 1$, где $\lambda_{1,2}$ – длины волн в средах, заполняющих объемы Wg и Hs соответственно, а электрические токи в вибраторах и эквивалентный магнитный ток в щели подчиняются краевым условиям $J_{1,2}(\pm L_{1,2}) = 0, J_3(\pm L_3) = 0$ ($-L_{1,2}$ – координаты концов зеркальных изображений монополей относительно плоскости). Тогда исходной для анализа является следующая система интегральных уравнений относительно неизвестных токов в вибраторах и щели [19]:

$$\left(\frac{d^2}{ds_1^2} + k_2^2 \right) \left\{ \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_1}^{HsE}(s_1, s'_1) ds'_1 + \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_2}^{HsE}(s_1, s'_2) ds'_2 \right\} - ik_2 \bar{e}_{s_1} \text{rot} \int_{-L_3}^{L_3} J_3(s'_3) G_{s_3}^{HsM}(s_1, s'_3) ds'_3 = i\omega \epsilon_2 z_{f1}(s_1) J_1(s_1),$$

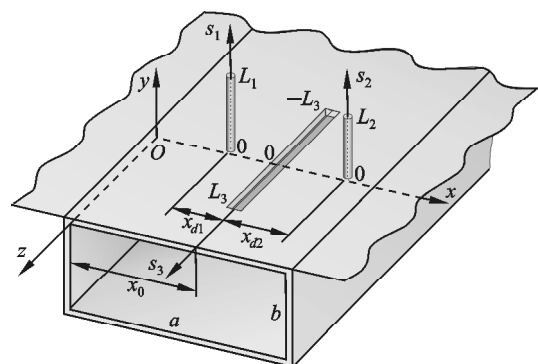


Рис. 1. Геометрия задачи и принятые обозначения

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{d^2}{ds_2^2} + k_2^2 \right) \left\{ \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_2}^{HsE}(s_2, s'_2) ds'_2 + \right. \\
 & \left. + \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_1}^{HsE}(s_2, s'_1) ds'_1 \right\} - \\
 & - ik \vec{e}_{s_2} \text{rot} \int_{-L_3}^{L_3} J_3(s'_3) G_{s_3}^{HsM}(s_2, s'_3) ds'_3 = \\
 & = i\omega \varepsilon_2 z_{i2}(s_2) J_2(s_2), \quad (1) \\
 & \frac{1}{\mu_1} \left(\frac{d^2}{ds_3^2} + k_1^2 \right) \int_{-L_3}^{L_3} J_3(s'_3) G_{s_3}^{WgM}(s_3, s'_3) ds'_3 + \\
 & + \frac{1}{\mu_2} \left(\frac{d^2}{ds_3^2} + k_2^2 \right) \int_{-L_3}^{L_3} J_3(s'_3) G_{s_3}^{HsM}(s_3, s'_3) ds'_3 - \\
 & - ik \vec{e}_{s_3} \text{rot} \left\{ \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_1}^{HsE}(s_3, s'_1) ds'_1 + \right. \\
 & \left. + \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_2}^{HsE}(s_3, s'_2) ds'_2 \right\} = -i\omega H_{0s_3}(s_3).
 \end{aligned}$$

Здесь $k_{1,2} = k \sqrt{\varepsilon_{1,2} \mu_{1,2}} = 2\pi/\lambda_{1,2}$ – волновые числа, $k = 2\pi/\lambda$ (λ – длина волны в свободном пространстве); $G_{s_{1,2}}^{HsE}(s_{1,2,3}, s'_{1,2})$ и $G_{s_3}^{HsM, WgM}(s_{1,2,3}, s'_3)$ – соответствующие компоненты тензорных функций Грина электрического (E) и магнитного (M) типов для векторных потенциалов рассматриваемых электродинамических объемов; $\vec{e}_{s_{1,2}}$ и \vec{e}_{s_3} – единичные векторы на продольных осях вибраторов и щели, а $s_{1,2}$ и s_3 – локальные координаты, связанные с этими осями; ω – круговая частота при выбранной зависимости от времени t в виде $e^{i\omega t}$; $z_{i1,2}(s_{1,2})$ – внутренние погонные импедансы монополей, Ом/м; $H_{0s_3}(s_3)$ – проекция поля сторонних источников на ось щели.

При $\varepsilon_{1,2} = \mu_{1,2} = 1$ в предположении, что $H_{0s_3}(s_3) = H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} e^{-ik_g s_3} = H_0^s(s_3) + H_0^a(s_3)$ и, следовательно, $J_3(s_3) = J_3^s(s_3) + J_3^a(s_3)$, где $J_3^s(s_3)$ и $J_3^a(s_3)$ – симметричная и антисимметричная составляющие тока щели относительно ее центра, уравнения (1) преобразуются к виду:

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{d^2}{ds_1^2} + k^2 \right) \left\{ \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_1}^{HsE}(s_1, s'_1) ds'_1 + \right. \\
 & \left. + \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_2}^{HsE}(s_1, s'_2) ds'_2 \right\} + \\
 & + ik \int_{-L_3}^{L_3} J_3^s(s'_3) \tilde{G}_{s_3}^{HsM}(s_1, s'_3) ds'_3 = i\omega z_{i1}(s_1) J_1(s_1), \quad (2a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{d^2}{ds_2^2} + k^2 \right) \left\{ \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_2}^{HsE}(s_2, s'_2) ds'_2 + \right. \\
 & \left. + \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_1}^{HsE}(s_2, s'_1) ds'_1 \right\} + \\
 & + ik \int_{-L_3}^{L_3} J_3(s'_3) \tilde{G}_{s_3}^{HsM}(s_2, s'_3) ds'_3 = i\omega z_{i2}(s_2) J_2(s_2), \quad (2б)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{d^2}{ds_3^2} + k^2 \right) \int_{-L_3}^{L_3} J_3^s(s'_3) \times \\
 & \times \left[G_{s_3}^{WgM}(s_3, s'_3) + G_{s_3}^{HsM}(s_3, s'_3) \right] ds'_3 - \\
 & - ik \left\{ \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) \tilde{G}_{s_1}^{HsE}(s_3, s'_1) ds'_1 + \right. \\
 & \left. + \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) \tilde{G}_{s_2}^{HsE}(s_3, s'_2) ds'_2 \right\} = -i\omega H_0^s(s_3), \quad (2в)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{d^2}{ds_3^2} + k^2 \right) \int_{-L_3}^{L_3} J_3^a(s'_3) \left[G_{s_3}^{WgM}(s_3, s'_3) + \right. \\
 & \left. + G_{s_3}^{HsM}(s_3, s'_3) \right] ds'_3 = -i\omega H_0^a(s_3). \quad (2г)
 \end{aligned}$$

Решение системы уравнений (2) будем искать обобщенным методом наведенных ЭМДС [1, 3, 17–20], используя в качестве аппроксимирующих выражений для токов функции $J_{1,2}(s_{1,2}) = J_{01,2} f_{1,2}(s_{1,2})$ и $J_3^{s,a}(s_3) = J_{03}^{s,a} f_3^{s,a}(s_3)$. Здесь $J_{01,2}$ и $J_{03}^{s,a}$ рассматриваются как неизвестные амплитуды токов, $f_{1,2}(s_{1,2})$ и $f_3^{s,a}(s_3)$ –

заданные функции распределения токов, которые могут быть получены из решения уравнений для токов в одиночных вибраторе и щели методом усреднения [1, 3]. Для рассматриваемой вибраторно-щелевой структуры имеем

$$\begin{aligned} f_1(s_1) &= \cos \tilde{k}_1 s_1 - \cos \tilde{k}_1 L_1, \\ f_2(s_2) &= \cos \tilde{k}_2 s_2 - \cos \tilde{k}_2 L_2, \end{aligned} \quad (3)$$

$$f_3^s(s_3) = \cos k s_3 \cos k_g L_3 - \cos k L_3 \cos k_g s_3,$$

$$f_3^a(s_3) = \sin k s_3 \sin k_g L_3 - \sin k L_3 \sin k_g s_3,$$

где $\tilde{k}_{1,2} = k + \frac{i\alpha_{1,2} 2\pi z_{i1,2}^{av}}{Z_0}$, $z_{i1,2}^{av} = \frac{1}{2L_{1,2}} \int_{-L_{1,2}}^{L_{1,2}} z_{i1,2}(s_{1,2}) ds_{1,2}$ –

средние значения внутренних импедансов по длине вибраторов [3], $Z_0 = 120\pi$ Ом, $\alpha_{1,2} = 1/\left\{2\ln\left[r_{1,2}/(2L_{1,2})\right]\right\}$; $k_g = \frac{2\pi}{\lambda_g} = \sqrt{k^2 - k_c^2}$, $k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} = \frac{\pi}{a}$ (λ_g – длина волны в волноводе, λ_c – критическая длина волны H_{10}).

Согласно обобщенному методу наведенных ЭМДС, умножим уравнение (2а) на функцию $f_1(s_1)$, уравнение (2б) на функцию $f_2(s_2)$, уравнение (2в) на функцию $f_3^s(s_3)$, а уравнение (2г) на функцию $f_3^a(s_3)$ и проинтегрируем уравнения (2а) и (2б) по длинам вибраторов, а уравнения (2в) и (2г) по длине щели. В результате получим систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных амплитуд токов:

$$\begin{aligned} J_{01}(Z_{11} + F_1^{\bar{Z}}) + J_{02}Z_{12} + J_{03}^s Z_{13} &= 0, \\ J_{02}(Z_{22} + F_2^{\bar{Z}}) + J_{01}Z_{21} + J_{03}^s Z_{23} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$J_{03}^s (Z_{33}^{sWg} + Z_{33}^{sHs}) + J_{01}Z_{31} + J_{02}Z_{32} = -\frac{i\omega}{2k} H_3^s,$$

$$J_{03}^a (Z_{33}^{aWg} + Z_{33}^{aHs}) = -\frac{i\omega}{2k} H_3^a,$$

где Z_{mn} ($m, n = 1, 2, 3$) и $F_{1,2}^{\bar{Z}}$ – безразмерные коэффициенты, $H_3^s = H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} \int_{-L_3}^{L_3} \cos k_g s_3 f_3^s(s_3) ds_3$,

$$H_3^a = -iH_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} \int_{-L_3}^{L_3} \sin k_g s_3 f_3^a(s_3) ds_3.$$

Решая систему уравнений (4) аналитически, получаем:

$$\begin{aligned} J_{01} &= \frac{i\omega}{2k} H_3^s \frac{Z_{22}^{\Sigma} Z_{13} - Z_{23} Z_{12}}{Z_{33}^{s\Sigma} \tilde{Z}_{12} + Z_{31} \tilde{Z}_{22} + Z_{32} \tilde{Z}_{11}}, \\ J_{02} &= \frac{i\omega}{2k} H_3^s \frac{Z_{11}^{\Sigma} Z_{23} - Z_{13} Z_{21}}{Z_{33}^{s\Sigma} \tilde{Z}_{12} + Z_{31} \tilde{Z}_{22} + Z_{32} \tilde{Z}_{11}}, \\ J_{03}^s &= -\frac{i\omega}{2k} H_3^s \frac{\tilde{Z}_{12}}{Z_{33}^{s\Sigma} \tilde{Z}_{12} + Z_{31} \tilde{Z}_{22} + Z_{32} \tilde{Z}_{11}}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$J_{03}^a = -\frac{i\omega}{2k} H_3^a \frac{1}{Z_{33}^{a\Sigma}},$$

где введены обозначения: $Z_{11}^{\Sigma} = Z_{11} + F_1^{\bar{Z}}$, $Z_{22}^{\Sigma} = Z_{22} + F_2^{\bar{Z}}$, $Z_{33}^{s(a)\Sigma} = Z_{33}^{s(a)Wg} + Z_{33}^{s(a)Hs}$, $\tilde{Z}_{12} = Z_{11}^{\Sigma} Z_{22}^{\Sigma} - Z_{12} Z_{21}$, $\tilde{Z}_{11} = Z_{13} Z_{21} - Z_{11}^{\Sigma} Z_{23}$, $\tilde{Z}_{22} = Z_{23} Z_{12} - Z_{22}^{\Sigma} Z_{13}$.

Тогда с учетом того, что $H_3^{s(a)} = \frac{1(-i)}{k} H_0 \times \cos \frac{\pi x_0}{a} F_k^{s(a)}$, находим окончательные выражения для токов:

$$\begin{aligned} J_1(s_1) &= \frac{i\omega}{2k^2} H_0 J_{01} f_1(s_1), \\ J_2(s_2) &= \frac{i\omega}{2k^2} H_0 J_{02} f_2(s_2), \\ J_3(s_3) &= -\frac{i\omega}{2k^2} H_0 \left[J_{03}^s f_3^s(s_3) + i J_{03}^a f_3^a(s_3) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} J_1 &= \cos \frac{\pi x_0}{a} F_k^s \frac{Z_{22}^{\Sigma} Z_{13} - Z_{23} Z_{12}}{Z_{33}^{s\Sigma} \tilde{Z}_{12} + Z_{31} \tilde{Z}_{22} + Z_{32} \tilde{Z}_{11}}, \\ J_2 &= \cos \frac{\pi x_0}{a} F_k^s \frac{Z_{11}^{\Sigma} Z_{23} - Z_{13} Z_{21}}{Z_{33}^{s\Sigma} \tilde{Z}_{12} + Z_{31} \tilde{Z}_{22} + Z_{32} \tilde{Z}_{11}}, \\ J_3^s &= \cos \frac{\pi x_0}{a} F_k^s \frac{\tilde{Z}_{12}}{Z_{33}^{s\Sigma} \tilde{Z}_{12} + Z_{31} \tilde{Z}_{22} + Z_{32} \tilde{Z}_{11}}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$J_3^a = -\cos \frac{\pi x_0}{a} F_k^a \frac{1}{Z_{33}^{a\Sigma}}.$$

Для энергетических характеристик рассматриваемой структуры с учетом (6) (без учета потерь в вибраторах) получаем выражения:

$$S_{11} = -\frac{2\pi k_c^2}{iabk_g k^3} \cos \frac{\pi x_0}{a} (J_3^s F_k^s + J_3^a F_k^a) e^{2ik_g z}, \quad (8)$$

$$S_{12} = 1 - \frac{2\pi k_c^2}{iabk_g k^3} \cos \frac{\pi x_0}{a} (J_3^s F_k^s - J_3^a F_k^a), \quad (9)$$

$$|S_\Sigma|^2 = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{12}|^2. \quad (10)$$

Компоненты функций Грина в системах уравнений (1) и (2) имеют следующий вид:

$$G_{s_{1(2)}}^{HsE}(s_{1(2)}, s'_{1(2)}) = \frac{e^{-ik\sqrt{(s_{1(2)}-s'_{1(2)})^2 + r_{1(2)}^2}}}{\sqrt{(s_{1(2)}-s'_{1(2)})^2 + r_{1(2)}^2}},$$

$$G_{s_{1(2)}}^{HsE}(s_{1(2)}, s'_{2(1)}) = \frac{e^{-ik\sqrt{(s_{1(2)}-s'_{2(1)})^2 + (x_{d1}+x_{d2})^2}}}{\sqrt{(s_{1(2)}-s'_{2(1)})^2 + (x_{d1}+x_{d2})^2}},$$

$$G_{s_3}^{HsM}(s_3, s'_3) = 2 \frac{e^{-ik\sqrt{(s_3-s'_3)^2 + (d_e/4)^2}}}{\sqrt{(s_3-s'_3)^2 + (d_e/4)^2}},$$

$$G_{s_3}^{WgM}(s_3, s'_3) = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{k_z} e^{-k_z |s_3 - s'_3|} \cos k_x x_0 \cos k_x \left(x_0 + \frac{d_e}{4}\right),$$

$$\tilde{G}_{s_{1(2)}}^{HsE}(s_3, s'_{1(2)}) = \frac{\partial}{\partial x} G_{s_{1(2)}}^{HsE} \left[x, 0, z(s_3); -(+)x_{d1(2)}, y'(s'_{1(2)}), 0 \right]$$

при $x = 0$,

$$\tilde{G}_{s_3}^{HsM}(s_{1(2)}, s'_3) = \frac{\partial}{\partial x} G_{s_3}^{HsM} \left[x, y(s_{1(2)}), 0; 0, 0, z'(s'_3) \right]$$

при $x = -(+)x_{d1(2)}$.

Здесь $d_e = de \frac{\pi h}{2d}$ – эффективная ширина щели [1], введение которой позволяет учитывать реаль-

ную толщину h стенки волновода; $\varepsilon_n = \begin{cases} 1, n=0, \\ 2, n \neq 0; \end{cases}$
 $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$, $k_x = \frac{m\pi}{a}$, $k_y = \frac{n\pi}{b}$, m и n – целые числа.

Тогда соответствующие коэффициенты в формулах (5) и (7) равны:

$$\begin{aligned} Z_{11(22)} &= \frac{1}{2k} \int_{-L_{1(2)}}^{L_{1(2)}} f_{1(2)}(s_{1(2)}) \times \\ &\times \left[\int_{-L_{1(2)}}^{L_{1(2)}} f_{1(2)}(s'_{1(2)}) \left(\frac{d^2}{ds_{1(2)}^2} + k^2 \right) \times \right. \\ &\times G_{s_{1(2)}}^{HsE}(s_{1(2)}, s'_{1(2)}) ds'_{1(2)} \left. \right] ds_{1(2)} = \\ &= \left(\frac{\tilde{k}_{1(2)}}{k} \right) \sin \tilde{k}_{1(2)} L_{1(2)} F_{1(2)}(L_{1(2)}) - \\ &- \frac{k}{2} \cos \tilde{k}_{1(2)} L_{1(2)} \int_{-L_{1(2)}}^{L_{1(2)}} F_{1(2)}(s_{1(2)}) ds_{1(2)} + \\ &+ \frac{k^2 - \tilde{k}_{1(2)}^2}{2k} \int_{-L_{1(2)}}^{L_{1(2)}} \cos \tilde{k}_{1(2)} s_{1(2)} F_{1(2)}(s_{1(2)}) ds_{1(2)}, \\ F_{1(2)}(s_{1(2)}) &= \int_{-L_{1(2)}}^{L_{1(2)}} f_{1(2)}(s'_{1(2)}) \frac{e^{-ik\sqrt{(s_{1(2)}-s'_{1(2)})^2 + r_{1(2)}^2}}}{\sqrt{(s_{1(2)}-s'_{1(2)})^2 + r_{1(2)}^2}} ds'_{1(2)}, \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Z_{12} = Z_{21} &= \frac{1}{2k} \int_{-L_1}^{L_1} f_1(s_1) \times \\ &\times \left[\int_{-L_2}^{L_2} f_2(s'_2) \left(\frac{d^2}{ds_1^2} + k^2 \right) G_{s_2}^{HsE}(s_1, s') ds'_2 \right] ds_1 = \\ &= \left(\frac{\tilde{k}_1}{k} \right) \sin \tilde{k}_1 L_1 F_{12}(L_1) - \frac{k}{2} \cos \tilde{k}_1 L_1 \int_{-L_1}^{L_1} F_{12}(s_1) ds_1 + \\ &+ \frac{k^2 - \tilde{k}_1^2}{2k} \int_{-L_1}^{L_1} \cos \tilde{k}_1 s_1 F_{12}(s_1) ds_1, \end{aligned}$$

$$F_{12}(s_{12}) = \int_{-L_2}^{L_2} f_2(s'_2) \frac{e^{-ik\sqrt{(s_1-s'_2)^2+(x_{d1}+x_{d2})^2}}}{\sqrt{(s_1-s'_2)^2+(x_{d1}+x_{d2})^2}} ds'_2,$$

$$Z_{33}^{Wg} = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{k^2} \cos k_x x_0 \cos k_x \left(x_0 + \frac{d_e}{4} \right) \times \\ \times \left\{ \left[\cos k_g L_3 \left(\frac{k}{k_z} \sin kL_3 - \cos kL_3 \right) \right] F_e^s - \frac{\cos kL_3}{k_z^2 + k_g^2} \times \right. \\ \left. \times \left[(k_z^2 + k^2) \left(\frac{k_g}{k_z} \sin k_g L_3 - \cos k_g L_3 \right) F_e^s + k_c^2 F_k^s \right] \right\},$$

$$F_e^s = \frac{k \cos k_g L_3}{k_z^2 + k^2} \left[k_z \cos kL_3 (1 - e^{-2k_z L_3}) + \right. \\ \left. + k \sin kL_3 (1 + e^{-2k_z L_3}) \right] - \frac{k \cos kL_3}{k_z^2 + k_g^2} \times \\ \times \left[k_z \cos k_g L_3 (1 - e^{-2k_z L_3}) + k_g \sin k_g L_3 (1 + e^{-2k_z L_3}) \right],$$

$$F_k^s = 2 \cos k_g L_3 \times \\ \times \frac{\sin kL_3 \cos k_g L_3 - (k_g/k) \cos kL_3 \sin k_g L_3}{1 - (k_g/k)^2} - \\ - \cos kL_3 \frac{\sin 2k_g L_3 + 2k_g L_3}{2(k_g/k)},$$

$$Z_{33}^{aWg} = \frac{2\pi}{ab} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{k^2} \cos k_x x_0 \cos k_x \left(x_0 + \frac{d_e}{4} \right) \times \\ \times \left\{ \left[-\sin k_g L_3 \left(\frac{k}{k_z} \cos kL_3 + \sin kL_3 \right) \right] F_e^a + \frac{\sin kL_3}{k_z^2 + k_g^2} \times \right. \\ \left. \times \left[(k_z^2 + k^2) \left(\frac{k_g}{k_z} \cos k_g L_3 + \sin k_g L_3 \right) F_e^a + k_c^2 F_k^a \right] \right\},$$

$$F_e^a = \frac{k \sin k_g L_3}{k_z^2 + k^2} \times \\ \times \left[k_z \sin kL_3 (1 + e^{-2k_z L_3}) - k \cos kL_3 (1 - e^{-2k_z L_3}) \right] - \\ - \frac{k \sin kL_3}{k_z^2 + k_g^2} \times$$

$$\times \left[k_z \sin k_g L_3 (1 + e^{-2k_z L_3}) - k_g \cos k_g L_3 (1 - e^{-2k_z L_3}) \right],$$

$$F_k^a = 2 \sin k_g L_3 \times \\ \times \frac{\cos kL_3 \sin k_g L_3 - (k_g/k) \sin kL_3 \cos k_g L_3}{1 - (k_g/k)^2} - \\ - \sin kL_3 \frac{\sin 2k_g L_3 - 2k_g L_3}{2(k_g/k)},$$

$$Z_{31(2)} = +(-) \frac{i}{2} x_{d1(2)} \int_{-L_3}^{L_3} f_3(s_3) \times \\ \times \left\{ \int_{-L_{1(2)}}^{L_{1(2)}} f_{1(2)}(s'_{1(2)}) \frac{e^{-ik\sqrt{s_3^2+s_{1(2)}'^2+x_{d1(2)}^2}}}{(s_3^2+s_{1(2)}'^2+x_{d1(2)}^2)^{3/2}} \times \right. \\ \left. \times \left(ik\sqrt{s_3^2+s_{1(2)}'^2+x_{d1(2)}^2} + 1 \right) ds'_{1(2)} \right\} ds_3,$$

$$F_{1(2)}^{\bar{Z}} = -\frac{i}{r_{1(2)}} \int_0^{L_{1(2)}} f_{1(2)}^2(s_{1(2)}) \bar{Z}_{s_{1(2)}}(s_{1(2)}) ds_{1(2)}, \quad (12)$$

где $\bar{Z}_{s_{1(2)}}(s_{1(2)}) = \bar{R}_{s_{1(2)}} + i\bar{X}_{s_{1(2)}}\Phi_{1(2)}(s_{1(2)})$, $\Phi_{1(2)}(s_{1(2)})$ – заданные функции.

Электрическое поле излучения рассматриваемой вибраторно-щелевой структуры для дальней зоны в сферической системе координат (R, θ, φ) , изображенной на рис. 2, будет определяться выражением

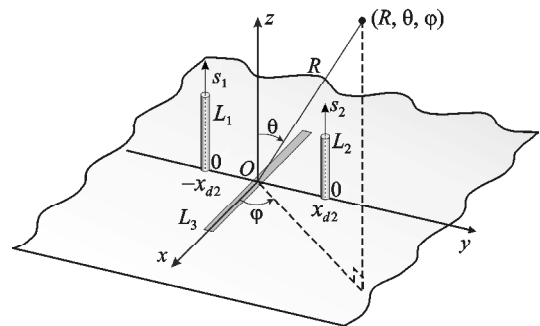


Рис. 2. Система координат для определения поля излучения вибраторно-щелевой структуры

$$\begin{aligned} \vec{E}(R, \theta, \varphi) = & \frac{ik^2}{\omega} \frac{e^{-ikR}}{R} \times \\ & \times \left[\vec{\theta}^0 \sin \theta \left(\vec{E}_1 e^{-ikx_{d1} \sin \theta \sin \varphi} + \vec{E}_2 e^{ikx_{d2} \sin \theta \sin \varphi} \right) + \right. \\ & \left. + \left(\vec{\varphi}^0 \cos \theta \cos \varphi + \vec{\theta}^0 \sin \varphi \right) 2\vec{E}_3 \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где $\vec{\theta}^0$ и $\vec{\varphi}^0$ – единичные векторы, $\vec{E}_1 = J_{01} f_{C1}$,
 $\vec{E}_2 = J_{02} f_{C2}$, $\vec{E}_3 = J_{03}^s f_{C3}^s + J_{03}^a f_{C3}^a$,

$$f_{C1} = \int_{-L_1}^{L_1} f_1(z) e^{ikz \cos \theta} dz,$$

$$f_{C2} = \int_{-L_2}^{L_2} f_2(z) e^{ikz \cos \theta} dz,$$

$$f_{C3}^{s(a)} = \int_{-L_3}^{L_3} f_3^{s(a)}(x) e^{ikx \sin \theta \cos \varphi} dx.$$

Тогда в соответствии с формулами (3) получаем:

$$\begin{aligned} f_{Cm} = & \frac{2}{\tilde{k}_m^2 - (k \cos \theta)^2} \times \\ & \times \left[\tilde{k}_m \cos(kL_m \cos \theta) \sin(\tilde{k}_m L_m) - \right. \\ & \left. - k \sin(kL_m \cos \theta) \cos(\tilde{k}_m L_m) \cos \theta \right] - \\ & - 2L_m \cos(\tilde{k}_m L_m) \frac{\sin(kL_m \cos \theta)}{kL_m \cos \theta}, \quad m = 1, 2; \\ f_{C3}^s = & \frac{2 \cos(k_g L_3)}{k - k(\sin \theta \cos \varphi)^2} \times \\ & \times \left[\cos(kL_3 \sin \theta \cos \varphi) \sin(kL_3) - \right. \\ & \left. - \sin(kL_3 \sin \theta \cos \varphi) \cos(kL_3) \sin \theta \cos \varphi \right] - \\ & - \frac{2 \cos(kL_3)}{k_g^2 - (k \sin \theta \cos \varphi)^2} \times \\ & \times \left[k_g \cos(kL_3 \sin \theta \cos \varphi) \sin(k_g L_3) - \right. \\ & \left. - k \sin(kL_3 \sin \theta \cos \varphi) \cos(k_g L_3) \sin \theta \cos \varphi \right], \end{aligned}$$

204

$$\begin{aligned} f_{C3}^a = & \frac{2i \sin(k_g L_3)}{k - k(\sin \theta \cos \varphi)^2} \times \\ & \times \left[-\sin(kL_3 \sin \theta \cos \varphi) \cos(kL_3) + \right. \\ & \left. + \cos(kL_3 \sin \theta \cos \varphi) \sin(kL_3) \sin \theta \cos \varphi \right] - \\ & - \frac{2i \sin(kL_3)}{k_g^2 - (k \sin \theta \cos \varphi)^2} \times \\ & \times \left[-k_g \sin(kL_3 \sin \theta \cos \varphi) \cos(k_g L_3) + \right. \\ & \left. + k \cos(kL_3 \sin \theta \cos \varphi) \sin(k_g L_3) \sin \theta \cos \varphi \right]. \end{aligned}$$

3. Особенности решения задачи для структуры типа элемента Клёвина

Для вибраторно-щелевой структуры с геометрией, подобной элементу Клёвина, выполняются следующие соотношения: $2L_1 = 2L_2 = 2L_v$, $r_1 = r_2 = r$, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, $\bar{Z}_{S1}(s_1) = \bar{Z}_{S2}(s_2) = \bar{Z}_S(s_v) = 2\pi r_v z_{iv}(s_v)/Z_0$, $\tilde{k}_1 = \tilde{k}_2 = \tilde{k} = k + i(\alpha/r)\bar{Z}_S$, $x_{d1} = x_{d2} = x_d$, $F_1^{\bar{Z}} = F_2^{\bar{Z}} = F_v^{\bar{Z}}$, $H_3^{s,a} = H_{sl}^{s,a}$, $(Z_{33}^{s,aWg} + Z_{33}^{s,aHs}) = Z_{sl}^{s,a\Sigma}$, $f_1(s_1) = f_2(s_2) = f(s_v)$, $f_3^{s,a}(s_3) = f_{sl}^{s,a}(s_{sl})$, $Z_{11} + F_1^{\bar{Z}} = Z_{22} + F_2^{\bar{Z}} = Z_v + F_v^{\bar{Z}} = Z_v^{\Sigma}$, $Z_{12} = Z_{21} = Z_{vv}$, $Z_{13} = -Z_{23} = -2Z_{31} = 2Z_{32} = Z_c$. В этом случае СЛАУ (4) преобразуется к виду

$$\begin{cases} J_{0v1} Z_v^{\Sigma} + J_{0v2} Z_{vv} + J_{0sl} Z_c = 0, \\ J_{0v2} Z_v^{\Sigma} + J_{0v1} Z_{vv} - J_{0sl} Z_c = 0, \\ J_{0sl} Z_{sl}^{s\Sigma} - 0.5 J_{0v1} Z_c + 0.5 J_{0v2} Z_c = -\frac{i\omega}{2k} H_{sl}^s, \\ J_{0sl}^a = -\frac{i\omega}{2k} H_{sl}^a, \end{cases}$$

или с учетом $J_{0v1} = -J_{0v2} = J_{0v}$ к виду

$$\begin{cases} J_{0v} (Z_v^{\Sigma} - Z_{vv}) + J_{0sl} Z_c = 0, \\ J_{0sl} Z_{sl}^{s\Sigma} - J_{0v} Z_c = -\frac{i\omega}{2k} H_{sl}^s, \\ J_{0sl}^a Z_{sl}^{a\Sigma} = -\frac{i\omega}{2k} H_{sl}^a. \end{cases} \quad (14)$$

Решая систему уравнений (14), получаем

$$J_{0v1} = -\frac{i\omega}{2k} H_{sl}^s \frac{Z_c}{Z_{sl}^{s\Sigma} (Z_v^\Sigma - Z_{vv}) - Z_c^2},$$

$$J_{0v2} = -J_{0v1},$$

$$J_{0sl}^s = -\frac{i\omega}{2k} H_{sl}^s \frac{Z_v^\Sigma - Z_{vv}}{Z_{sl}^{s\Sigma} (Z_v^\Sigma - Z_{vv}) - Z_c^2},$$

$$J_{0sl}^a = -\frac{i\omega}{2k} H_{sl}^a \frac{1}{Z_{sl}^{a\Sigma}}.$$

Здесь коэффициенты определяются формулами (11) и (12), причем при $\bar{Z}_S(s) = \bar{R}_S + i\bar{X}_S = \text{const}$ – постоянном распределении импеданса вдоль вибраторов – получаем

$$F_v^{\bar{Z}} = -\frac{2i(\bar{R}_S + i\bar{X}_S)}{\tilde{k}^2 L_v r} \times \\ \times \left[\left(\frac{\tilde{k}L_v}{2} \right)^2 (2 + \cos 2\tilde{k}L_v) - \frac{3}{8} \tilde{k}L_v \sin 2\tilde{k}L_v \right] = \\ = C_{\bar{Z}} (\bar{R}_S + i\bar{X}_S) \Phi_{\bar{Z}}.$$

Окончательные выражения для токов в вибраторах и щели комбинированного излучателя типа элемента Клэвина имеют вид:

$$J_v(s) = \frac{i\omega}{2k^2} H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} J_v f_v(s),$$

$$J_{sl}(s) = -\frac{i\omega}{2k^2} H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} [J_{sl}^s f_{sl}^s(s) + iJ_{sl}^a f_{sl}^a(s)],$$

$$J_v = \frac{Z_c F_k^s}{Z_{sl}^{s\Sigma} (Z_v^\Sigma + Z_{vv}) + Z_c^2},$$

$$J_{sl}^s = \frac{(Z_v^\Sigma + Z_{vv}) F_k^s}{Z_{sl}^{s\Sigma} (Z_v^\Sigma + Z_{vv}) + Z_c^2},$$

$$J_{sl}^a = -\frac{F_k^a}{Z_{sl}^{a\Sigma}},$$

а электродинамические характеристики данной структуры находятся по формулам (8)–(10) и (13).

4. Численные результаты

Известный в литературе [21] комбинированный излучатель Клэвина состоит из идентичных идеально проводящих монополей длиной $L_v = 0.375\lambda$, симметрично расположенных относительно оси полуволновой щели на расстояниях $x_d = 0.086\lambda$. Данные размеры, при которых наблюдаются примерно одинаковые ДН в основных плоскостях, H -плоскости ($\varphi = 0^\circ$) и E -плоскости ($\varphi = 90^\circ$), были установлены Клэвином в результате экспериментальных исследований. Заметим, что согласно выражению (13) при $\varphi = 0^\circ$ ДН излучателя в H -плоскости имеет только E_φ составляющую и совпадает с ДН одиночной щели вследствие равенства амплитуд токов в вибраторах и их противофазности. Результаты расчетов такой ДН в предположении бесконечного экрана приведены на рис. 3, а в виде сплошной кривой (кривая 1). В E -плоскости согласно (13) при $\varphi = 90^\circ$ ДН излучателя имеет только E_0 компоненту, изменение которой за счет токов вибраторов приводит к возможности приблизить ее форму к ДН излучателя в H -плоскости. На рис. 3, а результаты расчетов этой ДН показаны пунктирной кривой 2. Некоторое улучшение совпадения ДН излучателя в двух плоскостях по сравнению с наблюдаемым на рис. 3, а в [21] было достигнуто за счет применения Γ -образных вибраторов.

В [23] на основании решения внешней задачи при использовании тригонометрических аппроксимаций для токов в щели и вибраторе были получены следующие параметры излучателя: $L_v = 0.365\lambda$, $x_d = 0.065\lambda$, которые несколько отличаются от установленных в публикациях Клэвина [21, 22]. Их оптимальность определялась достижением более низкого, чем в [21], уровня излучения вдоль плоскости (бокового излучения). С помощью такого же метода решения внешней задачи в [26] была реализована попытка определения зависимости между параметрами L_v/λ и x_d/λ , при которых обеспечиваются однолепестковые ДН с уровнем бокового излучения не больше -16 дБ. Однако, как показали проведенные расчеты, могут быть выявлены разные пары параметров L_v/λ и x_d/λ , при которых ДН будут различаться по форме при одинаковом уровне бокового излу-

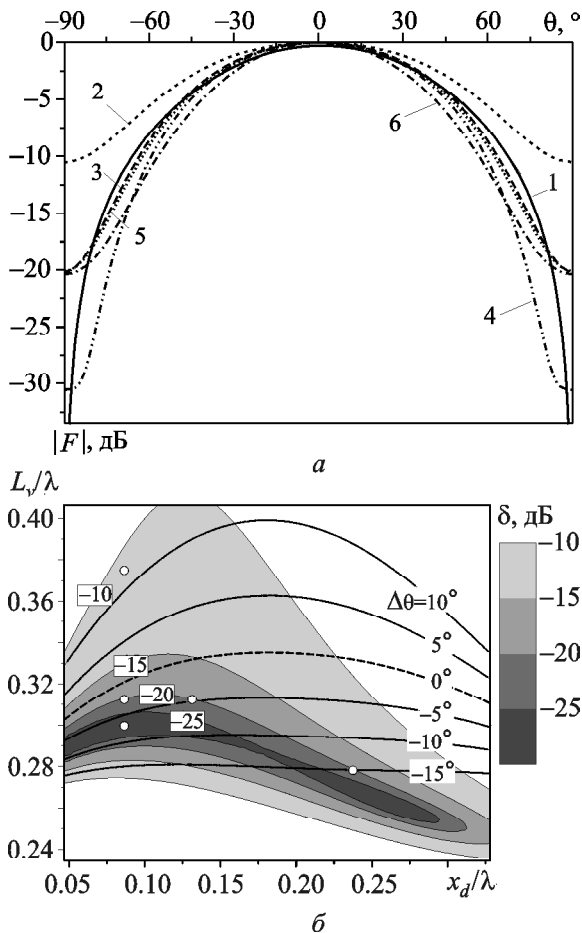


Рис. 3. ДН излучателя Клэвина (а) и зависимости относительного уровня бокового излучения δ и разности в ширине ДН в ортогональных плоскостях от электрической длины монополей и их удаления от щели (б): кривая 1 – $\varphi=0^\circ$; кривая 2 – $\varphi=90^\circ$, $L_v=0.375\lambda$, $x_d=0.086\lambda$; кривая 3 – $\varphi=90^\circ$, $L_v=0.3125\lambda$, $x_d=0.086\lambda$; кривая 4 – $\varphi=90^\circ$, $L_v=0.3\lambda$, $x_d=0.086\lambda$; кривая 5 – $\varphi=90^\circ$, $L_v=0.3125\lambda$, $x_d=0.131\lambda$; кривая 6 – $\varphi=90^\circ$, $L_v=0.278\lambda$, $x_d=0.237\lambda$

чения (например, кривые 3 и 6 на рис. 3, а). В связи с этим рассмотренные выше результаты не могут претендовать на полноту и нуждаются в существенном дополнении.

При исследовании влияния относительных длин вибраторов L_v/λ и расстояния между ними $2x_d/\lambda$ на характеристики направленности излучения элементов типа Клэвина одновременно фиксировались как относительный уровень бокового излучения δ (уровень ДН при $\theta=90^\circ$ в E -плоскости), так и величина $\Delta\theta$ (разность ширин ДН по уровню -3 дБ в E и H плоскостях). На рис. 3, б приведены зависимости между пара-

метрами L_v/λ и x_d/λ , где величина δ представлена в градациях серого цвета, а величина $\Delta\theta$ – серией уровневых кривых. Системное представление расчетных данных на рис. 3, б позволяет выбрать длину монополей и расстояние между ними для получения ДН с одинаковой шириной в E и H плоскостях, ДН с наиболее низким уровнем бокового излучения или для обеспечения максимально близких по ширине ДН в E и H плоскостях при заданном уровне бокового излучения. Соответствующие последним двум случаям ДН приведены на рис. 3, а: кривая 3 ($L_v=0.3125\lambda$, $x_d=0.086\lambda$) – для наиболее близких по ширине ДН при уровне бокового излучения -20 дБ; кривая 4 ($L_v=0.3\lambda$, $x_d=0.086\lambda$) – для наименьшего уровня бокового излучения ($\delta=-31$ дБ) при том же расстоянии между вибраторами. Пары параметров (L_v, x_d) , для которых на рис. 3, а приведены ДН, для наглядности показаны на рис. 3, б в виде кружков.

При моделировании энергетических характеристик излучателей полагалось: $\lambda=32$ мм, $a \times b=23 \times 10$ мм, $h=1$ мм, $2L_s=16$ мм, ($2L_s=0.5\lambda$), $d=1.5$ мм, $x_0=2.5$ мм, $r=0.17$ мм. В расчетах, согласно требованиям для принятых приближений, отношения параметров $2r_v/\lambda$ и $d/(2L_s)$ не превышали значения 0.1, а количество членов двойных рядов в выражениях (11) выбиралось таким, чтобы обеспечить вычисление значений матричных коэффициентов с точностью 0.1 %. Для сравнения отдельно приведем значения энергетических параметров комбинированных излучателей, ДН которых представлены на рис. 3, а. Для излучателя Клэвина с параметрами $L_v=0.375\lambda$, $x_d=0.086\lambda$ коэффициент отражения $|S_{11}|=0.281$, коэффициент прохождения $|S_{12}|=0.874$, коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2=0.157$, коэффициент направленного действия $D=6.366$. В случае, когда $L_v=0.3125\lambda$, $x_d=0.086\lambda$, коэффициенты $|S_{11}|=0.207$, $|S_\Sigma|^2=0.074$, $D=7.485$. А для $L_v=0.3\lambda$, $x_d=0.086\lambda$: $|S_{11}|=0.184$, $|S_\Sigma|^2=0.057$, $D=7.854$. Результаты расчетов изображены на рис. 4, где с помощью градаций серого цвета показаны коэффициенты излучения и отражения, коэффициент направленного действия (КНД) и коэффициент усиления (КУ) излучателя в зависимости от электрической

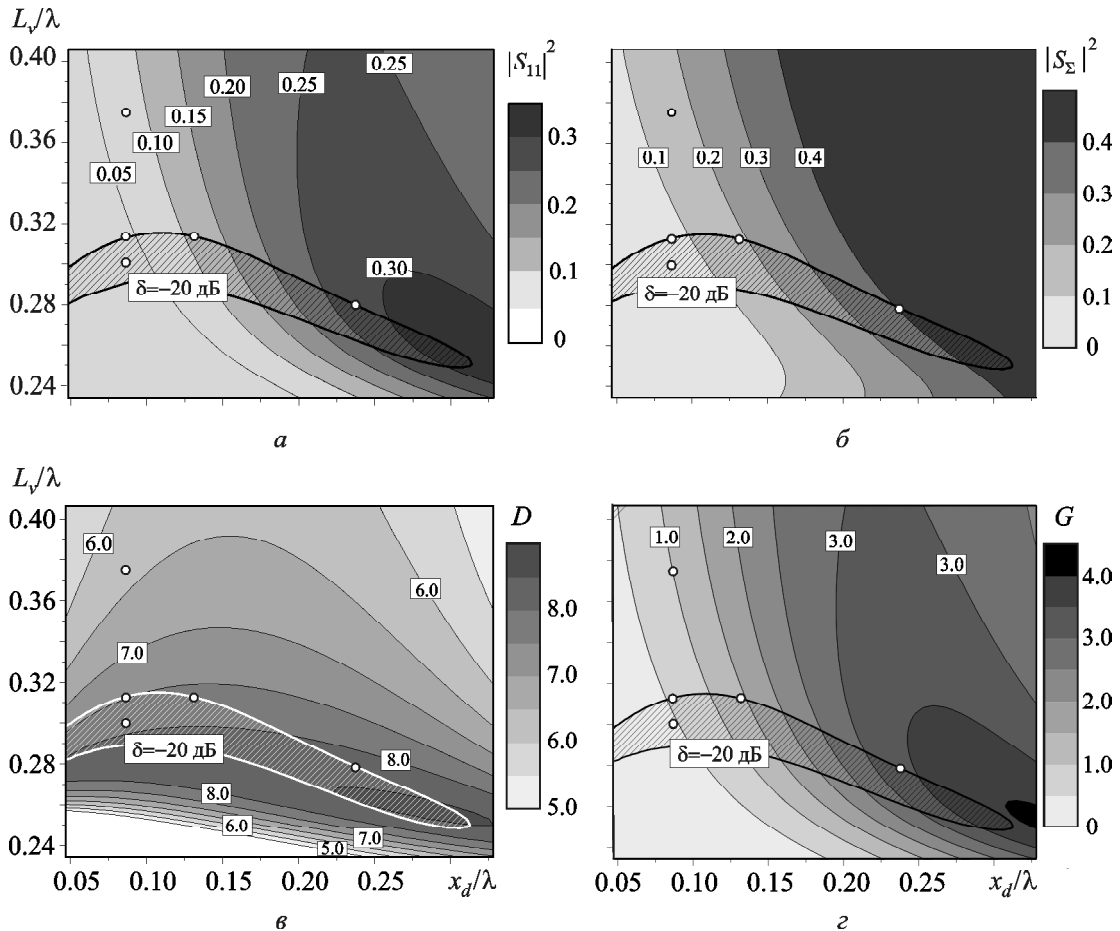


Рис. 4. Зависимости коэффициентов отражения $|S_{11}|$ (а), излучения $|S_{\Sigma}|^2$ (б), КНД D (в) и КУ G (z) излучателя от электрической длины монополей и их удаления от щели

длины монополей и их удаления от щели. Эти сводные данные позволяют одновременно подобрать геометрические параметры излучателя для получения требуемых энергетических характеристик и характеристик направленности излучения. Здесь кружками отмечены те же характерные пары параметров (L_v, x_d) , что и на рис. 3, б.

Как оказалось, для случая $L_v = 0.3\lambda$, $x_d = 0.086\lambda$ достижение наименьшего уровня бокового излучения ($\delta = -31$ дБ) приводит к довольно низкому коэффициенту излучения. Это можно объяснить общими условиями фазирования полей излучения щели и вибраторов. Действительно, для полной компенсации поля излучения щели вдоль плоскости в дальней зоне пара вибраторов должна наводить в геометрическом центре антенны эквивалентное электрическое поле, равное по амплитуде полю щели и

противоположное ему по фазе. Следовательно, одновременно будет происходить компенсация собственного поля в щели, что существенно уменьшит ее излучающую способность. Как следует из рис. 4, б, для повышения уровня $|S_{\Sigma}|^2$ необходимо увеличивать расстояние между вибраторами (нарушая оптимальность фазовых соотношений и уменьшая требование к уровню бокового излучения). Для примера рассмотрим ДН излучателя с параметрами $L_v = 0.3\lambda$, $x_d = 0.131\lambda$, представленную на рис. 3, а (кривая 5). По сравнению со случаем $x_d = 0.086\lambda$ (кривая 2) при сохранении уровня $\delta = -20$ дБ здесь коэффициент излучения увеличился до $|S_{\Sigma}|^2 = 0.184$, при этом $|S_{11}| = 0.335$, $D = 7.649$, и сузилась ДН в E -плоскости ($\Delta\theta = -5^\circ$). При дальнейшем увеличении расстояния между вибраторами и уменьшении длины вибраторов (при условии сохранения уровня $\delta = -20$ дБ),

например при $L_v = 0.278\lambda$, $x_d = 0.2375\lambda$, получаем характеристики излучателя с относительно большим коэффициентом излучения $|S_\Sigma|^2 = 0.403$, $|S_{11}| = 0.525$, КНД при этом также возрастает ($D = 8.273$) за счет сужения ДН в E -плоскости (кривая 6 на рис. 3, а), разница в ширине ДН $\Delta\theta = -15^\circ$. На рис. 3, б, рис. 4 кружками отмечены точки, соответствующие значениям L_v и x_d , при которых рассчитаны ДН, приведенные на рис. 3, а.

Из анализа зависимостей, приведенных на рис. 4, следует, что посредством изменения электрической длины вибраторов можно управлять энергетическими характеристиками комбинированного излучателя. Как известно [3], необходимое изменение электрической длины вибратора можно обеспечить путем нанесения на его поверхность мнимого постоянного импеданса определенного значения. При этом можно полагать, что форма ДН излучателя существенно не изменится, поскольку монополи с электрическими длинами $0 < L_v/\lambda < 0.3$ характеризуются ДН, подобными ДН дипольного излучателя. Для постоянного распределения импеданса на вибраторе можно считать достаточной проверку этого предположения, совершенную для одного априори выбранного значения импеданса.

Как показали численные расчеты, применение импедансных монополей с поверхностным импедансом индуктивного типа позволяет реализовать излучатели с заданными характеристиками при меньшей длине монополей. Например, при постоянном импедансе $\bar{Z}_S(s_v) = 0.1i$, сохраняя электрическую длину монополей, их физическую длину можно уменьшить приблизительно на 30 %. Результаты исследования характеристик такого излучателя представлены на рис. 5 и рис. 6. Так же как и в случае с идеально проводящими монополями, изменяя длину монополей и расстояние между ними, оказалось возможным получить минимальную разницу $\Delta\theta$ в ширине ДН при заданном уровне бокового излучения, например, $\delta = -20$ дБ (кривая 2 на рис. 5, а – $\Delta\theta = -7^\circ$, $|S_{11}| = 0.17$, $|S_\Sigma|^2 = 0.05$, $D = 7.74$), ДН с минимальным уровнем $\delta = -32.5$ дБ (кривая 3 на рис. 5, а – $\Delta\theta = -11.3^\circ$, $|S_{11}| = 0.15$, $|S_\Sigma|^2 = 0.04$, $D = 8.1$). При этом, увеличив расстояние между

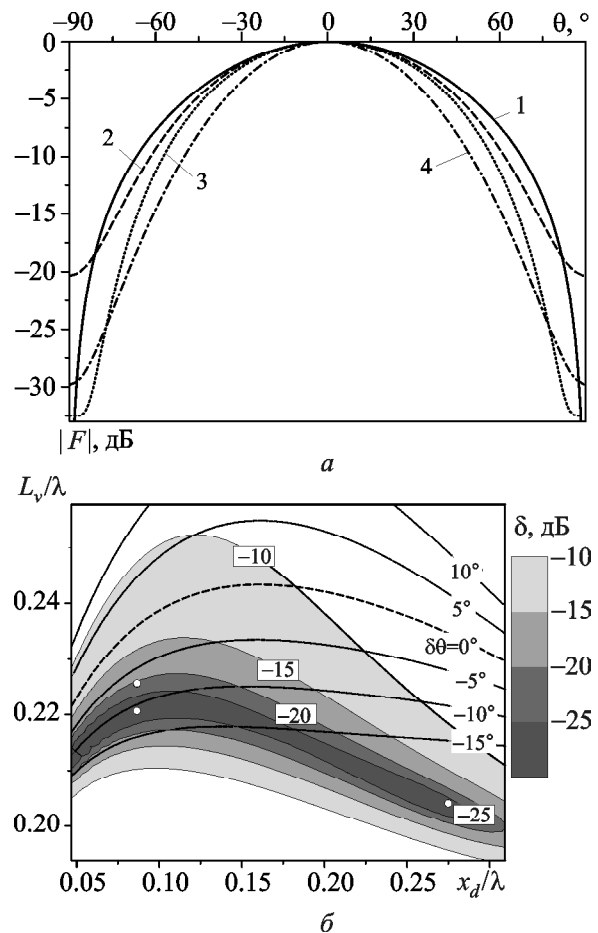


Рис. 5. ДН излучателя Клавина с импедансными монополями (а) и зависимости относительного уровня бокового излучения δ и разности в ширине ДН в ортогональных плоскостях от электрической длины монополей и их удаления от щели (б) при $\bar{Z}_S(s_v) = 0.1i$: кривая 1 – $\varphi = 0^\circ$; кривая 2 – $\varphi = 90^\circ$, $L_v = 0.226\lambda$, $x_d = 0.086\lambda$; кривая 3 – $\varphi = 90^\circ$, $L_v = 0.22\lambda$, $x_d = 0.086\lambda$; кривая 4 – $\varphi = 90^\circ$, $L_v = 0.204\lambda$, $x_d = 0.275\lambda$

вибраторами и, соответственно, уменьшив длину монополей, согласно рис. 6 можно увеличить как коэффициент излучения, так и КНД (следовательно и КУ) излучателя. Но при этом возрастает величина $\Delta\theta$ за счет сужения ДН в плоскости вибраторов (кривая 4 на рис. 5, а – $\Delta\theta = -23.7^\circ$, $|S_{11}| = 0.54$, $|S_\Sigma|^2 = 0.41$, $D = 8.74$). Таким образом, варьируя длину вибраторов (и/или значение поверхностного импеданса вибраторов) и расстояние между ними имеем возможность изменять значения коэффициентов излучения и отражения в широких пределах при сохранении низкого уровня бокового излучения.

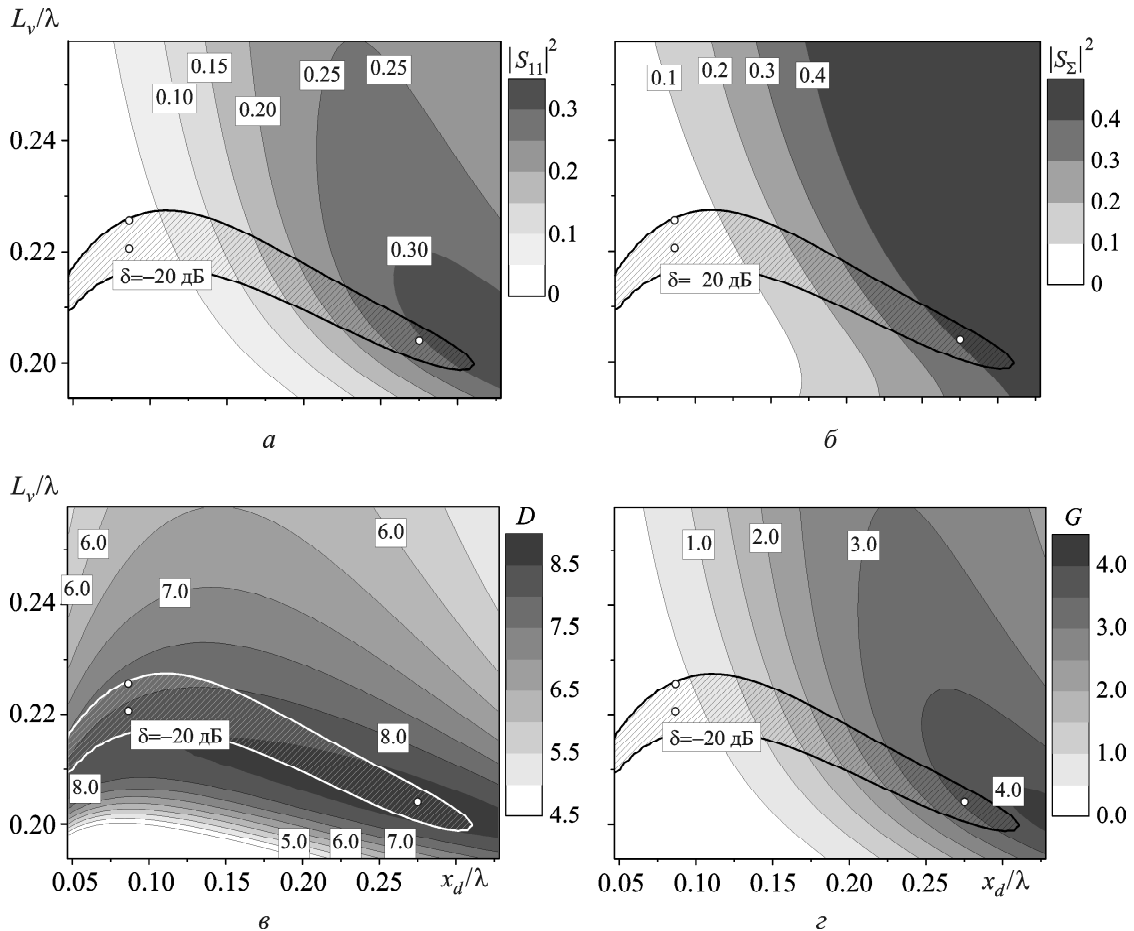


Рис. 6. Зависимости коэффициента отражения $|S_{11}|^2$ (а), излучения $|S_{\Sigma}|^2$ (б), КНД D (в) и КУ G (г) от электрической длины монополей и их удаления от щели при $\bar{Z}_s(s_v) = 0.1i$

Нарушить фазовые соотношения полей в волноводном комбинированном излучателе можно не только при изменении геометрии вибраторов, но и при изменении длины щели, которая при “уходе” от резонансных размеров будет характеризоваться асимметрией собственного поля из-за условий продольного возбуждения. Как показали проведенные исследования, увеличить коэффициент излучения и при этом сохранить одинаковую ширину ДН в E и H плоскостях можно при некотором увеличении длины щели $2L_s$ по сравнению с 0.5λ . На рис. 7 – 10 представлены энергетические характеристики и характеристики направленности излучателя Кэвина ($\lambda = 32$ мм, $a \times b = 23 \times 10$ мм, $h = 1$ мм, $d = 1$ мм, $x_0 = a/4$, $r = 0.17$ мм) с идеально проводящими и импедансными вибраторами с $\bar{Z}_s(s_v) = 0.1i$ в зависимости от электрической длины щели и электрической длины вибраторов

при фиксированном значении $x_d = 0.086\lambda$. Так, одинаковые по ширине ДН в E и H плоскостях при значении $\delta = -20$ дБ можно получить в случае идеально проводящих монополей при $L_v = 0.3\lambda$, $2L_s = 0.57\lambda$ (кривая 2 на рис.10, а) и наиболее близкие по ширине ($\Delta\theta = -3.4^\circ$) – в случае импедансных монополей при $L_v = 0.22\lambda$, $2L_s = 0.595\lambda$ (кривая 2 на рис.10, б). При этом $|S_{\Sigma}|^2 = 0.493$ и $|S_{\Sigma}|^2 = 0.497$ в первом и втором случае соответственно. Кривые 3 на рис. 10 соответствуют ДН с наименьшими уровнями бокового излучения при максимальном значении $|S_{\Sigma}|^2$, а кривые 4 – ДН излучателей с наибольшими значениями КУ. Соответствующие значения L_v/λ и $2L_s/\lambda$, при которых рассчитаны ДН, отмечены на рис. 7 – 9 кружками.

Следует подчеркнуть, что все зависимости, представленные в работе на рисунках, построены для относительных параметров (по отноше-

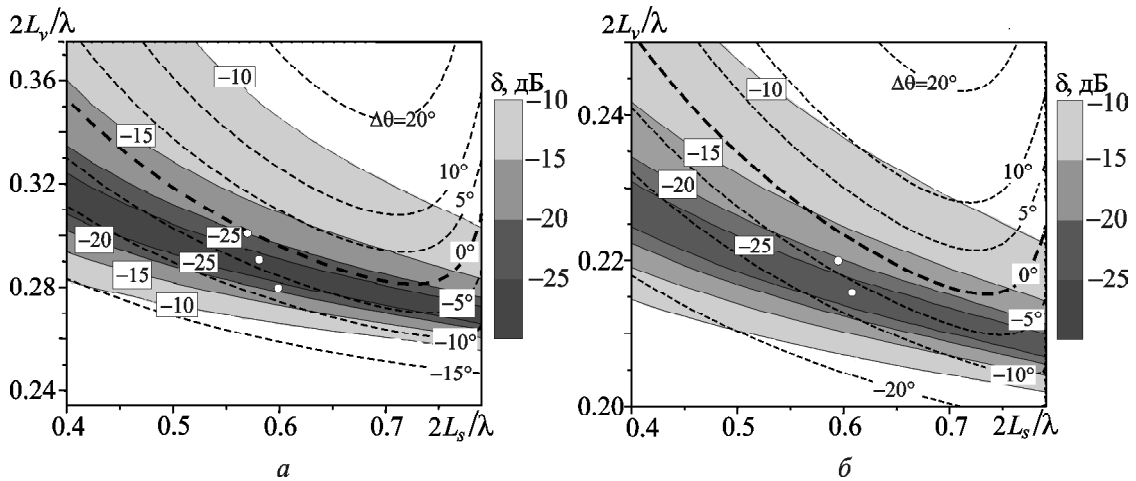


Рис. 7. Зависимости относительного уровня бокового излучения δ и разности в ширине ДН $\Delta\theta$ (пунктирные кривые) в ортогональных плоскостях от электрической длины щели и электрической длины монополей: $a - \bar{Z}_S(s_v) = 0$, $b - \bar{Z}_S(s_v) = 0.1i$

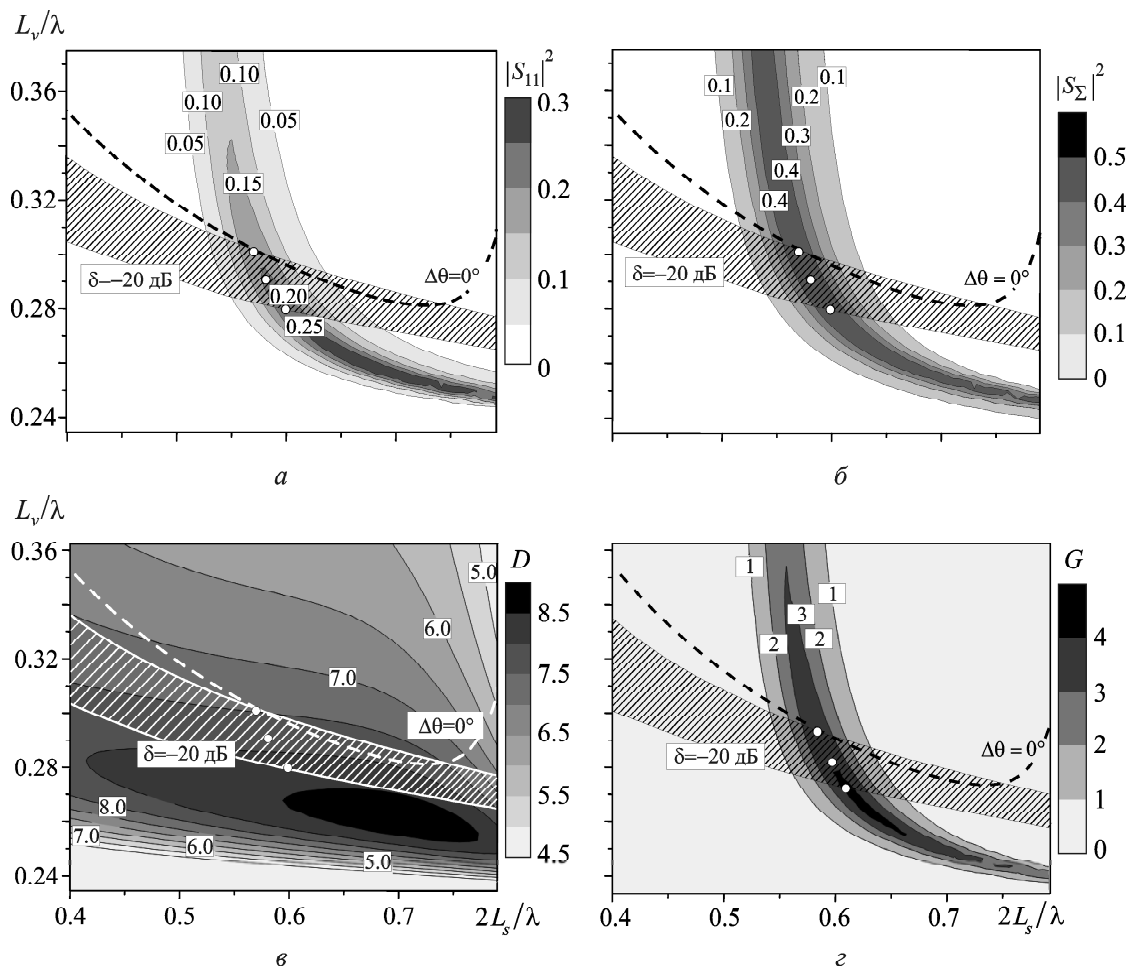


Рис. 8. Зависимости коэффициента отражения $|S_{11}|^2$ (а), излучения $|S_{\Sigma}|^2$ (б), КНД D (в) и КУ G (г) излучателя от электрической длины щели и электрической длины монополей при $\bar{Z}_S(s_v) = 0$

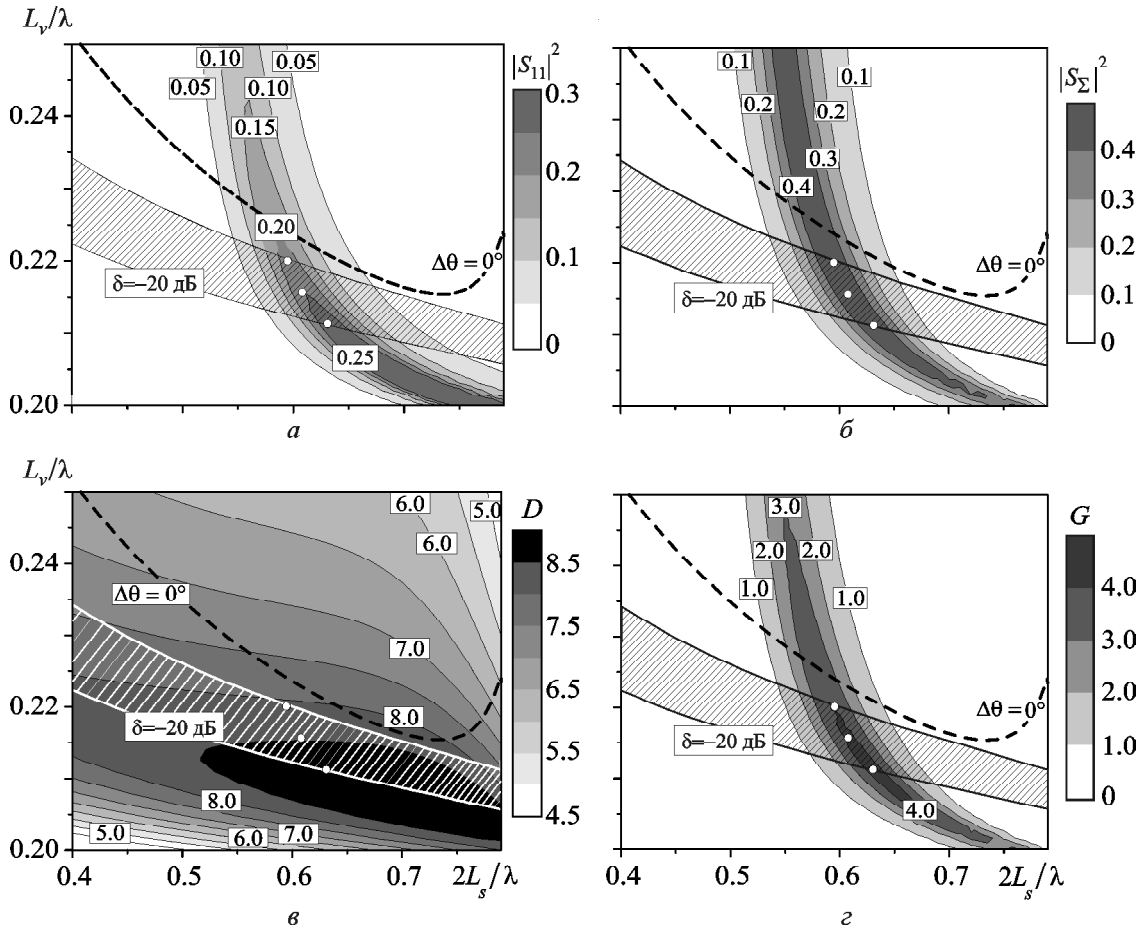


Рис. 9. Зависимости коэффициента отражения $|S_{11}|$ (а), излучения $|S_{\Sigma}|^2$ (б), КНД D (в) и КУ G (г) от электрической длины щели и электрической длины монополей при $\bar{Z}_S(s_v) = 0.1i$

нию к длине волны в свободном пространстве). Это обеспечивает их простое использование для оценки характеристик излучателей в рабочем диапазоне длин волн. Достоверность результатов и корректность предложенной математической модели излучателя Клэвина подтверждены тестовыми сравнительными расчетами (проводилось сравнение с результатами, ранее известными в литературе для частных случаев) и сопоставлением с экспериментальными данными. Например, на рис. 11 приведены расчетные и экспериментальные значения коэффициента отражения волноводного излучателя, которые характеризуются удовлетворительным согласованием между собой. Для сравнения на рис. 11 представлена также зависимость коэффициента отражения от относительной длины волны для одиночной щели.

5. Выводы

На основании решения дифракционной задачи в строгой постановке обобщенным методом наведенных ЭМДС построена математическая модель волноводной комбинированной структуры типа излучателя Клэвина. В отличие от известных в литературе работ впервые рассмотрены вибраторные элементы в виде импедансных монополей.

Анализ влияния относительных длин вибраторов L_v/λ и расстояния между ними $2x_d/\lambda$ на характеристики направленности излучения элементов типа Клэвина проведен при условии одновременного учета как относительного уровня бокового излучения в E -плоскости, так и разности ширин ДН по уровню -3 дБ в E и H плоскостях. Показано, что при определенном измене-

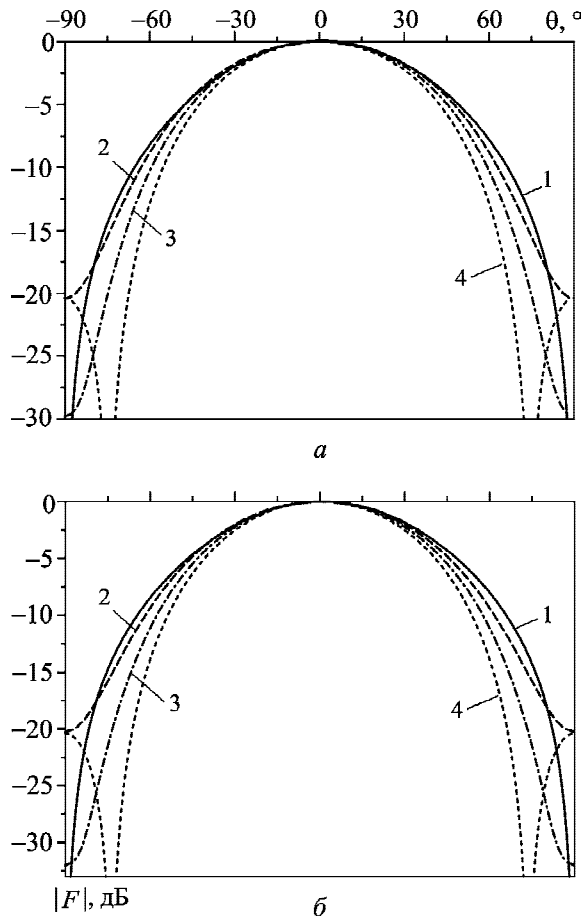


Рис. 10. ДН излучателя Клэвина: а – $\bar{Z}_S(s_v) = 0$; кривая 1 – $\varphi = 0^\circ$; кривая 2 – $\varphi = 90^\circ$, $L_v = 0.3\lambda$, $2L_s = 0.57\lambda$; кривая 3 – $\varphi = 90^\circ$, $L_v = 0.29\lambda$, $2L_s = 0.581\lambda$; кривая 4 – $\varphi = 90^\circ$, $L_v = 0.28\lambda$, $2L_s = 0.599\lambda$; б – $\bar{Z}_S(s_v) = 0.1i$; кривая 1 – $\varphi = 0^\circ$; кривая 2 – $\varphi = 90^\circ$, $L_v = 0.22\lambda$, $2L_s = 0.595\lambda$; кривая 3 – $\varphi = 90^\circ$, $L_v = 0.216\lambda$, $2L_s = 0.608\lambda$; кривая 4 – $\varphi = 90^\circ$, $L_v = 0.211\lambda$, $2L_s = 0.631\lambda$.

нии электрической длины вибраторов (и/или значений их поверхностных импедансов реактивного типа) и расстояния между ними можно управлять характеристиками направленности и изменять в широких пределах энергетические характеристики (коэффициенты излучения и отражения, КНД и КУ) излучателей типа Клэвина, обеспечивая при этом низкий уровень излучения в плоскости щели. На примере импедансных вибраторов с поверхностным индуктивным импедансом показана возможность реализации излучателей типа Клэвина с оптимальными характеристиками при меньшей длине вибраторов, чем в случае использования вибраторов с идеально проводящей поверхностью.

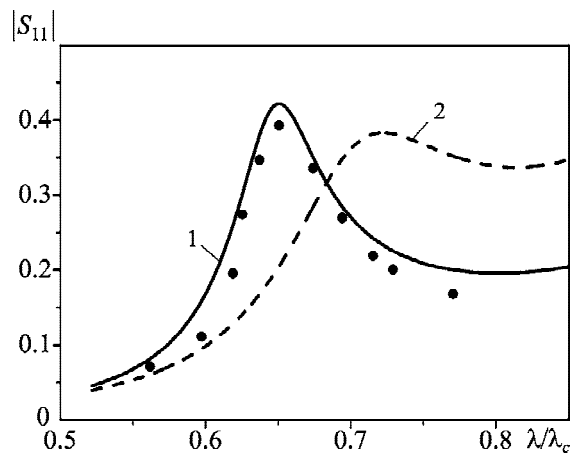


Рис. 11. Зависимости коэффициента отражения излучателя Клэвина от относительной длины волны при $L_v = 12$ мм, $x_d = 0.1203\lambda_c/2$: сплошная кривая 1 – результаты расчета; точки – экспериментальные данные [26]; штриховая кривая 2 – зависимость для одиночной щели

Установлено, что увеличение длины щели на 15 ÷ 20 % относительно ее резонансной длины при соответствующем изменении длины вибраторов позволяет повысить коэффициент излучения щели при сохранении подобных ДН в E и H плоскостях.

Полученные результаты могут быть полезны при проектировании как малоразмерных, так и многоэлементных волноводных решеток, излучателями которых являются структуры типа элементов Клэвина, включая устройства с немеханическими принципами управления их электродинамическими характеристиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nesterenko M. V., Katrich V. A., Penkin Yu. M., and Berdник S. L. Analytical and Hybrid Methods in Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamical Volumes. – New York: Springer Science+Business Media, 2008. – 146 p. DOI: 10.1007/978-0-387-76362-0
2. Balanis C. A. (ed.) Modern Antenna Handbook. – Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2008. – 1680 p.
3. Nesterenko M. V., Katrich V. A., Penkin Yu. M., Dakhov V. M., and Berdник S. L. Thin Impedance Vibrators. Theory and Applications. – New York: Springer Science+Business Media, 2011. – 223 p. DOI: 10.1007/978-1-4419-7850-9
4. King R. W. P. and Owyang G. H. The slot antenna with coupled dipoles // IRE Trans. Antennas Propag. – 1960. – Vol. 8, No. 2. – P. 136–143. DOI: 10.1109/TAP.1960.1144818

5. Butler C. M. and Umashankar K. R. Electromagnetic excitation of a wire through an aperture-perforated conducting screen // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1976. – Vol. 24, No. 4. – P. 456–462.
6. Naiheng Y. and Harrington R. Electromagnetic coupling to an infinite wire through a slot in a conducting plane // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1983. – Vol. 31, No. 2. – P. 310–316. DOI: 10.1109/TAP.1983.1143025
7. Halpern B. M. and Mayes P. E. The monopole slot as a two-port diversity antenna for UHF land-mobile radio systems // IEEE Trans. Veh. Technol. – 1984. – Vol. 33, No. 2. – P. 76–83. DOI: 10.1109/T-VT.1984.23990
8. Hsi S. W., Harrington R. F., and Mautz J. R. Electromagnetic coupling to a conducting wire behind an aperture of arbitrary size and shape // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1985. – Vol. 33, No. 6. – P. 581–587. DOI: 10.1109/TAP.1985.1143628
9. Яцук Л. П., Пенкин Ю. М. Влияние рассеивающего вибратора на энергетические параметры щели в волноводе // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1987. – Т. 30, № 1. – С. 42–46.
10. Яцук Л. П., Жиронкина А. В. Рассеяние волны типа H_{10} на вибраторно-щелевой неоднородности в прямоугольном волноводе // Радиотехника и электроника. – 1988. – Т. 33, № 10. – С. 2185–2189.
11. Hirokawa J., Manholm L., and Kildal P.-S. Analysis of an untilted wire-excited slot in the narrow wall of a rectangular waveguide by including the actual external structure // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1997. – Vol. 45, No. 6. – P. 1038–1044. DOI: 10.1109/8.585753
12. Morioka T., Komiyama K., and Hirasawa K. Effects of a parasitic wire on coupling between two slot antennas // IEICE Trans. Fund. Electron. Commun. Comput. Sci. – 2001. – Vol. E84-B, No. 9. – P. 2597–2603.
13. Wongsan R., Phongcharoenpanich C., Krairiksh M., and Takada J.-I. Impedance characteristic analysis of an axial slot antenna on a sectoral cylindrical cavity excited by a probe using method of moments // IEICE Trans. Fund. Electron. Commun. Comput. Sci. – 2003. – Vol. E86-A, No. 6. – P. 1364–1373.
14. Park S.-H., Hirokawa J., and Ando M. Simple analysis of a slot and a reflection-canceling post in a rectangular waveguide using only the axial uniform currents on the post surface // IEICE Trans. Fund. Electron. Commun. Comput. Sci. – 2003. – Vol. E86-B, No. 8. – P. 2482–2487.
15. Kim K.-C., Lim S. M., and Kim M. S. Reduction of electromagnetic penetration through narrow slots in conducting screen by two parallel wires // IEICE Trans. Fund. Electron. Commun. Comput. Sci. – 2005. – Vol. E88-B, No. 4. – P. 1743–1745.
16. Lim K.-S., Koo V.-C., and Lim T.-S. Design, simulation and measurement of a post slot waveguide antenna // J. Electromagn. Waves Appl. – 2007. – Vol. 21, No. 12. – P. 1589–1603. DOI: 10.1163/156939307781870880
17. Nesterenko M. V., Katrich V. A., Penkin Y. M., Berdnik S. L., and Kijko V. I. Combined vibrator-slot structures in electrodynamic volumes // Prog. Electromagn. Res. B. – 2012. – Vol. 37. – P. 237–256. DOI: 10.2528/PIERB11101008
18. Nesterenko M. V., Katrich V. A., Penkin D. Yu., Berdnik S. L., and Kijko V. I. Electromagnetic waves scattering and radiation by vibrator-slot structure in a rectangular waveguide // Prog. Electromagn. Res. M. – 2012. – Vol. 24. – P. 69–84. DOI: 10.2528/PIERM12022206
19. Penkin D. Y., Berdnik S. L., Katrich V. A., Nesterenko M. V., and Kijko V. I. Electromagnetic fields excitation by a multielement vibrator-slot structures in coupled electrodynamic volumes // Prog. Electromagn. Res. B. – 2013. – Vol. 49. – P. 235–252. DOI: 10.2528/PIERB13012702
20. Berdnik S. L., Katrich V. A., Nesterenko M. V., Penkin Yu. M., and Penkin D. Yu. Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves by a Multi-Element Vibrator-Slot Structure in a Rectangular Waveguide // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2015. – Vol. 63, No. 9. – P. 4256–4259. DOI: 10.1109/TAP.2015.2453015
21. Clavin A., Huebner D. A., and Kilburg F. J. An improved element for use in array antennas // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1974. – Vol. 22, No. 4. – P. 521–526. DOI: 10.1109/TAP.1974.1140845
22. Clavin A. A multimode antenna having equal E- and H-planes // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1975. – Vol. 23, No. 9. – P. 735–737. DOI: 10.1109/TAP.1975.1141152
23. Papierz A. B., Sanzgiri S. M., and Laxpati S. R. Analysis of antenna structure with equal E- and H-plane patterns // Proc. IEE. – 1977. – Vol. 124, No. 1. – P. 25–30. DOI: 10.1049/piee.1977.0003
24. Elliott R. S. On the mutual admittance between Clavin elements // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1980. – Vol. 28, No. 6. – P. 864–870. DOI: 10.1109/TAP.1980.1142425
25. Kominami M. and Rokushima K. Analysis of an antenna composed of arbitrarily located slots and wires // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1984. – Vol. 32, No. 2. – P. 154–158. DOI: 10.1109/TAP.1984.1143293
26. Пенкин Ю. М., Семенихин В. А., Яцук Л. П. Исследование внутренних и внешних характеристик излучателей типа излучателя Клэвина // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 1987. – Вып. 83. – С. 3–10.
27. Berdnik S. L., Katrich V. A., Nesterenko M. V., Penkin Yu. M., and Pshenichnaya S. V. Clavin element with impedance monopoles // XX-th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory, Sept. 21–24, 2015: proceedings. – Lviv (Ukraine). – 2015. – P. 61–65. DOI: 10.1109/DIPED.2015.7324253
28. Berdnik S. L., Blinova N. K., Katrich V. A., Nesterenko M. V., and Penkin Yu. M. Spherical antenna with a Clavin radiator // XX-th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory, Sept. 21–24, 2015: proceedings. – Lviv (Ukraine). – 2015. – P. 75–77. DOI: 10.1109/DIPED.2015.7324256

REFERENCES

1. NESTERENKO, M. V., KATRICH, V. A., PENKIN, Yu. M. and BERDNIK, S. L., 2008. *Analytical and Hybrid Methods in Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamic Volumes*. New York: Springer Science+Business Media. DOI: 10.1007/978-0-387-76362-0

2. BALANIS, C. A. (ed.), 2008. *Modern Antenna Handbook*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons.
3. NESTERENKO, M. V., KATRICH, V. A., PENKIN, Yu. M., DAKHOV, V. M. and BERDNIK, S. L., 2011. *Thin Impedance Vibrators. Theory and Applications*. New York: Springer Science+Business Media. DOI: 10.1007/978-1-4419-7850-9
4. KING, R. W. P. and OWYANG, G. H., 1960. The slot antenna with coupled dipoles. *IRE Trans. Antennas Propag.* vol. 8, no. 2, pp. 136–143. DOI: 10.1109/TAP.1960.1144818
5. BUTLER, C. M. and UMASHANKAR, K. R., 1976. Electromagnetic excitation of a wire through an aperture-perforated conducting screen. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 24, no. 4, pp. 456–462.
6. NAIHENG, Y. and HARRINGTON, R., 1983. Electromagnetic coupling to an infinite wire through a slot in a conducting plane. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 31, no. 2, pp. 310–316. DOI: 10.1109/TAP.1983.1143025
7. HALPERN, B. M. and MAYES, P. E., 1984. The monopole slot as a two-port diversity antenna for UHF land-mobile radio systems. *IEEE Trans. Veh. Technol.* vol. 33, no. 2, pp. 76–83. DOI: 10.1109/T-VT.1984.23990
8. HSI, S. W., HARRINGTON, R. F. and MAUTZ, J. R., 1985. Electromagnetic coupling to a conducting wire behind an aperture of arbitrary size and shape. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 33, no. 6, pp. 581–587. DOI: 10.1109/TAP.1985.1143628
9. YATSUK, L. P. and PENKIN, Yu. M., 1987. Effect of the scattering vibrator on the energy parameters of the slot in the waveguide. *Izvestija vuzov. Radioelektronika*. vol. 30, no. 1, pp. 42–46 (in Russian).
10. YATSUK, L. P. and ZHIRONKINA, A. V., 1988. The wave scattering by the vibrator-slot irregularity in the rectangular waveguide. *Radiotekhnika i Elektronika*. vol. 33, no. 10, pp. 2185–2189 (in Russian).
11. HIROKAWA, J., MANHOLM, L. and KILDAL, P.-S., 1997. Analysis of an untilted wire-excited slot in the narrow wall of a rectangular waveguide by including the actual external structure. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 45, no. 6, pp. 1038–1044. DOI: 10.1109/8.585753
12. MORIOKA, T., KOMIYAMA, K. and HIRASAWA, K., 2001. Effects of a parasitic wire on coupling between two slot antennas. *IEICE Trans. Fund. Electron. Commun. Comput. Sci.* vol. E84-B, no. 9, pp. 2597–2603.
13. WONGSAN, R., PHONGCHAROENPANICH, C., KRAIRIKSH, M. and TAKADA, J.-I., 2003. Impedance characteristic analysis of an axial slot antenna on a sectoral cylindrical cavity excited by a probe using method of moments. *IEICE Trans. Fund. Electron. Commun. Comput. Sci.* vol. E86-A, no. 6, pp. 1364–1373.
14. PARK, S.-H., HIROKAWA, J. and ANDO, M., 2003. Simple analysis of a slot and a reflection-canceling post in a rectangular waveguide using only the axial uniform currents on the post surface. *IEICE Trans. Fund. Electron. Commun. Comput. Sci.* vol. E86-B, no. 8, pp. 2482–2487.
15. KIM, K.-C., LIM, S. M. and KIM, M. S., 2005. Reduction of electromagnetic penetration through narrow slots in conducting screen by two parallel wires. *IEICE Trans. Fund. Electron. Commun. Comput. Sci.* vol. E88-B, no. 4, pp. 1743–1745.
16. LIM, K.-S., KOO, V.-C. and LIM, T.-S., 2007. Design, simulation and measurement of a post slot waveguide antenna. *J. Electromagn. Waves Appl.* vol. 21, no. 12, pp. 1589–1603. DOI: 10.1163/156939307781870880
17. NESTERENKO, M. V., KATRICH, V. A., PENKIN, Y. M., BERDNIK, S. L. and KIJKO, V. I., 2012. Combined vibrator-slot structures in electrodynamic volumes. *Prog. Electromagn. Res. B*. vol. 37, pp. 237–256. DOI: 10.2528/PIERB11101008
18. NESTERENKO, M. V., KATRICH, V. A., PENKIN, D. Yu., BERDNIK, S. L. and KIJKO, V. I., 2012. Electromagnetic waves scattering and radiation by vibrator-slot structure in a rectangular waveguide. *Prog. Electromagn. Res. M*. vol. 24, pp. 69–84. DOI: 10.2528/PIERM12022206
19. PENKIN, D. Y., BERDNIK, S. L., KATRICH, V. A., NESTERENKO, M. V. and KIJKO, V. I., 2013. Electromagnetic fields excitation by a multielement vibrator-slot structures in coupled electrodynamic volumes. *Prog. Electromagn. Res. B*. vol. 49, pp. 235–252. DOI: 10.2528/PIERB13012702
20. BERDNIK, S. L., KATRICH, V. A., NESTERENKO, M. V., PENKIN, Yu. M. and PENKIN, D. Yu., 2015. Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves by a Multi-Element Vibrator-Slot Structure in a Rectangular Waveguide. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 63, no. 9, pp. 4256–4259. DOI: 10.1109/TAP.2015.2453015
21. CLAVIN, A., HUEBNER, D. A. and KILBURG, F. J., 1974. An improved element for use in array antennas. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 22, no. 4, pp. 521–526. DOI: 10.1109/TAP.1974.1140845
22. CLAVIN, A., 1975. A multimode antenna having equal E- and H-planes. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 23, no. 9, pp. 735–737. DOI: 10.1109/TAP.1975.1141152
23. PAPIERZ, A. B., SANZGIRI, S. M. and LAXPATI, S. R., 1977. Analysis of antenna structure with equal E- and H-plane patterns. *Proc. IEE*. vol. 124, no. 1, pp. 25–30. DOI: 10.1049/piee.1977.0003
24. ELLIOTT, R. S., 1980. On the mutual admittance between Clavin elements. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 28, no. 6, pp. 864–870. DOI: 10.1109/TAP.1980.1142425
25. KOMINAMI, M. and ROKUSHIMA, K., 1984. Analysis of an antenna composed of arbitrarily located slots and wires. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 32, no. 2, pp. 154–158. DOI: 10.1109/TAP.1984.1143293
26. PENKIN, Yu. M., Semenihin, V. A. and YATSUK, L. P., 1987. Investigation of internal and external characteristics of Clavin-type radiators. In: *Radiotekhnika*. Kharkiv, Ukraine: Vyscha shkola. no. 83, pp. 3–10 (in Russian).
27. BERDNIK, S. L., KATRICH, V. A., NESTERENKO, M. V., PENKIN, Yu. M. and PSHENICHNAYA, S. V., 2015. Clavin element with impedance monopoles. In: *XX-th International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory Proceedings*. Lviv, Ukraine, pp. 61–65. DOI: 10.1109/DIPED.2015.7324253
28. BERDNIK, S. L., BLINOVA, N. K., KATRICH, V. A., NESTERENKO, M. V. and PENKIN, Yu. M., 2015. Spherical antenna with a Clavin radiator. In: *XX-th Inter-*

national Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory Proceedings. Lviv, Ukraine pp. 75–77. DOI: 10.1109/DIPED.2015.7324256

S. L. Berdnik, V. A. Katrich, M. V. Nesterenko, and Yu. M. Penkin

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

ELECTROMAGNETIC WAVE EXCITATION
BY A LONGITUDINAL SLOT IN A BROAD WALL
OF RECTANGULAR WAVEGUIDE
IN THE PRESENCE OF PASSIVE IMPEDANCE
VIBRATORS OUTSIDE THE WAVEGUIDE

Purpose: A problem of electromagnetic wave diffraction by a longitudinal slot cut in a waveguide wide wall is solved. The slot is cut in a wide wall of a rectangular waveguide and radiates in a half-space above a perfectly conducting plane where two vertical impedance monopoles with arbitrary lengths placed with their bases placed on the plane. The paper is aimed at studying the electrodynamic characteristics of vibrator-waveguide-slot structures which allow to form the emission fields as that in a Clavin element with two identical passive ideally conducting monopoles of a fixed length located on a set distance from a slot center on both sides of a narrow half-wave slot.

Design/methodology/approach: The problem is solved by a generalized method of induced electromotive and magnetomotive forces in approximation of electric currents in the vibrators and equivalent magnetic current in the slot by the functions obtained by the asymptotic averaging method.

Findings: The influence of geometric parameters of the structure on the directional characteristics of Clavin type element is analyzed on the assumption of simultaneous account for relative level of sidelobes in the E -plane and beamwidth differences at -3 dB level in the main planes. It is shown that the directional characteristics and energy characteristics of the radiators: radiation and reflection coefficients, antenna directivity and gain can be varied within wide limits by changing the electrical length and/or distributed surface impedances of the vibrators, providing at that a low level of radiation within a slot plane.

Conclusions: The results obtained can be useful when designing both small-size and multi-element antenna arrays with Clavin elements.

Key words: electromagnetic field, rectangular waveguide, longitudinal slot, impedance vibrator, Clavin element

С. Л. Бердник, В. О. Катрич, М. В. Нестеренко, Ю. М. Пенкін

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

ЗБУДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ
ПОЗДОВЖНЬОЮ ЩІЛИНОЮ
В ШИРОКІЙ СТІНЦІ ПРЯМОКУТНОГО ХВИЛЕВОДУ
В ПРИСУТНОСТІ ПАСИВНИХ ІМПЕДАНСНИХ
ВІБРАТОРІВ ЗОВНІ ХВИЛЕВОДУ

Предмет і мета роботи: Розв'язується задача дифракції хвилі основного типу на поздовжній щілині, прорізаний у широкій стінці прямокутного хвилеводу, котра випромінює у півпростір над ідеально провідною площиною в присутності пари імпедансних вертикальних монополів з довільними довжинами та розташуванням їх основ на площині. Основною метою роботи є вивчення електродинамічних характеристик хвилевідних вібраторно-щілинних структур, що дозволяють сформувати поля випромінювання, як у разі елемента Клев'їна, коли по обидві сторони від вузької напівхвильової щілини на певній відстані від центру щілини розташовано два ідентичні пасивні ідеально провідні монополі фіксованої довжини.

Методи і методологія: Задача розв'язується узагальненим методом наведених електрорушійних та магніторушійних сил при апроксимації електричних струмів у вібраторах і еквівалентного магнітного струму в щілині функціями, отриманими асимптотичним методом усереднення.

Результати: Вплив довжин вібраторів і відстані між ними на характеристики спрямованості випромінювання елементів типу Клев'їна проаналізовано за умови одночасного урахування як відносного рівня бічного випромінювання в E -площині, так і різниці ширин діаграм спрямованості за рівнем -3 дБ в основних площинах. Показано, що при зміні електричної довжини вібраторів (i /або значень їх розподілених поверхневих імпедансів) та відстані між ними можна керувати характеристиками спрямованості випромінювачів та змінювати в широких межах їх енергетичні характеристики (коефіцієнти випромінювання й відбиття випромінювача, коефіцієнт спрямованої дії, коефіцієнт підсилення), забезпечуючи при цьому низький рівень випромінювання в площині щілини.

Висновки: Отримані результати можуть бути корисними у проектуванні як малорозмірних, так і багатоелементних антенних решіток, випромінювачами яких є елементи Клев'їна.

Ключові слова: електромагнітне поле, прямокутний хвилевід, поздовжня щілина, імпедансний вібратор, елемент Клев'їна

Статья поступила в редакцию 14.04.2016