

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЩЕЛЕВЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

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

В строгой самосогласованной постановке решена задача об излучении электромагнитных волн из волноводной секции в пространство над идеально проводящей сферой. Излучение реализовано через апертуру узкой щели, прорезанной в торце (в общем случае с импедансным покрытием) полубесконечного прямоугольного волновода, в котором может быть размещен щелевой проходной резонатор. Численно исследовано влияние радиуса сферы, величины поверхностного импеданса волноводной секции, а также размеров резонатора на электродинамические характеристики щелевого излучателя.

Ключевые слова: щелевой сферический излучатель, распределенный поверхностный импеданс, щелевой проходной резонатор, обобщенный метод наведенных МДС.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1], не выступающим щелевым излучателям на практике отдают предпочтение при размещении антенн на мобильных объектах, поскольку щелевые антенны не вносят существенных изменений в их массогабаритные параметры и аэродинамические свойства. Диапазон применения таких антенн очень широк: от космических летательных аппаратов [1] до автономных микроустройств [2]. Обычно при моделировании корпус мобильного объекта (или его конструктивную часть) аппроксимируют сферической поверхностью, радиус которой соизмерим с рабочей длиной волны антенны. Поэтому среди разработчиков антенн интерес к щелевым сферическим антеннам, имеющим резонансные размеры, не исчезает уже на протяжении нескольких десятилетий.

Достаточно подробно в литературных источниках исследованы характеристики кольцевых и секториальных узких щелей, расположенных на сферических рассеивателях [3–12]. В большинстве рассмотренных случаев предполагается аксиально-симметричное возбуждение щелевых антенн. Не проводя здесь сравнительного анализа особенностей постановок задач и методов их решения, заметим, что наряду с идеально проводящими сферами в [10, 12] рассмотрены сферические антенны с импедансными поверхностями. Дифракция плоской волны на полой проводящей оболочке, имеющей кольцевую щель или отверстие с круговой апертурой, изучалась соответственно в [13, 14]. Характеристики сферических антенн со щелевыми излучателями прямоугольной формы исследовались в [5, 15–17]. При этом в [5, 17] были рассмотрены только внешние электродинамические характеристики щелевых антенн в предположении заданного косинусоидального распределения магнитного тока вдоль оси узкого щелевого излучателя полуволновой длины. Так, в [5] для дальней зоны получены диаграммы направленности излучения сферической антенны в экваториальной плоскости. В [17] исследованы внешние собственные и

взаимные проводимости полуволновых щелевых излучателей, расположенных вдоль параллелей на поверхности проводящей сферы. В [15, 16] с использованием метода моментов проанализированы характеристики узких прямоугольных щелей, прорезанных в проводящей бесконечно тонкой сферической оболочке. В первом случае щель связывает свободное пространство вне сферического рассеивателя и внутреннюю область антенны в виде полого сферического резонатора [15]. Во втором случае [16] – свободное пространство и сферический резонатор, внутри которого вложена концентрично проводящая сфера меньшего радиуса. В обоих случаях рассмотрено возбуждение щелевого элемента посредством гипотетического точечного генератора напряжения.

В настоящее время на практике получили широкое применение управляемые СВЧ-устройства, основными функциональными компонентами которых являются полупроводниковые сосредоточенные элементы (например, р-і-п диоды). Такие маломощные управляющие устройства достаточно полно исследованы теоретически и освоены в производстве. Однако дальнейшее развитие СВЧ-техники характеризуется переходом от традиционного исполнения элементов и устройств к структурам, использующим технологию пленочных гибридных микросхем. Это позволяет существенно улучшить технико-эксплуатационные показатели СВЧ-аппаратуры, определяет возможность ее комплексной миниатюризации и повышает эффективность ее функционирования в режиме автоматического управления (например, при сопряжении с ЭВМ или локальным процессором). Но такие элементы пленочного типа, имеющие распределенный характер, изучены еще недостаточно полно. Поэтому разработки управляемых СВЧ-устройств на их основе затруднены из-за отсутствия физически адекватных математических моделей. Особенно это касается комбинированных излучающих волноводных устройств, в которых управляющий пленочный элемент становится частью поверхности, влияющей на

формирование полей излучателя. Подчеркнем, что первостепенная роль математического моделирования в этом случае определяется многопараметричностью задачи создания устройства, при которой экспериментальные разработка и оптимизация функциональных элементов становятся длительными и дорогостоящими процессами, а иногда и вовсе невозможными.

Интеграция различных элементов в одном устройстве, связанная с реализацией новых возможностей управления их характеристиками, требует и «усложнения» математических моделей для анализа и проектирования этих устройств. Как правило, для каждого из типов элементов, используемых в комбинированных устройствах, может быть выбран (из развитых ранее) нужный электродинамически строгий численно-аналитический метод анализа, который учитывает геометрические и физические особенности локальной электродинамической задачи. При этом непосредственное объединение таких методов для нахождения общего электромагнитного поля в большинстве случаев становится невозможным, что приводит к необходимости использования прямого численного моделирования. В свою очередь, для открытых поверхностных антенных устройств, применение прямого численного моделирования также становится ограниченным их электрическими размерами. В некоторых случаях альтернативным оказывается использование в общей формулировке задачи приближенных односторонних граничных условий, например, условий импедансного типа, позволяющих «сократить» количество сопряженных электродинамических объемов, учитываемых в её решении. Возможность исключения на уровне постановки задачи необходимости определять поля внутри металло-диэлектрических структурных элементов является главным преимуществом применения граничных условий импедансного типа [18].

Конструктивное объединение резонаторов, обладающих ярко выраженными частотно-избирательными свойствами, со щелевыми излучателями дает возможность формирования требуемых частотно-энергетических и пространственных характеристик антенн подобного типа [19–23]. Следует однако отметить, что результаты, приведенные в данных публикациях, ограничены рассмотрением случаев возбуждения щели в резонаторе δ -генератором напряжения.

В монографии [24] авторами данной статьи для решения задач дифракции на щелевых элементах был предложен и обоснован численно-аналитический метод, названный обобщенным методом наведенных МДС. Предварительно в строгой самосогласованной постановке была сформулирована задача о возбуждении электромагнитных полей отверстием связи двух произвольных электродинамических объемов. Эта задача была сведена к двумерному интегральному уравнению относительно поверхностного экви-

валентного магнитного тока на отверстии связи. Также был обоснован физически корректный переход от полученного интегрального уравнения к одномерному уравнению для тока на узкой щели. Предложена общая методика решения подобных одномерных уравнений для волноводно-щелевых структур с плоским проводящим фланцем. В данной статье будет представлено развитие этого метода для решения задачи об излучении электромагнитных волн волноводно-щелевой структурой во внешнее пространство над идеально проводящей сферой.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕШЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ТОКА

Пусть в полном полубесконечном прямоугольном волноводе с идеально проводящими стенками (индекс области “ V^i ”) и поперечным сечением размером $\{a \times b\}$ из области $z = \infty$ распространяется волна основного типа H_{10} (рис. 1). Декартова система координат, связанная с волноводом, представлена на рис. 1, а. В торцевой стенке волноводной секции симметрично относительно продольной оси волновода ($x_0 = a/2$) прорезана узкая поперечная щель, имеющая апертуру S_i шириной d и длиной $2L_i$ ($[d/(2L_i)] \ll 1$, $[d/\lambda] \ll 1$, λ – длина волны в свободном пространстве). Внутренняя сторона торцевой стенки волноводной секции характеризуется постоянным распределенным поверхностным импедансом $\bar{Z}_S = Z_S/Z_0$ (нормированным к импедансу свободного пространства $Z_0 = 120\pi$ Ом). Щель излучает в пространство с материальными параметрами ϵ_1 и μ_1 (диэлектрической и магнитной проницаемостями соответственно) вне идеально проводящей сферы с радиусом R (индекс области “ V^e ”). Сферическая система координат, связанная со сферическим рассеивателем (фланцем), показана на рис. 1, в. Геометрический центр внутренней апертуры щелевого элемента S_i в декартовой системе координат определяется координатами $(a/2, y_0, 0)$, центр внешней апертуры S_e в сферической системе координат – координатами $(R, \pi/2, 0)$. Длина внешней апертуры щели S_e по дуге в сферической системе координат составляет $2L_e$.

Туннельная полость щели – область (индекс области “ V^v ”), ограниченная между апертурами S_i и S_e , представляет собой резонатор сложной пространственной формы. Его объем будет изменяться при варьировании радиуса сферы и размеров поперечного сечения волновода $\{a \times b\}$, поскольку эти геометрические параметры определяют возможность пространственного взаимного сближения апертур щели S_i и S_e (рис. 1, б).

Для рассматриваемой структуры сферической антенны исходная система уравнений формулируется на основании непрерывности тангенциальных составляющих магнитных полей на внутренней и внешней апертурах щели:

$$\begin{cases} \text{для } S_i: \vec{H}_\tau^i(\vec{e}_{si}) + \vec{H}_{0\tau}^i = \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{si}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{se}), \\ \text{для } S_e: \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{si}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{se}) = \vec{H}_\tau^e(\vec{e}_{se}), \end{cases} \quad (1)$$

где $\vec{e}_{si}, \vec{e}_{se}$ – электрические поля на поверхностях S_i и S_e ; $\vec{H}_\tau^i(\vec{e}_{si}), \vec{H}_\tau^e(\vec{e}_{se}), \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{si}), \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{se})$ – возбужденные полями $\vec{e}_{si}, \vec{e}_{se}$ тангенциальные (по отношению к апертурам щели) составляющие магнитного поля в соответствующих электродинамических объемах; $\vec{H}_{0\tau}^i$ – компонент стороннего магнитного поля в волноводе, возбуждающего щель. Заметим, что уравнения (1) принципиально позволяют использовать представления магнитных полей в произвольно выбранных локальных системах координат для каждого из сопряженных объёмов.

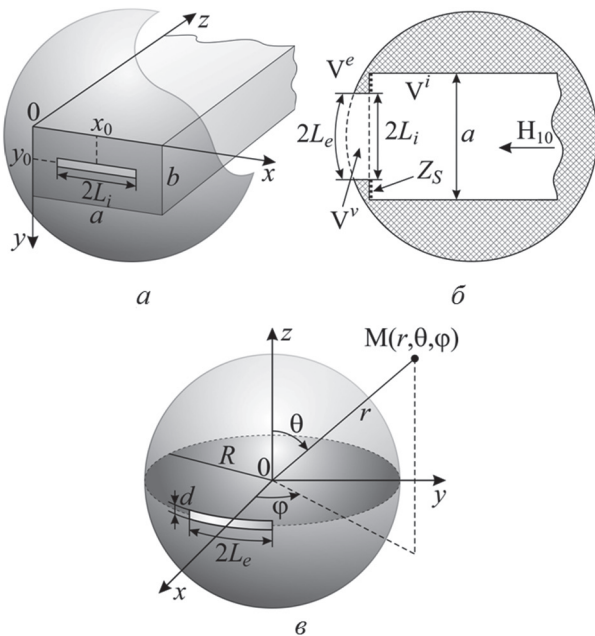


Рис. 1. Геометрия структуры и принятые обозначения

В [25] представлено математически строгое обоснование возможности сведения системы уравнений типа (1) к одному уравнению.

$$\vec{H}_\tau^i(\vec{e}_{si}) + \vec{H}_{0\tau}^i = \vec{H}_\tau^e(\vec{e}_{se}), \quad (2)$$

в котором уже отсутствуют поля, определяемые в полости щели V^v . Это обоснование было выполнено для задачи сопряжения двух произвольных электродинамических объёмов посредством узкой прямоугольной щели при условии, что область V^v является прямоугольным параллелепипедом с размерами $2L_i \times d \times h$. Также в [25] доказано, что при выполнении неравенства $(hd/\lambda^2) \ll 1$ решение задачи для щели, прорезанной в стенке конечной толщины h ($(h/\lambda) \ll 1$), и решение щелевой задачи для бесконечно тонкой стенки будут приближённо равными, если в случае бесконечно тонкой стенки фактическую ширину щели d заменить эквивалентной шириной d_e . В [25] понятие d_e было введено для узких прямоугольных щелей, прорезанных в плоских

участках экранирующей поверхности. Был также сделан вывод о том, что на основании физических принципов можно полагать сохранение представления d_e и для изогнутой узкой щели, прорезанной на произвольной гладкой поверхности, если только радиус изгиба осевой линии щели и главные радиусы кривизны поверхности будут много больше d и h . Эти же аргументы являются уместными и для рассматриваемого здесь случая, когда полость щели V^v представляет собой часть прямоугольного параллелепипеда, геометрия одной грани которого подвержена малым возмущениям, величина которых при больших радиусах сферы R становится бесконечно малой величиной.

Таким образом, не теряя электродинамической строгости, задачу для щелевой сферической антенны будем решать, основываясь на уравнении (2). Для обеспечения также и математической корректности решения задачи, это уравнение представим в единой системе обобщённых координат (ξ_1, ξ_2, ξ_3) и потребуем его выполнения на некотором воображаемом сечении S , которое будет виртуально расположено в окрестности апертуры S_e в полости щели V^v . Не теряя общности положим, что единичный вектор \vec{e}_{ξ_1} координаты ξ_1 совпадает с направлением продольной оси этого сечения, а орт \vec{e}_{ξ_2} – с направлением его поперечной оси. Умножив левую и правую части уравнения (2) на некоторую заданную скалярную функцию $\psi(\xi_1)$, и проинтегрировав их далее по поверхности сечения S , получим:

$$\begin{aligned} \int_S \vec{H}_\tau^i[\vec{e}_s] \psi(\xi_1) ds + \int_S \vec{H}_{0\tau}^i(s) \psi(\xi_1) ds = \\ = \int_S \vec{H}_{\tau s}^e[\vec{e}_s] \psi(\xi_1) ds. \end{aligned} \quad (3)$$

Поскольку полость щели предполагается узкой, искомое (постоянное в направлении \vec{e}_{ξ_2}) поле в сечении S может быть представлено в виде [18]: $\vec{e}_s = \vec{e}_{\xi_2} E_0 f(\xi_1)$, где (ξ_1', ξ_2', ξ_3') – координаты точки источника, $f(\xi_1')$ – неизвестная скалярная функция, а E_0 – ее комплексная амплитуда.

Предположим, что малые возмущения поверхности сечения S будут вызваны представлениями магнитных полей для сопряженных объёмов V^i и V^e в разных локальных системах координат, для которых S не является координатной поверхностью. Тогда, используя операцию суммирования в формальном смысле, можно ввести представления возмущенных поверхностей: $S_e = S + \Delta S_e$ и $S_i = S + \Delta S_i$, где $\Delta S_{e(i)}$ – символы малых возмущений, и переписать уравнение (3) в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_0 \int_{S+\Delta S_e} \vec{H}_\tau^e[\vec{e}_{\xi_2} f(\xi_1')] \psi(\xi_1) ds - \\ - E_0 \int_{S+\Delta S_i} \vec{H}_\tau^i[\vec{e}_{\xi_2} f(\xi_1')] \psi(\xi_1) ds = \int_{S+\Delta S_i} \vec{H}_{0\tau}^i(s) \psi(\xi_1) ds. \end{aligned} \quad (4)$$

Полученное уравнение (4) является приближенным и только при условии $\Delta s_{e(i)} \rightarrow 0$ становится точным. Его физический смысл для малых возмущений $\Delta s_{e(i)}$ легче уяснить, используя подобие рассматриваемой ситуации с классической задачей возбуждения тонкого проволочного вибратора, где предполагается, что электрический ток в вибраторе сосредоточен на его продольной оси, а выполнение граничных условий для электромагнитного поля требуется на его образующей [26]. Подобно этому, здесь поверхность S можно рассматривать как сечение, на котором сосредоточен вторичный магнитный ток (эквивалентный полю \vec{e}_s), а выполнение граничных условий для полей требуется на поверхностях сечений S_i и S_e .

Следует отметить, что введение локальных систем координат в (4) вынуждает представлять магнитные поля $\vec{H}_\tau^e[\vec{e}_{\xi_2} f(\xi_1)]$, $\vec{H}_\tau^i[\vec{e}_{\xi_2} f(\xi_1)]$ также в этих координатах, а следовательно, возмущать и поверхность S , на которой выше мы полагали сосредоточение вторичных источников возбуждения этих полей. Тогда магнитные поля будут определяться с помощью интегро-дифференциальных операторов, интегрирование в которых необходимо проводить по поверхностям сечений $S_e = S + \Delta s_e$ и $S_i = S + \Delta s_i$ вместо интегрирования по сечению S , как в уравнении (3). При этом, если $f(\xi_1)$ будет представлять собой функциональную зависимость точного решения уравнения (2) на сечении S , то она одновременно будет являться и функциональной зависимостью для приближенного решения уравнения (4) с достаточно малой ошибкой. Но, как известно из общей теории антенн, малые ошибки при определении распределений тока не приводят к существенным погрешностям при вычислении интегральных величин, таких, как возбуждаемые электромагнитные поля. То есть использование уравнения (4) вместо уравнения (3), при выборе равенства базисной $f(\xi_1)$ и весовой $\psi(\xi_1)$ функций и выполнении неравенства $|\Delta s_{e(i)}| \ll \lambda^2$, не будет нарушать корректность решения электродинамической задачи.

Выше перечисленные утверждения представляют собой обоснование возможности использования для анализа характеристик рассматриваемой сферической антенны обобщенного метода наведенных МДС, предложенного и апробированного для решения щелевых задач в монографии [24]. В качестве исходного возьмём уравнение (4), которое запишем с учетом выбранных локальных систем координат (рис. 1, \vec{e}_0 и \vec{e}_y – единичные векторы):

$$E_0 \int_{-L_e/R}^{L_e/R} \vec{H}_\tau^e[\vec{e}_0 f(\varphi)] \psi(\varphi) d\varphi - E_0 \int_{x_0-L_i}^{x_0+L_i} \vec{H}_\tau^i[\vec{e}_y f(x)] \psi(x) dx = \int_{x_0-L_i}^{x_0+L_i} \vec{H}_{0\tau}^i(x) \psi(x) dx. \quad (5)$$

Здесь также учтено, что

$$\vec{e}_s = \vec{e}_0 J_0 \delta(r' - R) f(\varphi')$$

в сферической системе координат и

$$\vec{e}_s = \vec{e}_y J_0 \delta(z') f(x')$$

в прямоугольной системе координат (при условии постоянства поля \vec{e}_s поперек щели), а параметры $\theta_0 = \pi/2$ и $x_0 = a/2$ фиксированы в постановке задачи.

Согласно обобщенному методу наведенных МДС в качестве базисной функции f будем использовать функциональную зависимость аналитического решения уравнения (3), полученного асимптотическим методом усреднения для ключевой задачи излучения электромагнитных волн через щель в импедансном торце полубесконечного прямоугольного волновода в полупространство над идеально проводящей плоскостью [18]. Тогда в сферической системе координат

$$f(\varphi) = \cos(kR\varphi) \cos(\pi L_e/a) - \cos kL_e \cos(\pi R\varphi/a),$$

в прямоугольной систем координат

$$f(x) = \cos k \left(x - \frac{a}{2} \right) \cos \left(\frac{\pi L_i}{a} \right) - \cos kL_i \cos \left[\frac{\pi(x - a/2)}{a} \right].$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; ω – круговая частота при выбранной зависимости электромагнитных полей от времени t как $e^{i\omega t}$.

Из уравнения (5) можно найти искомую комплексную амплитуду:

$$E_0 = F_0^m / (\tilde{Y}^e + \tilde{Y}^i), \quad (6)$$

где магнитодвижущая сила определяется выражением:

$$F_0^m = \int_{a/2-L_i}^{a/2+L_i} H_{0x}^i(x) f(x) dx, \quad (7)$$

а проводимости щели в соответствующих электродинамических объемах равны:

$$\tilde{Y}^e = \int_{-L_e/R}^{L_e/R} H_\varphi^e[\vec{e}_0 f(\varphi)] f(\varphi) d\varphi, \quad (8)$$

$$\tilde{Y}^i = - \int_{a/2-L_i}^{a/2+L_i} H_x^i[\vec{e}_y f(x)] \psi(x) dx.$$

Для нахождения явного вида выражений (7) и (8) воспользуемся традиционной для решений щелевых задач заменой электрического поля в щели эквивалентными одномерными магнитными токами $\vec{J}_{se(si)}^m = -[\vec{n}, \vec{e}_{se(si)}]$, где \vec{n} – орт нормали к поверхности щели, обращенный внутрь области, в которой определяется поле. Как известно, такая замена (при условной металлизации щелевых апертур) позволяет использование в решении задачи функций Грина для объемов с целостными граничными поверхностями. Далее учитываем формульные связи вектора Герца магнитного типа $\vec{\Pi}_{e(i)}^m(\vec{r})$ с магнитным полем

$\vec{H}^{e(i)}(\vec{r}) = (\text{grad div} + k_1^2) \vec{\Pi}_{e(i)}^m(\vec{r})$, корректную при условии $\Pi_{e(i)r}^m(\vec{r}) = 0$, с одной стороны, и магнитными токами $\vec{J}_{se(si)}^m(\vec{r}')$, – с другой:

$$\vec{\Pi}_{e(i)}^m(\vec{r}) = \frac{1}{i\omega\mu_1} \int_{S_{e(i)}} \hat{G}^{e(i)}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}_{se(si)}^m(\vec{r}') dr'$$

где $\hat{G}^{e(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$ – тензорные функции Грина магнитного типа рассматриваемых объемов, \vec{r} и \vec{r}' – радиус-векторы точек наблюдения и источника соответственно, $k_1 = k\sqrt{\epsilon_1\mu_1}$.

Внешнюю проводимость щели \tilde{Y}^e будем находить с помощью пары компонентов тензора Грина, который для пространства вне идеально проводящей сферы был построен в монографии [12]. Первоначально определим компоненты магнитного вектора Герца $\vec{\Pi}_e^m$:

$$\begin{aligned} \Pi_{e\theta}^m(r, \theta, \varphi) &= \frac{1}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left\{ \frac{m Q_n(r) F S_m(\varphi)}{n(n+1) C_{nm}} \times \right. \\ &\times \left[\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} F_n^m + \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \Phi_n^m \right] \Big\} \\ \Pi_{e\varphi}^m(r, \theta, \varphi) &= \frac{1}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left\{ \frac{\epsilon_m Q_n(r) F C_m(\varphi)}{2n(n+1) C_{nm}} \times \right. \\ &\times \left[m^2 \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m + \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m \right] \Big\} \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} Q_n(r) &= \frac{h_n^{(2)}(k_1 r)}{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 R) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R)}, \\ F_n^m &= P_n^m(\cos\theta') \Big|_{\theta'=\pi/2}, \\ \Phi_n^m &= \frac{dP_n^m(\cos\theta')}{d\theta'} \Big|_{\theta'=\pi/2}, \\ F C_m(\varphi) &= \int_{-L_e/R}^{L_e/R} f(\varphi') \cos(m(\varphi - \varphi')) d\varphi', \\ F S_m(\varphi) &= \int_{-L_e/R}^{L_e/R} f(\varphi') \sin(m(\varphi - \varphi')) d\varphi', \\ C_{nm} &= \frac{2\pi(n+m)!}{(2n+1)(n-m)!}, \quad \epsilon_m = \begin{cases} 1, m=0, \\ 2, m \neq 0, \end{cases} \end{aligned}$$

m и n – целые числа, $P_n^m(\cos\theta)$ – присоединенные функции Лежандра первого рода,

$$\begin{aligned} h_n^{(2)}(k_1 r) &= \sqrt{\frac{\pi}{2k_1 r}} J_{n+1/2}(k_1 r) - \\ -i \sqrt{\frac{\pi}{2k_1 r}} N_{n+1/2}(k_1 r) &= \sqrt{\frac{\pi}{2k_1 r}} H_{n+1/2}^{(2)}(k_1 r) - \end{aligned}$$

сферическая функция Ханкеля второго рода, $J_{n+1/2}(k_1 r)$, $N_{n+1/2}(k_1 r)$ – функции Бесселя и Неймана с полуцелым индексом.

Далее, используя выражение для $H_\varphi(r, \theta, \varphi)$:

$$\begin{aligned} H_\varphi(r, \theta, \varphi) &= \\ &= \frac{1}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{Q_n(r) F C_m(\varphi)}{2n(n+1) C_{nm}} \left\{ \epsilon_m k_1^2 \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m - \right. \\ &\left. - 2m^2 \left[\frac{1}{r^2} n(n+1) - k_1^2 \right] \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m \right\} \end{aligned}$$

получим выражение для внешней проводимости щели $Y^e = -\frac{i\omega}{2k} \tilde{Y}^e$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} Y^e &= Y^e(k_1 L_e, k_1 R) = \\ &= \frac{4}{kR\mu_1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} \cdot \frac{1}{(n+1) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R) / h_n^{(2)}(k_1 R)} \times \\ &\times \left\{ (k_1 R)^2 C_0^2 A_n^0 \tilde{A}_n^0 - 2 \sum_{m=1}^n C_m^2 \times \right. \\ &\times \left[m^2 (n(n+1) - (k_1 R)^2) B_n^m \tilde{B}_n^m - (k_1 R)^2 A_n^m \tilde{A}_n^m \right] \Big\}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{где } A_n^m = \sqrt{\frac{\pi}{C_{nm}}} \Phi_n^m, \quad \tilde{A}_n^m = \sin\theta \frac{d\bar{P}_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Big|_{\theta=\frac{\pi}{2} + \frac{d_e}{4R}},$$

$$B_n^m = \sqrt{\frac{\pi}{C_{nm}}} F_n^m, \quad \tilde{B}_n^m = \bar{P}_n^m \left(\cos \left(\frac{\pi}{2} + \frac{d_e}{4R} \right) \right),$$

$$\begin{aligned} C_m^I &= \frac{\cos(\pi L_e/a)}{m^2 - (k_1 R)^2} \left[m \sin \frac{m L_e}{R} \cos k_1 L_e - k_1 R \cos \frac{m L_e}{R} \sin k_1 L_e \right] \\ &- \frac{\cos k_1 L_e}{m^2 - (\pi R/a)^2} \left[m \sin \frac{m L_e}{R} \cos \frac{\pi L_e}{a} - \frac{\pi R}{a} \cos \frac{m L_e}{R} \sin \frac{\pi L_e}{a} \right] = \\ &= C_m^I - C_m^{II}, \end{aligned}$$

$$C_m^I \Big|_{m \rightarrow k_1 R} = \left(\frac{L_e}{2R} + \frac{\sin(2k_1 L_e)}{4k_1 R} \right) \cos \frac{\pi L_e}{a},$$

$$C_m^{II} \Big|_{m \rightarrow \frac{\pi R}{a}} = \left(\frac{L_e}{2R} + \frac{\sin(2\pi L_e/a)}{4\pi R/a} \right) \cos k_1 L_e,$$

$\bar{P}_n^m(\cos\theta) = \sqrt{\pi/C_{nm}} P_n^m(\cos\theta)$ – нормированные присоединенные функции Лежандра первого рода; $h_n^{(2)}(k_1 r) = \sqrt{\frac{\pi}{2k_1 r}} H_{n+1/2}^{(2)}(k_1 r)$ – сферические функции Ханкеля второго рода.

Внутренняя проводимость щели в волновой секции $Y^i = -\frac{i\omega}{2k} \tilde{Y}^i$ равна (m и n – целые числа):

$$Y^i = Y^i(kL_i, \bar{Z}_S) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_n (k^2 - k_x^2)}{k k_z} \times \quad (11)$$

$$\times \cos k_y y_0 \cos k_y (y_0 + d_e/4) F_Z(k_z, \bar{Z}_S) g^2(kL_i),$$

$$\text{где } k_x = \frac{m\pi}{a}, k_y = \frac{n\pi}{b}, k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}, \epsilon_n = \begin{cases} 1, n=0 \\ 2, n \neq 0 \end{cases},$$

$$F_Z(k_z, \bar{Z}_S) = \frac{k k_z (1 + \bar{Z}_S^2)}{(ik + k_z \bar{Z}_S)(k \bar{Z}_S - ik_z)} \left(1 - i \frac{k k_z \bar{Z}_S}{k^2 - k_x^2} \right),$$

$$\begin{aligned} g(kL_i) &= 2 \left\{ \frac{k \sin kL_i \cos k_x L_i - k_x \cos kL_i \sin k_x L_i}{k^2 - k_x^2} \cos \frac{\pi L_i}{a} - \right. \\ &\left. - \frac{\left(\frac{\pi}{a} \right) \sin \frac{\pi L_i}{a} \cos k_x L_i - k_x \cos \frac{\pi L_i}{a} \sin k_x L_i}{(\pi/a)^2 - k_x^2} \cos kL_i \right\}. \end{aligned}$$

Полагая, что волноводная секция возбуждается волной основного типа

$$H_{10}(x, z) = H_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-ik_g z},$$

где H_0 – амплитуда, $k_g = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$ – постоянная распространения, после выполнения интегрирования в (4) получаем формулу для определения магнитного тока на апертуре щели:

$$J(s) = -\frac{i\omega}{k^2} H_0 F(kL_i) \times \frac{[\cos ks \cos(\pi L_{i(e)}/a) - \cos kL_{i(e)} \cos(\pi s/a)]}{Y^i(kL_i, \bar{Z}_S) + Y^e(kL_e, k_1 R)}, \quad (12)$$

где

$$F(kL_i) = 2 \cos \frac{\pi L_i}{a} \frac{\sin kL_i \cos \frac{\pi L_i}{a} - \left(\frac{\pi}{ka}\right) \cos kL_i \sin \frac{\pi L_i}{a}}{1 - (\pi/ka)^2} - \cos kL_i \frac{\sin \frac{2\pi L_i}{a} + \frac{2\pi L_i}{a}}{(2\pi/ka)},$$

а текущая координата $s = R\varphi'$ в системе сферических координат (при определении полей в пространстве вне сферы) и $s = x' - a/2$ в системе прямоугольных координат (при определении полей внутри волноводной секции).

Таким образом, построенное асимптотическое решение (12) интегрального уравнения (4) для магнитного тока в щели дает возможность дальнейшего нахождения как энергетических, так и пространственных характеристик излучения волноводно-щелевого излучателя рассматриваемой геометрии. Для коэффициента отражения (по полю) в волноводе получаем формулу в виде:

$$S_{11} = \left\{ \frac{1 - (k_g/k) \bar{Z}_S}{1 + (k_g/k) \bar{Z}_S} - \right. \quad (13)$$

$$\left. \frac{8\pi k_g F^2(kL_i)}{iabk [Y^i(kL_i, \bar{Z}_S) + Y^e(kL_e, k_1 R)]} \cdot \frac{1 + \bar{Z}_S^2}{1 + \frac{k_g}{k} \bar{Z}_S} \right\} e^{-2ik_g z}.$$

Коэффициент излучения (по мощности) антенны равен:

$$|S_\Sigma|^2 = \frac{P_\Sigma}{P_{10}} = \frac{|E_0|^2}{2} \text{Im} \tilde{Y}^e, \quad (14)$$

где P_Σ – средняя мощность, излучаемая через апертуру щели (поток вектора Умова-Пойтинга через щель), P_{10} – подводимая мощность волны H_{10} , $\text{Im} \tilde{Y}^e$ – мнимая часть внешней проводимости щели.

Величину эквивалентной ширины щели d_e , согласно [24] рассчитываем по формуле $d_e \approx d \exp\left(-\frac{\pi h_e}{2d}\right)$, где $h_e = V^v / S_i$, V^v – объем полости щели, S_i – площадь внутренней апертуры щели, при выполнении условия $[(h + h_{\text{эм}})d / \lambda^2] \ll 1$, где $(h + h_{\text{эм}})$ – максимальный размер туннельной полости щели в радиальном направлении с уче-

том реальной толщины $h_{\text{эм}}$ импедансного покрытия торца волноводной секции.

Для определения мощности потерь P_σ в импедансном покрытии торца волноводной секции используем условие выполнения энергетического баланса $|S_{11}|^2 + |S_\Sigma|^2 + P_\sigma = 1$. Это условие будет также использоваться для проверки правильности реализации алгоритмов расчета энергетических параметров сферической щелевой антенны в случае мнимых значений поверхностного импеданса \bar{Z}_S , когда потери в импедансном элементе антенны отсутствуют и $P_\sigma = 0$.

Если в волноводной секции разместить на расстоянии H от торца щелевую резонансную диафрагму (длина щели $2L_d$, ширина – d_d , толщина – h_d , положение – y_{0d}), то в волноводном тракте образуется проходной резонатор в общем случае с размерами $\{a_r \times b_r \times H\}$. В этом случае импедансное покрытие может наноситься на поверхность диафрагмы, обращенную к источнику падающей волны. Тогда коэффициент отражения данной структуры будет определяться выражением [25]:

$$S_{11} = \left\{ 1 - \frac{8\pi k_g F^2(kL_d)}{iabk^3} \times \right. \quad (15)$$

$$\left. \times [Y^e(k_1 L_e, k_1 R) + Y^r(kL_i, kH)] / \right.$$

$$\left. / [(Y^i(kL_d, \bar{Z}_S) + Y^r(kL_d, kH)) \times \right.$$

$$\left. \times (Y^e(k_1 L_e, k_1 R) + Y^r(kL_i, kH)) - \right.$$

$$\left. - Y^r(kL_{di}) Y^r(kL_{id}) \right\} e^{-i2k_g z}.$$

Здесь $Y^i(kL_d, \bar{Z}_S)$ вычисляется по формуле (11),

$$k_x = \frac{m\pi}{a\{a_r\}}, k_y = \frac{n\pi}{b\{b_r\}}, k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2},$$

$$Y^r(kL_{d(i)}, kH) = \frac{4\pi}{a_r b_r} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} \coth k_z H \times \quad (16)$$

$$\times \cos k_y y_{d(i)} \cos k_y (y_{d(i)} + d_{d(i)}/4) g^2(kL_{d(i)}),$$

$$Y^r(kL_{d(i)d}) = \frac{4\pi}{a_r b_r} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} \text{sh} k_z H \times \quad (17)$$

$$\times \cos k_y y_{0d(i)} \cos k_y (y_{0d(i)} + d_{i(d)}/4) \times g(kL_d) g(kL_i).$$

2. ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Установленное в итоге решения распределение магнитного тока в щели (12) позволяет рассчитать и электродинамические характеристики антенны в пространстве вне сферы. Согласно рассмотренной ранее модели сферической поверхностной антенны (рис. 1, в) ее полное поле излучения будет определяться двумя компонентами магнитного вектора Герца $\Pi_{e0}^m(r, \theta, \varphi)$ и

$\Pi_{e\varphi}^m(r, \theta, \varphi)$ (9). При этом в формулы (9) необходимо подставить найденное распределение тока $J(s) = J(R\varphi')$ в виде (12). Тогда выражения для компонентов полного поля излучения сферической поверхностной антенны будут иметь вид:

$$\begin{aligned}
 E_{er}(r, \theta, \varphi) &= -\frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} Q_n(r) \times \\
 &\times \left(\frac{FC_0(\varphi)}{2C_{n0}} P_n(\cos\theta) \frac{dP_n(\cos\theta')}{d\theta'} \Big|_{\theta'=\pi/2} + \right. \\
 &\left. + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{FC_m(\varphi)}{C_{nm}} P_n^m(\cos\theta) \Phi_n^m \right); \\
 E_{e\theta}(r, \theta, \varphi) &= \frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{(2-\delta_{0m}) Q_n^*(r) FC_m(\varphi)}{2n(n+1)C_{nm}} \times \\
 &\times \left[m^2 \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m + \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m \right]; \\
 E_{e\varphi}(r, \theta, \varphi) &= -\frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \frac{m Q_n^*(r) FS_m(\varphi)}{n(n+1)C_{nm}} \times \\
 &\times \left[\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} F_n^m + \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \Phi_n^m \right]; \\
 H_{er}(r, \theta, \varphi) &= -\frac{1}{i\omega\mu_1 r^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left\{ \frac{m FS_m(\varphi)}{C_{nm}} \times \right. \\
 &\times \left. \left(Q_n^*(r) - 2Q_n(r) \right) P_n^m(\cos\theta) F_n^m \right\}; \\
 H_{e\theta}(r, \theta, \varphi) &= \frac{k_1^2}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left\{ \frac{Q_n(r) m FS_m(\varphi)}{n(n+1)C_{nm}} \times \right. \\
 &\times \left. \left[\frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \Phi_n^m + \left(1 - \frac{n(n+1)}{(k_1 r)^2} \right) \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} F_n^m \right] \right\}; \\
 H_{e\varphi}(r, \theta, \varphi) &= \frac{k_1^2}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left\{ \frac{Q_n(r) FC_m(\varphi)}{2n(n+1)C_{nm}} \times \right. \\
 &\times \left[(2-\delta_{0m}) \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m + \right. \\
 &\left. \left. + 2m^2 \left(1 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right) \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m \right] \right\},
 \end{aligned} \tag{18}$$

где

$$Q_n^*(r) = \frac{\partial}{\partial r} (r Q_n(r)) = \frac{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 r) - k_1 r h_{n+1}^{(2)}(k_1 r)}{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 R) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R)}.$$

Отметим, что формулы (18) позволяют находить электромагнитные поля излучения на любом расстоянии от антенны, т. е. при произвольном $r \geq \tilde{R}$. Если внешняя однородная среда не характеризуется потерями и ϵ_1 является чисто действительной величиной, то для дальней зоны антенны ($r \gg \lambda$) формулы (18) упростятся, поскольку в них можно будет опустить слагаемые, пропорциональные множителям $1/r^2$ и $1/r^3$.

В качестве примера представим в явном виде выражения для составляющих магнитного поля излучения сферической антенны:

$$H_{er}(r, \theta, \varphi) = 0;$$

$$\begin{aligned}
 H_{e\theta}(r, \theta, \varphi) &= \frac{k_1^2}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \frac{Q_n(r) m FS_m(\varphi)}{n(n+1)C_{nm}} \times \\
 &\times \left[\frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \Phi_n^m + \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} F_n^m \right]; \\
 H_{e\varphi}(r, \theta, \varphi) &= \frac{k_1^2}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{Q_n(r) FC_m(\varphi)}{2n(n+1)C_{nm}} \times \\
 &\times \left[(2-\delta_{0m}) \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m + 2m^2 \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m \right].
 \end{aligned} \tag{19}$$

Учитывая, что для дальней зоны антенны выполняются соотношения $\tilde{k}_1 r \rightarrow \infty$ и $|\tilde{k}_1 r| \gg n$ и сферические функции Ханкеля второго рода могут быть заменены асимптотическим представлением $h_n^{(2)}(kr) \approx (i)^{n+1} \frac{e^{-ikr}}{kr}$, то в (19):

$$\begin{aligned}
 \tilde{Q}_n(r) &= \frac{e^{-k_1 r}}{k_1 r} \cdot \frac{(i)^{n+1}}{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 R) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R)}; \\
 \tilde{Q}_n^*(r) &= \frac{e^{-k_1 r}}{k_1 r} \cdot \frac{(i)^{n+1} (n+1 - ik_1 r)}{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 R) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R)}.
 \end{aligned}$$

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Сферическая антенна с идеально проводящими поверхностями. Достаточная точность и корректность реализации численного моделирования были подтверждены сравнением расчетных и экспериментальных данных. На рис. 2 представлено фото макета, который был изготовлен для проведения экспериментальных исследований и имеет следующие геометрические параметры: $R=50$ мм, $2L_i=18$ мм, $d=1.5$ мм, $a=23$ мм, $b=10$ мм. При этом расчетные величины эффективной толщины внутренней полости щели и эффективной ширины щели составляют соответственно $h_e=0.1$ мм и $d_e=1.35$ мм.



Рис. 2. Макет щелевой сферической антенны

Полученные экспериментальные значения для модуля коэффициента отражения в волноводе $|S_{11}|$ и излученной мощности антенны $|S_{\Sigma}|^2$ представлены кружками на рис. 3. Здесь же сплошными кривыми приведены расчетные диапазонные зависимости этих энергетических характеристик. Как видно, расчетные и экспериментальные данные достаточно удовлетворительно согласуются между собой. Максимум излучения антенны, близкий к единице, наблюдается на длине волны $\lambda \approx 37.5$ мм при длине щели $2L_i \approx 0.48\lambda$ (что соответствует $2L_e \approx 0.484\lambda$) и дифракционном радиусе сферы $kR=8.38$. Здесь максимум излучения обеспечивается ре-

жимом оптимального согласования сферической антенны с волноводным трактом. Несовпадение по длине волны расчетной и экспериментальной точек максимума излучения антенны может быть объяснено трудностью совмещения продольной оси щели с осью поперечного сечения волновода при изготовлении макетного образца. Необходимо отметить достаточно большую широкополосность исследуемого макета антенны. Так, отношение ширины рабочей полосы длин волн антенны по уровню половинной мощности излучения $\Delta\lambda \in [29.0; 42.5]$ мм к рабочей длине волны $\lambda \approx 37.5$ мм составляет $\approx 35\%$.

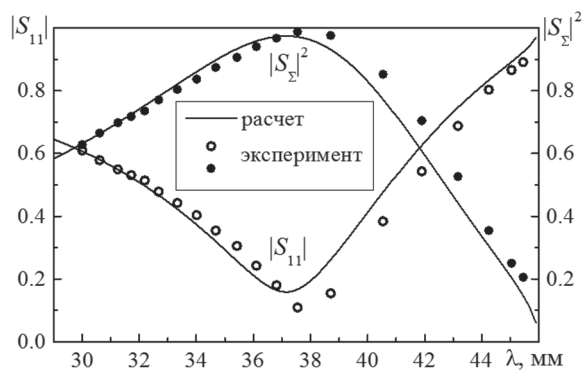


Рис. 3. Энергетические характеристики антенны-макета при $R=50$ мм, $2L_e=18$ мм, $d=1.5$ мм, $a=23$ мм, $b=10$ мм

Наблюдаемая закономерность уменьшения резонансной длины щели (определяемой по максимально достигнутому уровню излученной антенной мощности) по сравнению с половиной длины волны связан с влиянием как сферической формы рассеивателя, так и размера внутренней полости щели. В отличие от случая бесконечного экрана, где влияние на излучение щели его реальной толщины может быть исследовано непосредственно, в рассматриваемой задаче, при условии фиксации размеров поперечного сечения волновода, это оказывается невозможным. Действительно, в нашем случае изменение радиуса сферического рассеивателя одновременно влечет за собой и изменение размера внутренней полости щелевого излучателя. Поэтому представляет интерес исследование энергетических характеристик сферической антенны при варьировании радиуса сферы с целью определения электрических параметров антенны, обеспечивающих ее максимальное излучение на заданной длине волны диапазона одномодового режима возбуждающего волновода.

На рис. 4 представлены диапазонные зависимости энергетических характеристик щелевой сферической антенны при изменении радиуса сферы для волновода стандартного поперечного сечения $\{23 \times 10\}$ мм². Численные результаты моделирования позволили выявить следующие закономерности. Прежде всего, следует отметить, что подбором длины щелевого излучателя можно обеспечить максимальный уровень его излучения на любой заданной длине волны в диапазоне

одномодового режима волновода (исключая область, близкую к критической длине волны). Для малых радиусов сферы, например, в случае $\pi R/(2L_e) = 3$, резонансная длина щели близка к полуволновой $2L_e \approx 0.5\lambda$, а при увеличении радиуса возрастает ее укорочение. Максимальное уменьшение резонансной длины щели наблюдается для бесконечного экрана и соответствует длине щели порядка $2L_e \approx 0.48\lambda$. Ширина полосы коэффициента излучения антенны по уровню половинной мощности является максимальной также в случае бесконечного экрана и существенно сокращается при уменьшении радиуса сферы и рабочей длины волны. В окрестности резонанса сферической антенны применение приближения идеального экрана становится корректным уже для $kR \geq 10$. Однако вдали от резонанса, расчет диапазонных зависимостей энергетических характеристик сферической антенны не позволяет использовать приближение идеального экрана даже для достаточно больших радиусов сферы порядка $kR \approx 33$. Дополнительные расчеты показали, что удовлетворительную для практики точность моделирования сферических щелевых антенн при использовании проводимости щели в бесконечном экране можно получить для $kR \geq 50$. Отметим, что для других соотношений $d/(2L_e)$ (в рамках принятых ограничений на узость щели) все описанные тенденции сохраняются при изменении лишь численной оценки укорочения резонансной длины щели.

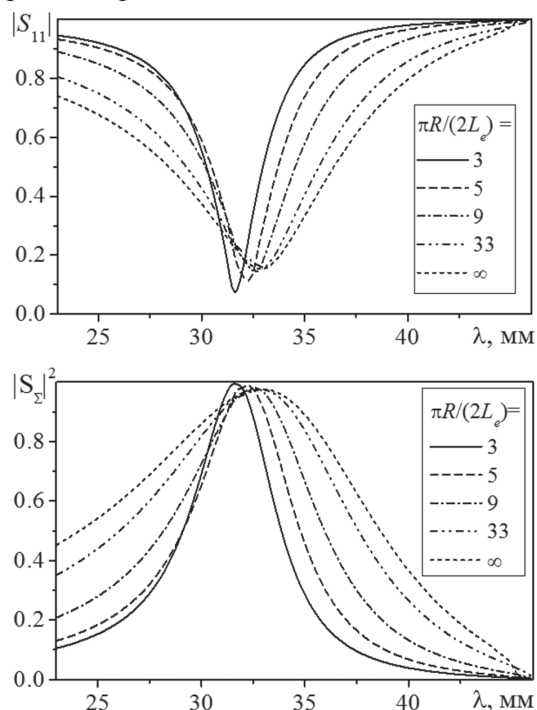


Рис. 4. Энергетические характеристики сферической антенны ($2L_e = 16$ мм, $d/(2L_e) = 0.05$) с волноводным трактом стандартного поперечного сечения $\{23 \times 10\}$ мм²

Для предложенной конструкции щелевой сферической антенны важным для практики является вопрос о возможности эффективного

применения волноводов с заниженной (по отношению к стандартной) высотой поперечного сечения b . На рис. 5 представлены расчетные диапазонные зависимости коэффициента излучения сферических антенн для волноводов с высотами $b = 5$ мм, $b = 7.5$ мм и $b = 10$ мм. Здесь зафиксировано значение дифракционного радиуса сферы $\pi R / (2L_e) = 3$ при сохранении остальных параметров, используемых в предыдущей серии расчетов. Как видно из графиков, уменьшение высоты прямоугольного волновода несколько уменьшает резонансную длину волны сферической антенны, и для обеспечения ее максимального излучения необходима корректировка длины щелевого элемента. Подобный вид имеют диапазонные зависимости для других радиусов сферы. Однако все закономерности, присущие сферической антенне с волноводом стандартного поперечного сечения, справедливы и для случаев использования волноводов с заниженной высотой поперечного сечения.

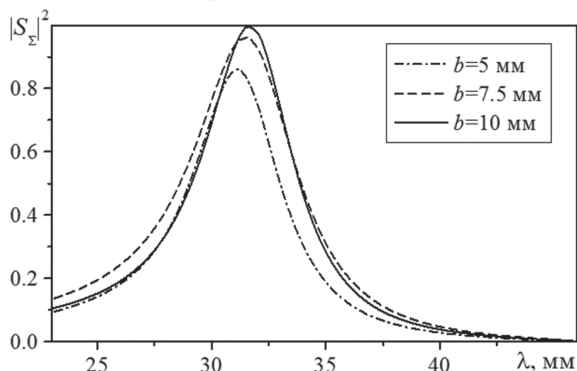


Рис. 5. Энергетические характеристики сферической антенны ($2L_e = 16$ мм, $\pi R / (2L_e) = 3$) с волноводным трактом стандартного и заниженного поперечного сечения $\{23 \times b\}$ мм²

Сферическая антенна с импедансным торцом волноводной секции. Как было отмечено выше, подбором длины щелевого излучателя можно обеспечить максимальный уровень его излучения на любой заданной длине волны в диапазоне одномодового режима волновода (исключая область, примыкающую к критической длине волны). При этом для малых радиусов сферы, например, $\pi R / (2L_e) = 3$, резонансная длина щели близка к полуволновой $2L_e \approx 0.5\lambda$, а при увеличении радиуса сферы возрастает ее укорочение. Поэтому для практических приложений оказывается важным вопрос: в каких пределах может быть обеспечена перестройка сферической антенны посредством изменения импеданса элемента покрытия? Для примера на рис. 6 представлены расчетные диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны со щелью, длиной $2L_e = 14$ мм, расположенной на сферах с радиусами $R = 10L_e / \pi$ и $R = 20L_e / \pi$. Волноводная секция антенного устройства имеет поперечное сечение $\{a \times b\} = 23 \times 10$ мм² и расчеты производились в диапазоне ее одномодового режима.

Как видно из рис. 6 рост величины \bar{Z}_S импедансного элемента приводит к смещению максимума излучаемой антенной мощности в длинноволновую часть диапазона. При этом рассматриваемый интервал изменения $\bar{Z}_S \in [0; i0,2]$ обеспечивает возможность широкой перестройки резонансной длины волны сферической антенны в пределах (30–35)% по отношению к случаю $\bar{Z}_S = 0$. Несмотря на то, что ширина диапазона перестройки составляет практически половину диапазона одномодового режима волноводной секции, величина коэффициента отражения антенны существенно не возрастает и уровень максимального коэффициента излучения не уменьшается. Таким образом, можно констатировать факт сохранения согласования антенны с питающим трактом во всем интервале перестройки рабочего диапазона длин волн. Отметим, что при увеличении радиуса сферы наблюдается тенденция незначительного сужения диапазона перестройки антенны (рис. 6, б). Также нужно указать, что ширина полосы излучения антенны по уровню половинной мощности (для любого значения \bar{Z}_S импедансного элемента) является максимальной в случае большого радиуса сферы и существенно сокращается при уменьшении радиуса сферы. С другой стороны, при увеличении радиуса сферы резонансная длина волны щели смещается сначала в длинноволновую часть диапазона ($\pi R / 2L_e = 5$), а затем – в коротковолновую ($\pi R / 2L_e = 10; 20$).

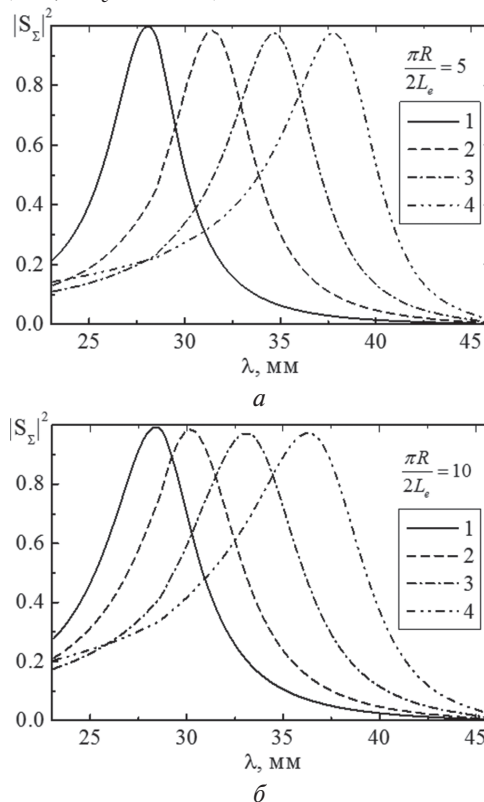


Рис. 6. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны при изменении значения мнимого импеданса: 1 – $\bar{Z}_S = 0$, 2 – $\bar{Z}_S = i0.01$, 3 – $\bar{Z}_S = i0.05$, 4 – $\bar{Z}_S = i0.2$

На рис. 7 представлен пример для анализа этих тенденций при фиксированных значениях длины щели $2L_e = 14$ мм и поверхностного импеданса покрытия $\bar{Z}_s = i0.05$.

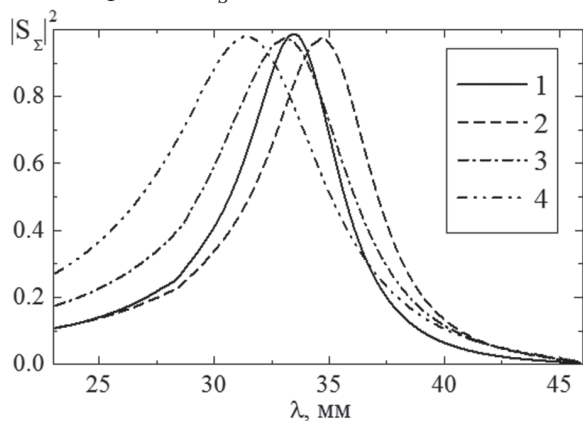


Рис. 7. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны в зависимости от радиуса сферы при $2L_e = 14$ мм, $\bar{Z}_s = i0.05$: 1 – $\pi R/2L_e = 3$, 2 – $\pi R/2L_e = 5$, 3 – $\pi R/2L_e = 10$, 4 – $\pi R/2L_e = 20$

Сферическая антенна с проходным резонатором в волноводном тракте. Конструктивное объединение резонаторов, обладающих ярко выраженными частотно-избирательными свойствами, со щелевыми излучателями обеспечивает широкие возможности формирования требуемых частотно-энергетических и пространственных характеристик антенн подобного типа [24].

На рис. 8 представлены зависимости коэффициента излучения по мощности $|S_\Sigma|^2$ от длины волны (частотные характеристики) в одномодовом диапазоне стандартного прямоугольного волновода ($a = 23.0$ мм, $b = 10.0$ мм) для системы «резонансная диафрагма – проходной резонатор – излучающая щель» при фиксированном радиусе сферы $R = 80/\pi$ мм. Параметры щелевой диафрагмы следующие: длина щели $2L_d = 2L_i$, ширина $d_d = d = 0.8$ мм, толщина $h_d = 1.0$ мм, положение $y_{0d} = b/8$.

Размещение в волноводном тракте проходного резонатора ($H = a/2$) существенно повышает добротность системы, при этом резонансная кривая обладает большой крутизной, а ее форма приближается к прямоугольной (рис. 8, а). Очевидно, что каскадное соединение нескольких проходных резонаторов приведет к еще большему изменению крутизны скатов частотной характеристики. Варьированием длины проходного резонатора ($H = 3a/4$, $H = 3a/2$) можно добиться максимального излучения (без учета конечной проводимости стенок) на двух или трех частотах в диапазоне H_{10} волны, причем форма основной резонансной кривой практически совпадает со случаем $H = a/2$ (рис. 8, а). Изменение длины щели и соответственно длины резонатора приводит к “перемещению” экстремумов частотных характеристик (практически

без изменения их формы) в ту или иную часть рабочего диапазона (рис. 8, б).

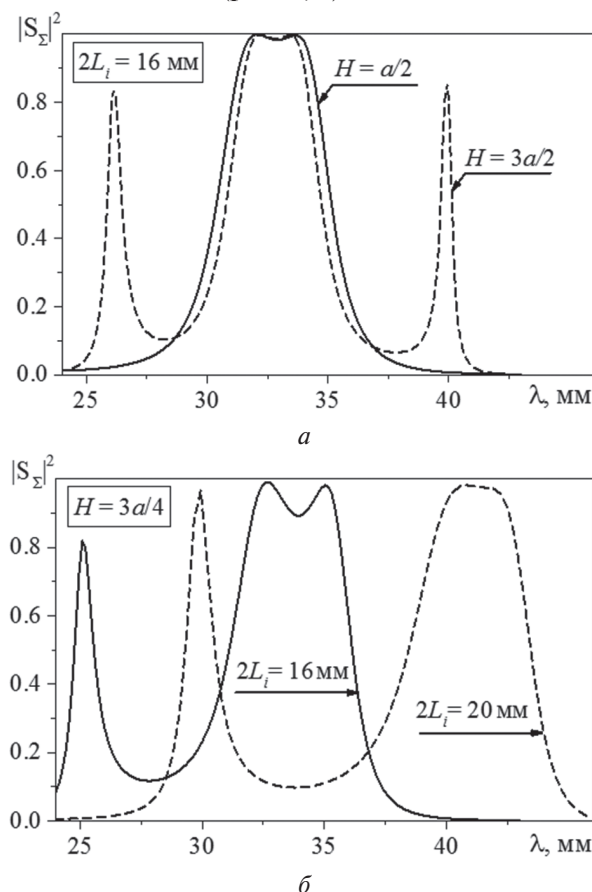


Рис. 8. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны с проходным резонатором

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обобщенным методом наведенных МДС решена задача об излучении электромагнитных волн в пространство вне идеально проводящей сферы через узкую щель, прорезанную в импедансном торце полубесконечного прямоугольного волновода (или резонатора). Особенностью решения задачи является использование понятия эквивалентной ширины щели, что позволяет исключить необходимость определения полей во внутренней полости щели, а также применение в качестве единственной базисной функции в методе наведенных МДС функциональной зависимости аналитического решения интегрального уравнения для тока в щели, предварительно полученного асимптотическим методом усреднения для задачи дифракции волн на поперечной щели, прорезанной в торце полубесконечного прямоугольного волновода и излучающей в полупространство над идеально проводящим экраном. Преимуществом решения задачи является использование двух разных локальных систем координат в сопрягаемых электродинамических объемах, что позволило найти поля в пространстве вне сферического рассеивателя и внутри волноводной секции с помощью соответствующих функций Грина.

Достоверность найденного решения подтверждена удовлетворительным согласованием расчетных и экспериментальных данных.

Представленные результаты могут быть непосредственно использованы при проектировании и разработке щелевых сферических антенн.

Авторы выражают глубокую благодарность Заслуженному деятелю науки и техники Украины, Почетному доктору Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина, Президенту Украинской национальной ассоциации «Антенны», Действительному члену Международного общества радиоинженеров (Life Fellow IEEE), соросовскому профессору, академику и члену президиума Академии наук прикладной радиоэлектроники, доктору технических наук, профессору **Шифрину Якову Соломоновичу** за постоянное внимание, содействие и поддержку наших научных исследований, за ценнейшие научные дискуссии, которые вдохновляют на дальнейший научный поиск.

Авторы от имени научного коллектива Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина искренне и сердечно поздравляют уважаемого и признанного во всем мире ученого в области радиофизики и прикладной электродинамики, прекрасного человека, человека широчайшей эрудиции, высокой культуры, чуткого и доброжелательного, человека с чувством высочайшей ответственности за судьбу украинской науки и ее интеграции в мировую научную среду, патриота Украины, **глубокоуважаемого Якова Соломоновича с 95-летием со дня рождения и 70-летием научно-педагогической деятельности!**

Человеку, посвятившему свою жизнь созданию и развитию научной школы радиофизиков, прошедшему тяжелый, но славный путь участника боевых действий в Великой Отечественной войне, ветерану Войны, ветерану Вооруженных Сил, награжденному многими орденами и медалями, наши искренние уважение и признательность!

Литература

- [1] *Резников Г. Б.* Антенны летательных аппаратов. – М.: Сов. радио, 1967. – 416 с.
- [2] *Schantz H.* Nanoantennas: a concept for efficient electrically small UWB devices // IEEE International Conference ICU 2005. – 2005. – P. 264–268.
- [3] *Ramo S., Whinnery J. R., Van Duzer T.* Fields and Waves in Communication Electronics, 3rd edition. – Wiley, 1994.
- [4] *Karr P. R.* Radiation properties of spherical antennas as a function of the location of the driving force // J. Res. Nat. Bur. Stand. – 1951. – Vol. 46. – P. 422–436.
- [5] *Mushiake Y., Webster R. F.* Radiation characteristics with power gain for slots on a sphere // IRE Trans. Antennas and Propagat. – 1957. – Vol. AP-5 – P. 47–55.
- [6] *Liepa V. V., Senior T. B. A.* Modification to the scattering behavior of a sphere by reactive loading // Proc. IEEE. – 1965. – P. 1004–1011.
- [7] *Lin C. C., Chen K. M.* Improved radiation from a spherical antenna by overdense plasma coating // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1969. – Vol. AP-17. – P. 675–678.
- [8] *Lin C. C., Chen K. M.* Radiation from a spherical antenna covered by a layer of lossy hot plasma // Proc. IEEE. – 1971. – Vol. 118. – P. 36–42.
- [9] *Towajj S. J., Hamid M. A. K.* Diffraction by a multilayered dielectric-coated sphere with an azimuthal slot // Proc. IEEE. – 1971. – Vol. 119. – P. 1209–1214.
- [10] *Пенкин Ю. М.* Исследование проводимости импедансной сферической щелевой антенны // Радиофизика и радиоастрономия. – 1998. – Т. 3, № 3. – С. 341–347.
- [11] *Jang S. O., Hyo J. E.* Radiation of a hertzian dipole in a slotted conducting sphere // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2009. – Vol. AP-57. – P. 3847–3851.
- [12] *Пенкин Ю. М., Катрич В. А.* Возбуждение электромагнитных волн в объемах с координатными границами. – Харьков: Факт, 2003. – 231 с.
- [13] *Gavris B.* Plane wave diffraction by a sphere loaded with a circular slot // Radiophys. Quant. Electron. – 1992. – Vol. 35. – P. 126–130.
- [14] *Rothwell E., Cloud M.* Natural frequencies of a conducting sphere with a circular aperture // J. of Electromagn Waves and Applicat. – 1999. – Vol. 13. – P. 729–755.
- [15] *Leung K. W.* Theory and experiment of a rectangular slot on a sphere // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1998. – Vol. MTT-46. – P. 2117–2123.
- [16] *Kwok W. L.* Rectangular and zonal slots on a sphere with a backing shell: theory and experiment // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2003. – Vol. AP-51. – P. 1434–1442.
- [17] *Пенкин Ю. М., Климович Р. И.* Собственные и взаимные проводимости щелевых излучателей на идеально проводящей сфере // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 75–80.
- [18] *Бердник С. Л., Пенкин Д. Ю., Катрич В. А., Пенкин Ю. М., Нестеренко М. В.* Использование концепции поверхностного импеданса в задачах электродинамики (75 лет спустя) // Радиофизика и радиоастрономия. – 2014. – Т. 19, № 1. – С. 57–80.
- [19] *Long S. A.* Experimental study of the impedance of cavity-backed slot antennas // IEEE Trans. Antennas and Propag. – 1975. – Vol. AP-23, No. 1. – P. 1–7.
- [20] *Гринев А. Ю., Котов А. Ю.* Машинный метод анализа и частичного параметрического синтеза резонаторно-щелевых структур // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1978. – Т. 21, № 2. – С. 30–35.
- [21] *Lee J. Y., Horng T. Sh., Alexopoulos N. G.* Analysis of cavity-backed aperture antennas with a dielectric overlay // IEEE Trans. Antennas and Propag. – 1994. – Vol. AP-42, No. 11. – P. 1556–1562.
- [22] *Кириленко А. А., Рудь Л. А., Сенкевич С. Л., Ткаченко В. И.* Электродинамический синтез и анализ широкополосных волноводных фильтров на резонансных диафрагмах // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1997. – Т. 40, № 11. – С. 54–62.
- [23] *Нестеренко М. В., Катрич В. А.* Метод наведенных магнитодвижущих сил для резонаторно-щелевых излучателей и ответствий связи // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2004. – Т. 47, № 1. – С. 12–20.

- [24] *Nesterenko M. V., Penkin Yuriy M., Katrich V. A., Berd-nik S. L Analytical and Hybrid Methods in Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamical Volumes* – New York: Springer Science+Business Media, 2008. – 146 p.
- [25] *Гарб Х. Л., Левинсон И. Б., Фридберг П. Ш. Учет толщины стенки в щелевых задачах электродинамики // Радиотехника и электроника. – 1968. – Т. 13, № 12. – С. 2152–2161.*
- [26] *Mitra R. Computer Techniques for Electromagnetics.* – Oxford-NY: Pergamon Press, 1973.

Поступила в редколлегию 18.02.2015



Бердник Сергей Леонидович, канд. физико-математических наук, старший научный сотрудник, доцент кафедры физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Научные интересы: теория электромагнетизма, теория волноводно-щелевых и импедансных вибраторных излучающих структур.



Катрич Виктор Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Научные интересы: теория электромагнетизма, задачи дифракции в прикладной электродинамике, теория волноводно-щелевых и импедансных вибраторных излучающих структур.



Нестеренко Михаил Васильевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник кафедры физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Научные интересы: теория электромагнетизма, теория тонких импедансных вибраторов, щелевых излучателей и отверстий связи электродинамических объемов.



Пенкин Юрий Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой фармакоинформатики Национального фармацевтического университета. Научные интересы: теория электромагнетизма, теория возбуждения электромагнитных волн в объемах с криволинейными координатными границами, теория информации в области фармации.

УДК 621.396.67

Електродинамічні характеристики щілинних сферичних випромінювачів / С.Л. Бердник, В.О. Катрич, М.В. Нестеренко, Ю.М. Пенкін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2015. – Том 14. – № 1. – С. 24–35.

У суворій самоузгодженій постановці розв'язано задачу про випромінювання електромагнітних хвиль із хвилевідної секції в простір над ідеальною провідною сферою. Випромінювання реалізоване через апертуру вузької щілини, прорізаної в торці (у загальному випадку з імпедансним покриттям) напівнескінченного прямокутного хвилеводу, у якому може бути розміщений щілинний прохідний резонатор. Чисельно досліджено вплив радіуса сфери, значення поверхневого імпедансу хвилевідної секції, а також розмірів резонатора на електродинамічні характеристики щілинного випромінювача.

Ключові слова: щілинний сферичний випромінювач, розподілений поверхневий імпеданс, щілинний прохідний резонатор, узагальнений метод наведених МРС.

Л.: 8. Бібліогр.: 26 найм.

UDC 621.396.67

Electrodynamical characteristics of slot spherical radiators / S.L. Berdnik, V.A. Katrich, M.V. Nesterenko, Yu.M. Penkin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2015. – Vol. 14. – № 1. – P. 24–35.

The problem of radiating electromagnetic waves from waveguide sections into space above a perfectly conducting sphere is solved using a rigorous self-consistent formulation. The radiation is implemented through the aperture of a narrow slot which has been cut through in an end-wall (generally with an impedance cover) of a semi-infinite rectangular waveguide in which a slot-hole transmission resonator can be disposed. Influence of the sphere radius, the value of the surface impedance of the waveguide section, as well as the resonator sizes upon the electrodynamic characteristics of a slot-hole radiator is numerically investigated.

Keywords: slot spherical radiator, distributed surface impedance, slot-hole transmission resonator, generalized method of induced MMF.

Fig.: 8. Ref.: 26 items.