

Оптимизация характеристик излучения электрически длинных продольных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода

В. А. Катрич, В. А. Лященко, С. Л. Бердник, С. В. Пшеничная

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

Статья поступила в редакцию 19 мая 2004 г.

Обобщенным методом наводимых магнитодвижущих сил проведены исследования диаграмм направленности, коэффициентов направленного действия, коэффициентов усиления и частотных характеристик электрически длинных продольных щелей, прорезанных в узкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода. Исследованы зависимости характеристик излучения щелевых антенн от геометрических размеров щелевых излучателей и величин диэлектрических проницаемостей диэлектриков, заполняющих полость щели и внешнее пространство. Расчеты проведены в одномодовом и многомодовом режимах работы волновода.

Узагальненим методом наведених магніторухливих сил досліджено діаграми спрямованості, коефіцієнти спрямованості, коефіцієнти підсилення та частотні характеристики електрично довгих поздовжніх щілин, прорізаних у вузькій стінці кінцевої товщини прямокутного хвилеводу. Досліджено залежності характеристик випромінювання щілинних антен від геометричних розмірів щілинних випромінювачів та величин діелектричних проникностей діелектриків, що заповнюють порожнину щілини і зовнішній простір. Розрахунки проведені в одномодовому та багатомодовому режимах роботи хвилеводу.

Введение

Излучатели в виде длинных узких щелей, расположенных в стенках прямоугольных волноводов или резонаторов, являются одной из наиболее простых и технологичных разновидностей антенн вытекающей волны. Первые работы по исследованию антенн бегущей волны относятся к 1939 году. Большое число конструкций применяемых на практике антенн этого типа представлено в работе [1].

Использование щелей в узкой стенке волновода позволяет создавать двумерные решетки с однолучевой диаграммой направленности (ДН), что является дополнительным преимуществом по сравнению с применением продольных щелей в широкой стенке.

Кроме упомянутой работы [1], в литературе отсутствуют какие-либо данные о других исследованиях длинных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода. Применяемый в [1] метод расчета (метод эквивалентных схем) является приближенным и не позволяет исследовать многопараметрические зависимости электродинамических характеристик антенн такого типа от геометрических и электрических параметров волноводного тракта и щелевого излучателя. При этом для нахождения ДН антенны амплитудное распределение априорно полагается экспоненциально спадающим вдоль щели, а фазовое распределение – линейным. Справедливость использования такого амплитудно-фазового распределения (АФР)

вызывает сомнения, она не доказывается ни экспериментально, ни теоретически, и, как следует из результатов наших работ [2, 3], такое распределение во многих случаях неправомерно.

Целью настоящей работы является решение внешней задачи для электрически длинных продольных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода с учетом толщины стенки волновода: исследование ДН, изучение зависимостей коэффициента направленного действия (КНД) и коэффициента усиления (КУ) от геометрических размеров щели и величин диэлектрических проницаемостей диэлектриков, заполняющих полость щели и внешнее пространство в диапазоне частот одномодового и многомодового режимов работы волновода.

Для расчета электродинамических характеристик электрически длинных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода предлагается применить обобщенный метод наводимых магнитодвижущих сил (МДС), использованный в работах [2, 3] при исследовании щелей в широкой стенке прямоугольного волновода. Основы его изложены в [4]. Метод МДС является численно-аналитическим методом, широко апробированным при решении краевых задач электродинамики и позволяющим достаточно строго провести исследования характеристик щелевых излучателей. Экспериментальные исследования [3] подтверждают правомерность и корректность применения данного метода для расчета внутренних и внешних задач электрически длинных волнооднощелевых антенн.

Постановка и решение задачи

Продольная щель длиной l и шириной d прорезана в узкой стенке толщиной t прямоугольного волновода с поперечным сечением $a \times b$. В общем случае объем волновода, полость щели и внешнее пространство заполнены идеальными диэлектриками с диэлектрическими проницаемостями ϵ^{in} , ϵ^v и ϵ^{ext} соответственно. Щели возбуждаются волной H_{10} , распространяющейся в волно-

воде, хотя размеры волновода могут допускать распространение высших типов волн.

Для нахождения касательной составляющей электрического поля в щели \vec{E} используем условия непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля на щели. Так как в задаче учитывается толщина стенки волновода, условие непрерывности записывается на поверхностях S_1 (волновод – щель) и S_2 (щель – внешнее пространство). Неизвестное поле \vec{E} согласно методу МДС представляем в виде разложения в ряд по линейнонезависимым вектор-функциям, удовлетворяющим на контуре щели краевым условиям, с неизвестными комплексными коэффициентами $V_p^{(1)}$, $V_q^{(2)}$ [4]:

$$\vec{E}^{(1)} = \sum_{p=1}^N V_p^{(1)} \vec{E}_p, \quad \vec{E}^{(2)} = \sum_{q=1}^N V_q^{(2)} \vec{E}_q, \quad (1)$$

где индексы (1), (2) соответствуют полям на поверхностях S_1 и S_2 .

Так как $l \gg d$, $d < \lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве, можно считать, что электрическое поле направлено поперек щели и постоянно в этом направлении. Тогда вектор-функции \vec{E}_p и \vec{E}_q имеют вид:

$$\vec{E}_p = \vec{y}^0 \frac{1}{d} \sin \frac{p\pi}{l} z, \quad \vec{E}_q = \vec{y}^0 \frac{1}{d} \sin \frac{q\pi}{l} z, \quad (2)$$

где y и z – координаты осей, направленных поперек и вдоль щели соответственно; \vec{y}^0 – единичный вектор.

Подставляя (1), с учетом (2), в условия непрерывности магнитного поля на поверхностях S_1 и S_2 получаем систему алгебраических уравнений относительно $V_p^{(1)}$ и $V_q^{(2)}$:

$$\begin{cases} \sum_{p=1}^N V_p^{(1)} (Y_{11,np}^{in} + Y_{11,np}^v) + \sum_{q=1}^N V_q^{(2)} Y_{12,nq}^v = F_n, & 1 \leq n \leq N; \\ \sum_{p=1}^N V_p^{(1)} Y_{21,mp}^v + \sum_{q=1}^N V_q^{(2)} (Y_{22,mq}^{ext} + Y_{22,mq}^v) = 0, & 1 \leq m \leq N; \end{cases}$$

где коэффициенты $Y_{\nu\mu, \xi\zeta}^{in, v, ext}$ – собственные ($\nu = \mu$) и взаимные ($\nu \neq \mu$), внутренние (“in”) и внешние (“ext”) проводимости между гармониками с индексами ξ и ζ функции распределения поля на щели, а также проводимости объема щели (“v”); F_n – парциальные магнитодвижущие силы [4]. Внешнюю проводимость находим как проводимость щели в бесконечном экране. Решение системы уравнений позволяет определить поля $\vec{E}^{(1)}$ и $\vec{E}^{(2)}$, а следовательно и электродинамические характеристики щелевой антенны: коэффициенты излучения и отражения, ДН, КНД, КУ.

Численные результаты

Проведенные исследования характеристик щелей в узкой стенке волновода в широких пределах значений: $l/\lambda = 2 \div 200$, $d/l = 0.0001 \div 0.2$, $t/\lambda = 0 \div 1.0$, показали, что как и в случае щели в широкой стенке, существуют две области значений $|V_p|$ в зависимости от номера p , которые связаны с отношениями l/λ и l/λ_g , λ_g – длина волны, распространяющейся в волноводе. Необходимо, прежде всего, учитывать гармоники с такими номерами m_{\max} и n_{\max} , для которых выполняются условия: $l \cong m_{\max} \lambda/2$ и $l \cong n_{\max} \lambda_g/2$. Гармоники, номера которых лежат вблизи m_{\max} и n_{\max} , также вносят свой вклад в распределение поля в щели, а функции с номерами $m \gg m_{\max}$ и $n \ll n_{\max}$ можно не учитывать [2, 3].

Таким образом, проанализировав соотношения между длиной щели l и длинами волн λ и λ_g , можно выбрать номера гармоник, которые необходимо учитывать для определения АФР поля в щели с требуемой точностью. Это позволяет модифицировать алгоритм и программу расчета параметров щелевого излучателя на ЭВМ, существенно понизить порядок решаемой системы линейных алгебраических уравнений и применить обобщенный метод МДС для исследования характеристик щелей длиной 100λ и более, а также для расчета системы электрически длинных щелевых излучателей.

Зависимости энергетических характеристик рассматриваемого излучателя от па-

раметров щели и волновода во многом схожи с аналогичными характеристиками излучателя, прорезанного в широкой стенке волновода [2, 3]. Зависимости коэффициента излучения щели $|S_\Sigma|^2$ от ее длины носят резонансный характер. Для очень узких щелей с $d/l \leq 0.001$ резонансы наблюдаются строго при значениях $l = p\lambda/2$. При этом коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2$ не превышает значения 0.5 даже для очень длинных щелей. В этом случае в (2) отличной от нуля является только одна функция распределения поля с соответствующим номером p . С ростом ширины d количество гармоник, необходимых для аппроксимации поля в щели, растет, добротность резонансных кривых уменьшается, а величина $|S_\Sigma|^2$ увеличивается, достигая значения 0.9 даже для щелей небольших длин ($l \approx 4\lambda$). Коэффициент отражения с ростом d уменьшается от величины близкой к 0.5 (для экспоненциально узких щелей) до значения меньше 0.05, так как происходит взаимная компенсация отраженных волн, обусловленных различными гармониками в распределении поля на щели.

Наблюдается слабая зависимость $|S_\Sigma|^2$ от расположения щелей на узкой стенке волновода. Изменения коэффициента излучения составляют не более $5 \div 10\%$. (Все дальнейшие результаты исследований приведены для щелей, расположенных в середине узкой стенки волновода с поперечным сечением $a \times b = 23 \times 10$ мм).

Таким образом, на основе продольной щели в узкой стенке волновода при соответствующих значениях l , d , и λ можно создать излучатель с коэффициентом излучения близким к 0.98 и с коэффициентом отражения не выше 0.02. Но подобная щель при почти 100 % мощности излучения не обязательно будет формировать “хорошую” ДН, то есть однолучевую ДН с низким уровнем боковых лепестков [2, 3].

Нужно отметить, что амплитудные распределения поля даже в щелях с $l > 30\lambda$ сильно осциллируют и совсем не похожи на описываемые зависимостями типа $\sim e^{-\alpha z}$, априори принимавшимися до сих пор при расчете характеристик таких излучателей [1].

Имеется два типа осцилляций: один тип связан с номером m_{\max} , а второй – обусловлен наличием двух областей в спектре амплитуд гармоник, приводящих к модуляции распределения поля в раскрыве излучателя. Диаграммы направленности электрически длинных щелей с $d \sim t$, прорезанных в узкой стенке одномодового волновода, имеют большой уровень боковых лепестков, в некоторых случаях наблюдается развал главного лепестка ДН. Если оставить неизменной электрическую длину щели l/λ и изменять d при фиксированных значениях λ и t , то наблюдается изменение формы ДН. Приемлемая диаграмма направленности (с максимальным уровнем боковых лепестков ниже -14 дБ) наблюдается только для очень узких щелей. Но узкие щели мало излучают. Более того, наилучшая ДН получается для таких значений l/λ , которые соответствуют минимальным значениям $|S_{\Sigma}|^2$. Таким образом, из результатов расчета следует, что длинные продольные щели, прорезанные в узкой стенке стандартной толщины t прямоугольного волновода, формируют диаграмму направленности с боковыми лепестками, уровни которых значительно превосходят боковые лепестки в ДН электрически длинной щели, прорезанной в широкой стенке прямоугольного волновода. В последнем случае, как показано в [2], удалось существенно уменьшить осцилляции в амплитудном распределении поля в щели путем смещения ее к середине волновода с одновременным увеличением ширины щели. Получить такой результат для исследуемых в настоящей работе щелей подобным образом невозможно ввиду слабой зависимости их характеристик излучения от положения в узкой стенке волновода.

Улучшить вид АФР и ДН можно проведя поиск оптимальных характеристик электрически длинных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода посредством выбора соотношений между длиной, шириной щели и толщиной стенки волновода, а также степенью заполнения и величинами диэлектрических проницаемостей диэлектриков: ϵ^{in} , ϵ^v и ϵ^{ext} .

В работе [5] отмечалось, что длинные продольные щели в волноводах с толстыми стенками являются антеннами, наиболее перспективными для миллиметрового диапазона волн. Но при этом применялась приближенная теория эквивалентных схем и реальная антенна заменялась бесконечно длинной щелью. В работах [2, 3] нами было показано, что выбором оптимальных значений толщины стенки волновода возможно существенно улучшить излучающие и направленные характеристики щелей, прорезанных в широкой стенке волновода. На рис. 1, а, б, в приведены соответственно зависимости коэффициентов излучения $|S_{\Sigma}|^2$, направленного действия D и усиления G для щелей с длиной $l = 2000$ мм при $\lambda = 32$ мм ($l/\lambda = 62.5$) от толщины t узкой стенки волновода. Параметром является ширина щели d . Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $d = 0.5, 1, 2$ мм. Для самой узкой щели ($d = 0.5$ мм) изменение толщины стенки от 0 до 20 мм ($t/\lambda = 0.64$) вызывает изменение коэффициента излучения от максимального значения $|S_{\Sigma}|^2 \approx 0.9$ до $|S_{\Sigma}|^2 \approx 0.2$ (кривая 1 на рис. 1, а). С увеличением ширины щели зависимость коэффициента излучения от толщины стенки становится более слабой. Например, для щели шириной $d = 2$ мм величина $|S_{\Sigma}|^2$ изменяется только от 0.995 до 0.95 (кривая 3 на рис. 1, а). С увеличением толщины стенки очень сильно изменяется КНД и, естественно, КУ. Минимальные значения КНД отмечаются для щелей, расположенных в стенках с малой толщиной t , и для исследуемых щелей КНД $\sim 50 \div 60$ при всех значениях ширины щели d (рис. 1, б). Путем увеличения толщины стенки волновода можно в несколько раз повысить КНД щелевого излучателя. Так, например, для щели шириной $d = 1$ мм при толщине стенки $t = 10.6$ мм КНД возрастает до 238. Зависимость КУ от толщины стенки (рис. 1, в) наглядно иллюстрирует, какими нужно выбирать значения d и t при заданной величине l для создания антенны с максимально возможным излучением и минимальной величиной боковых лепестков.

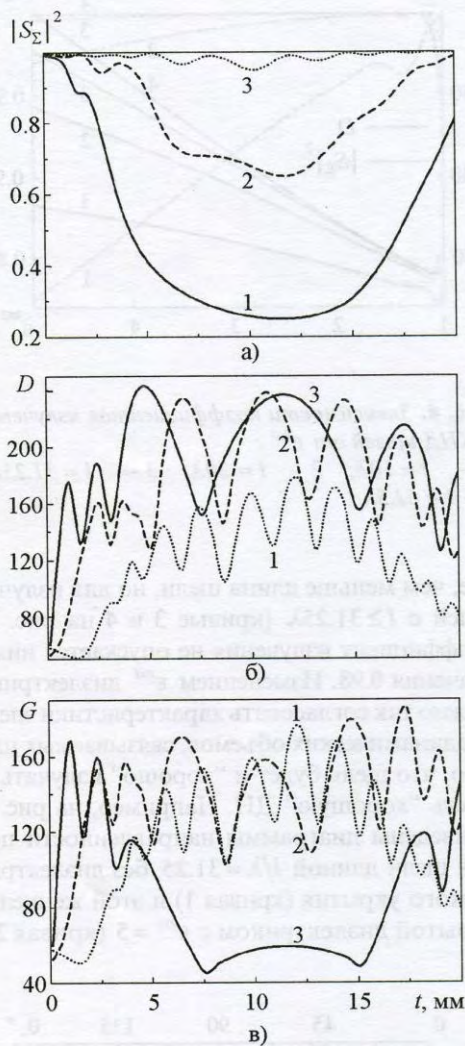


Рис. 1. Зависимости КНД (а), коэффициентов излучения (б) и КУ (в) щелей ($l = 2000$ мм) от толщины стенки волновода: 1 – $d = 0.5$ мм; 2 – $d = 1$ мм; 3 – $d = 2$ мм

На рис. 2 кривой 1 представлена ДН антенны с размерами, выбранными согласно зависимостям, приведенным на рис. 1, в ($l = 2000$ мм, $d = 1$ мм, $t = 15$ мм), и для сравнения приведена ДН антенны с $t = 1$ мм (кривая 2).

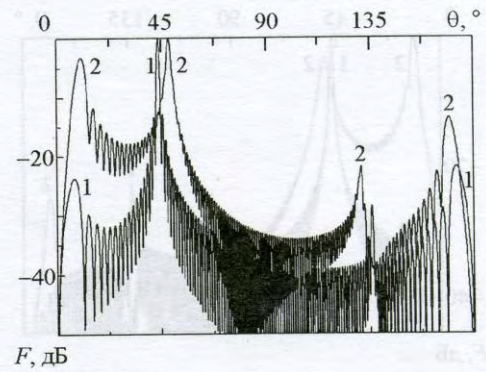


Рис. 2. ДН щелей ($l = 2000$ мм, $d = 1$ мм): 1 – $t = 15$ мм; 2 – $t = 1$ мм

Если увеличить толщину стенки волновода по каким-либо причинам невозможно или сложно технически, то тогда поиск оптимальных внутренних и внешних характеристик щелевого излучателя может быть осуществлен выбором величин диэлектрических проницаемостей диэлектриков, заполняющих волновод, полость щели и внешнее пространство. Проведенные нами ранее исследования характеристик щелей длиной $l = (0.3 \div 0.7)\lambda$ показали, что полное или частичное заполнение полости щели или волновода диэлектриком с $\epsilon \neq 1$ приводит к существенному изменению частотно-энергетических параметров щелевого излучателя и, изменяя степень заполнения электродинамических объемов диэлектриком и величину ϵ , их можно значительно улучшить. В случае расположения щелей в стандартных волноводах наиболее рациональным является помещение диэлектрика в полость самой щели, так как масса вводимого диэлектрика при этом небольшая. На рис. 3 приведена ДН щели с $l/\lambda = 100$ ($\lambda = 32$ мм), $d = 2$ мм, заполненной идеальным диэлектриком с $\epsilon^v = 2.4$, (кривая 1). ДН полой щели с такими же размерами представлена на рисунке кривой 2. Введением диэлектрика удастся уменьшить уровень боковых лепестков и ширину ДН, что приводит к увеличению КНД в несколько раз (для полой щели КНД = 75,

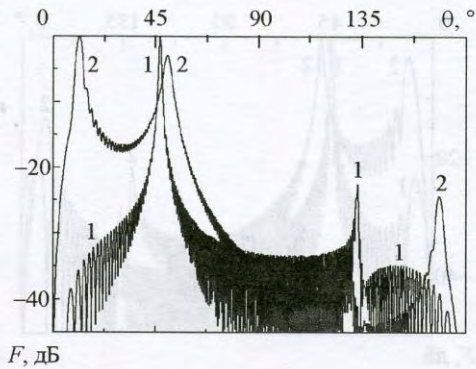


Рис. 3. ДН щелей ($l = 100\lambda$):
1 - $\epsilon^v = 2.4$; 2 - $\epsilon^v = 1$

для щели, заполненной диэлектриком, КНД = 218). Коэффициент излучения при этом близок к единице.

Внешние диэлектрические укрытия щели в виде одного или более слоев конечной толщины различных диэлектриков также приводят к изменению характеристик излучения. В работе [6] показано, что характеристики излучения из щели, укрытой слоем диэлектрика толщиной $h > 0.5\lambda_e$ (λ_e – длина волны, распространяющейся в пространстве, заполненном диэлектриком с проницаемостью ϵ^{ext}), практически не отличаются от характеристик излучения антенны в пространство, полностью заполненное диэлектриком с ϵ^{ext} . (Поверхностные волны, возникающие на границах диэлектрических слоев, в работе [6] не учитывались). В этой связи влияние величины ϵ^{ext} на характеристики электрически длинных щелей оценивалось в приближении полного заполнения внешнего пространства диэлектриком.

На рис. 4 представлены коэффициенты излучения и КНД щелевых излучателей с различной длиной (кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $l = 10\lambda, 20\lambda, 31.25\lambda, 62.5\lambda$) в зависимости от величины ϵ^{ext} для случая $\epsilon^v = \epsilon^m = 1, t = 1$ мм, $\lambda = 32$ мм, $d = 2$ мм. Видно, что с возрастанием ϵ^{ext} от 1.25 до 5 КНД увеличивается в несколько раз. Коэффициент излучения уменьшается и тем силь-

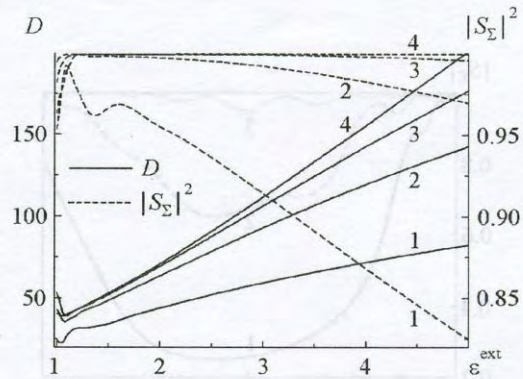


Рис. 4. Зависимости коэффициентов излучения и КНД щелей от ϵ^{ext} :
1 - $l = 10\lambda$; 2 - $l = 20\lambda$; 3 - $l = 31.25\lambda$;
4 - $l = 62.5\lambda$

нее, чем меньше длина щели, но для излучателей с $l \geq 31.25\lambda$ (кривые 3 и 4 на рис. 4) коэффициент излучения не опускается ниже значения 0.98. Изменением ϵ^{ext} диэлектрика можно так согласовать характеристики электродинамических объемов, связываемых щелью, что щель будет и “хорошо” излучать и иметь “хорошую” ДН. Например, на рис. 5 приведены диаграммы направленности поллой щели длиной $l/\lambda = 31.25$ без диэлектрического укрытия (кривая 1) и этой же щели, укрытой диэлектриком с $\epsilon^{ext} = 5$ (кривая 2).

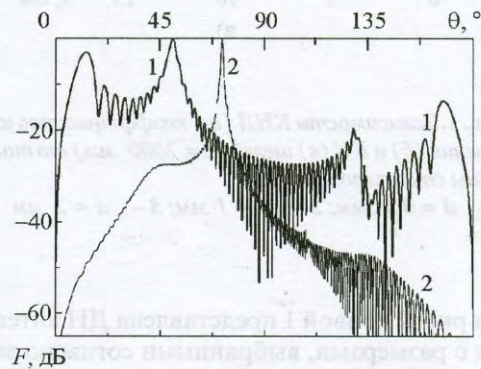


Рис. 5. Диаграммы направленности щелей ($l = 31.25\lambda$): 1 - $\epsilon^{ext} = 1$; 2 - $\epsilon^{ext} = 5$

Щель, укрытая диэлектриком, имеет существенно лучшую форму ДН, КНД увеличился в 4.1 раза. При этом коэффициент излучения щели $|S_{\Sigma}|^2 = 0.995$. Заполнение внешнего пространства диэлектриком с $\epsilon^{ext} \neq 1$ приводит к отклонению максимума диаграммы направленности в сторону нормали к поверхности щели по сравнению со случаем, когда $\epsilon^{ext} = 1$. Изменение положения главного максимума можно объяснить уменьшением длины волны, распространяющейся в пространстве, заполненном диэлектриком. Согласно приближенной формуле $\cos\theta_{max} \cong \lambda_e/\lambda_g$ направление главного максимума ДН должно приближаться к нормали антенны.

Решение задачи повышения КНД и КУ волноводно-щелевого излучателя возможно также путем одновременного заполнения полости щели и пространства над щелью диэлектриками. Зависимости КНД и КУ щели длиной $l=1000$ мм ($l/\lambda = 31.25$), $d=2$ мм, $t=1$ мм от величины ϵ^v при фиксированных значениях $\epsilon^{ext} = 3$ (кривые 1), $\epsilon^{ext} = 5$ (кривые 2), $\lambda = 32$ мм приведены на рис. 6. На рис. 7 показаны ДН этой же щели для случая, когда $\epsilon^v = 3.3$, $\epsilon^{ext} = 5$, при $\lambda = 32, 24, 41$ мм (кривые 1, 2, 3 соответственно). ДН, представленная кривой 1 на рис. 7, име-

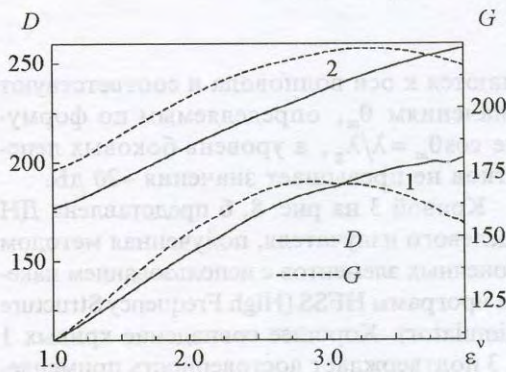


Рис. 6. Зависимости КНД и КУ щели ($l = 31.25\lambda$), укрытой диэлектриком, от величины диэлектрической проницаемости диэлектрика, заполняющего полость щели:
1 – $\epsilon^{ext} = 3$; 2 – $\epsilon^{ext} = 5$

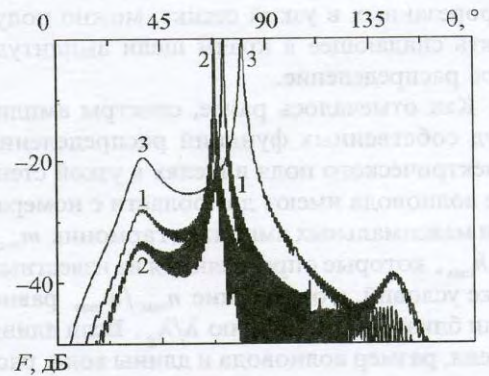


Рис. 7. ДН щели ($l = 1000$ мм, $\epsilon^v = 3.3$, $\epsilon^{ext} = 5$):
1 – $\lambda = 32$ мм; 2 – $\lambda = 24$ мм; 3 – $\lambda = 41$ мм

ет ширину главного лепестка такую же, как и антенна с размерами в два раза большими при $\epsilon^v = \epsilon^{ext} = \epsilon^{in} = 1$. Но последняя имеет недопустимо большой уровень боковых лепестков. Таким образом, введение диэлектриков в объемы V^{ext} и V^v позволяет на основе электрически длинной продольной щели создать антенну с оптимальными характеристиками и направленными характеристиками. В диапазоне длин волн с двукратным перекрытием ($\lambda = 24$ мм, $\lambda = 41$ мм) ДН практически не ухудшается.

Исследование энергетических характеристик электрически длинных щелей в узкой стенке волновода в полосе частот показало, что можно выделить еще один тип щелевых антенн, принципиально отличающийся от рассмотренных выше. В длинных продольных щелях, прорезанных в узкой стенке волновода и возбуждаемых бегущей в волноведущей системе волной, можно получить амплитудное распределение, спадающее к краям щели. Такой тип антенн уже был рассмотрен в нашей работе [3], в которой исследовались длинные продольные щели, расположенные в широкой стенке прямоугольного волновода. Так как закономерности возбуждения щелей и формирования ими полей в дальней зоне одинаковы для излучателей в широкой и узкой

стенках, очевидно, что и в длинных щелях, прорезанных в узкой стенке, можно получить спадающее к краям щели амплитудное распределение.

Как отмечалось ранее, спектры амплитуд собственных функций распределения электрического поля в щелях в узкой стенке волновода имеют две области с номерами максимальных амплитуд гармоник m_{\max} и n_{\max} , которые определяются из известных уже условий, а отношение n_{\max}/m_{\max} равно или близко к отношению λ/λ_g . Если длина щели, размер волновода и длины волн, распространяющихся в волноводе и в свободном пространстве, таковы, что номера m_{\max} и n_{\max} располагаются рядом, т. е. две области сливаются в одну, тогда амплитудное распределение, представляемое таким набором гармоник, оказывается спадающим к краям щели. Например, для щели с $l = 3\lambda$ при $\lambda/\lambda_g = 0.717$ основной вклад в АФР создают собственные функции (2) с номерами 4, 5, 6, 7. Но такая ситуация характерна для щелей небольшой длины. Для электрически длинных щелей одну область в спектре амплитуд собственных функций можно реализовать сближением λ_g и λ , т. е. $\lambda/\lambda_g \rightarrow 1$ и $n_{\max} \rightarrow m_{\max}$. Это можно осуществить, во-первых, путем уменьшения рабочей длины волны для данного волновода, а во-вторых, изменением критической длины волны, т. е. изменением поперечных электрических размеров волновода. Последнее означает работу щелевого излучателя в многомодовом волноводе. На рис. 8, а, б приведены соответственно амплитудные распределения и ДН щелей, прорезанных в узкой стенке прямоугольного волновода с толщиной стенок $t = 1$ мм. Параметры исследуемых щелевых антенн: $l/\lambda = 3.3$, $d/l = 0.02$, $\lambda = 30$ мм (кривые 1) и $l/\lambda = 30$, $d/l = 0.017$, $\lambda = 10.1$ мм (кривые 2). Амплитудные распределения в обеих антеннах – спадающие к краям апертуры с небольшими осцилляциями. Количество осцилляций равно количеству полуволн волны, распространяющейся в свободном пространстве. С ростом величины l/λ максимумы диаграмм направленности прижи-

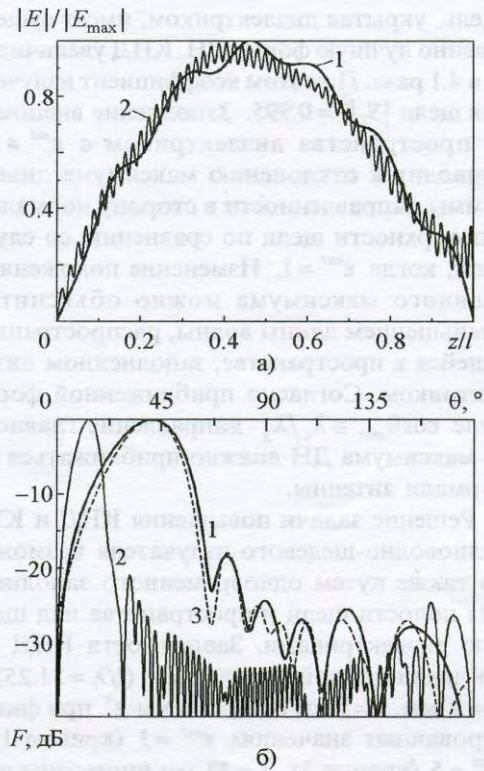


Рис. 8. Амплитудные распределения электрического поля (а) и ДН (б) щелей:
 1 – $l = 3.3\lambda$, $\lambda = 30$ мм; 2 – $l = 30\lambda$, $\lambda = 10.1$ мм;
 3 – рассчитана с использованием пакета HFSS для $l = 3.3\lambda$, $\lambda = 30$ мм

маются к оси волновода и соответствуют значениям θ_m , определяемым по формуле $\cos\theta_m = \lambda/\lambda_g$, а уровень боковых лепестков не превышает значения -20 дБ.

Кривой 3 на рис. 8, б представлена ДН щелевого излучателя, полученная методом конечных элементов с использованием пакета программ HFSS (High Frequency Structure Simulator). Хорошее совпадение кривых 1 и 3 подтверждает достоверность применяемого в настоящей работе метода расчета.

На рис. 9 показана заштрихованная область, в которой соотношения между длиной щели в узкой стенке волновода, длиной волны в волноводе и длиной волны в свободном пространстве таковы, что ре-

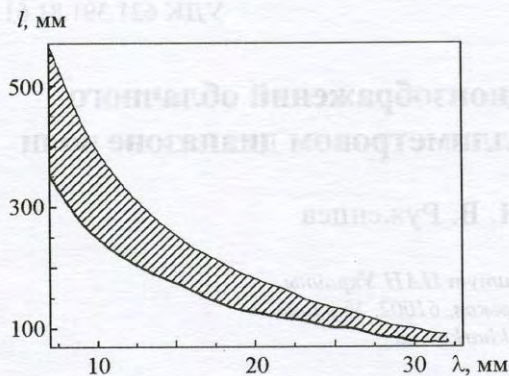


Рис. 9. Область длин волн и соответствующих длин щелей, в которой реализуется спадающее к краям щели амплитудное распределение поля

лизуется тип антенн со спадающим к краям амплитудным распределением (рис. 8, а). Щель шириной $d = 5$ мм расположена в узкой стенке волновода с толщиной стенок $t = 1$ мм при $\epsilon^v = \epsilon^{ext} = \epsilon^{in} = 1$. Уровень боковых лепестков ДН в пределах заштрихованной области не превосходит -14 дБ.

Выводы

Таким образом, проведенные исследования показали возможность оптимизации электродинамических характеристик антенн, выполненных в виде электрически длинных продольных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода, путем соответствующего выбора соотношений между длиной и шириной щели, длиной волны в свободном пространстве и длиной волны в волноводе, толщиной стенки волновода, диэлектрическими проницаемостями диэлектриков, заполняющих полость щели и внешнее пространство.

Показано, что в продольных щелях, запитываемых бегущей волной в волноводе, при определенных соотношениях между длиной щели, длиной волны в волноводе и длиной волны в свободном пространстве возможно формирование спадающего к

краям щели амплитудного распределения поля, что позволяет существенно снизить уровень боковых лепестков ДН.

Литература

1. К. Уолтер. Антенны бегущей волны. Москва, Энергия, 1970, 448 с.
2. С. Л. Бердник, В. А. Катрич, В. А. Лященко, Н. А. Полуяненко. Радиофизика и электроника. 2001, **6**, №2-3, с. 247-251.
3. В. А. Катрич, В. А. Лященко, С. Л. Бердник. Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2003, **46**, №2, с. 51-60.
4. Я. Н. Фельд, С. Л. Бененсон. Антенно-фидерные устройства. Ч. 2. Москва, Изд-во ВВИА им. Жуковского, 1959, 551 с.
5. P. Lampariello, F. Frezza, H. Shigesawa, M. Tsuji, A. A. Oliner. IEEE Trans. Antennas Propag. 1998, **AP-46**, No. 7, pp. 1032-1041.
6. F. L. Whetten C. A. Balanis. IEEE Trans. Antennas Propag. 1996, **AP-44**, No. 8, pp. 1166-1171.

Optimisation of Radiation Characteristics of Electrically Lengthy Longitudinal Slots in the Narrow Wall of Rectangular Waveguide

V. A. Katrich, V. A. Lyaschenko, S. L. Berdник, and S. V. Pshenichnaya

The radiation patterns, directive gains, gain factors and frequency behavior of electrically lengthy longitudinal slots cut in a finitely thick narrow wall of rectangular waveguide are investigated by the generalized method of induced magnetomotive forces. The dependencies of slot antenna radiation patterns are studied against geometrical sizes of slot radiators and inductivities of the dielectrics filling the slot space and the environment space. The single-mode and multimode behavior of a waveguide has been calculated.