

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЧ

УДК 621 396 677.71

ЩЕЛЕВОЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ В КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ

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

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
4, пл. Свободы, Харьков, 61077, Украина
E-mail: Med.Nick.science@rambler.ru

Методом магнитодвижущих сил решена задача о характеристиках поперечной щели, прорезанной во внешнем проводнике коаксиальной линии, в широком диапазоне длин волн, включая многомодовый режим. Исследованы амплитуды пространственных гармоник в функции распределения тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности щели. Изучены зависимости коэффициентов излучения и отражения щели от ее размеров, геометрических параметров коаксиальной линии и величин диэлектрических проницаемостей диэлектриков, заполняющих внутреннюю и внешнюю области коаксиальной линии. Ил. 8. Табл. 3. Библиогр.: 13 назв.

Ключевые слова: поперечная щель, коаксиальная линия, основная волна, многомодовый режим, энергетические коэффициенты.

Для средств связи, устанавливаемых на наземном и подземном транспорте, особенно при работе в туннелях, шахтах, подземных сооружениях различного назначения, широко применяют излучающие кабели. Излучение из коаксиальных линий происходит вследствие того, что в ее внешнем проводнике прорезают систему отверстий или используют разреженную оплетку. Основным преимуществом таких систем является их широкополосность и малые габариты. Поэтому интерес к таким антеннам сохраняется уже в течение нескольких десятилетий.

Основные методы, применяемые при исследовании щелевых коаксиальных антенн:

- вариационный;
- моментов;
- операторный;
- эквивалентных схем и др.

Несмотря на большое число работ [1–9], многие вопросы, связанные с исследованием характеристик излучающего коаксиального кабеля, недостаточно изучены в литературе.

Прежде чем исследовать систему щелей, необходимо изучить основные характеристики одиночного излучателя, так как именно задача о возбуждении и излучении из одиночной щели является основой для создания многоэлементной антенной решетки.

1. Постановка задачи и ее решение.

В данной работе методом магнитодвижущих сил (МДС) [10], который хорошо зарекомендовал себя в задачах о щелях на прямоугольном волноводе, определяется поле в поперечной щели длиной l и шириной d , прорезанной во внешнем проводнике коаксиальной линии с идеально проводящей и бесконечно тонкой стенкой (рис. 1).

Рассмотрим узкую поперечную щель с $l > d$ и $d \ll \lambda$. Пусть источники находятся внутри фидера (область v^i), заполненного диэлектри-

ком без потерь с относительной диэлектрической проницаемостью ε^i . Щель, возбуждаемая этими источниками, излучает электромагнитные волны во внешнее пространство v^e с диэлектрической проницаемостью ε^e и изменяет поле в коаксиальной линии. Для нахождения касательной составляющей электрического вектора \vec{E} в щели воспользуемся условием непрерывности магнитных составляющих поля на поверхности щели, которое запишем в виде

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

где $\vec{H}_\tau^e \{\vec{E}\}$, $\vec{H}_\tau^i \{\vec{E}\}$ – поля, возбуждаемые щелью во внешней и внутренней областях по отношению к фидеру; \vec{H}_τ^0 – поле источников; \vec{E} – искомое значение касательной составляющей электрического поля в щели.

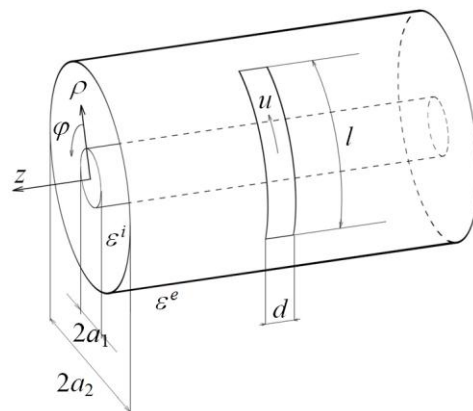


Рис. 1. Геометрия системы

Для решения (1) применим метод Галеркина, т. е. поле в щели представим в виде ряда

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

где \vec{E}_p – заданные на поверхности щели s линейно-независимые вектор-функции, удовлетворяющие на контуре щели краевым условиям (собственные функции отверстия); V_p – неизвестные комплексные амплитуды.

Подставляя ряд (2) в (1), после некоторых преобразований получим систему алгебраических уравнений относительно V_p :

$$\sum_{p=1}^N V_p Y_{pq} = F_q, \quad q=1,2,3,\dots,N, \quad (3)$$

где $Y_{pq} = Y_{pq}^e + Y_{pq}^i$ – собственные при $p=q$ и взаимные при $p \neq q$ частичные проводимости p -й и q -й гармоник функции распределения,

$$Y_{pq}^i = - \int_s \left[\vec{E}_q \vec{H}_\tau^i \left(\vec{E}_p \right) \right] d\vec{s},$$

$$Y_{pq}^e = \int_s \left[\vec{E}_q \vec{H}_\tau^e \left(\vec{E}_p \right) \right] d\vec{s}. \quad (4)$$

Верхние индексы i и e относятся соответственно к внутренней и внешней областям.

$$F_q = \int_s \left[\vec{E}_q \vec{H}_\tau^e \right] d\vec{s} - \quad (5)$$

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

Таким образом, для решения системы (3) необходимо определить в явном виде внутренние и внешние частичные проводимости, а также магнитодвижущую силу.

Найдем внутреннюю проводимость щели. Введем систему координат, как показано на рис. 1.

Вследствие малой ширины щели предполагаем, что электрическое поле в щели направлено поперек нее и не зависит от координаты z . Тогда векторные функции \vec{E}_p можно представить следующим образом:

$$\vec{E}_p = \vec{z}^0 \frac{1}{d} \sin \frac{p\pi}{l} u, \quad p=1,2,3,\dots, \quad (6)$$

где u – координата вдоль щели; \vec{z}^0 – орт.

При таком выборе собственных функций коэффициенты V_p приобретают смысл амплитуд напряжений соответствующих гармоник щели.

Для нахождения частичных внутренних проводимостей необходимо определить поле \vec{H}^i , возбуждаемое в коаксиальной линии p -й гармоникой поля в щели единичной амплитуды. Представим \vec{H}^i в виде разложения по ортонормированным векторным функциям коаксиальной линии с учетом основной волны типа T и высших волн E - и H -типов (в том числе и затухающих):

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

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

Первое слагаемое в выражении (7) – поле основной волны T -типа, для которой имеем:

$$\vec{H}_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln \frac{a_2}{a_1}}} \frac{1}{r} \vec{\varphi}^0. \quad (8)$$

Второе и третье слагаемые в выражении (7) представляют собой вклад в поле, возбужденное щелью в коаксиальной линии, волн E - и H -типов. Согласно теории возбуждения волноводов, развитой в работах [11, 12], \vec{H}_{gh} – градиентные собственные функции, \vec{H}_{ge} – поперечные вихревые функции, которые можно представить следующим образом:

$$\vec{H}_{gh} = \frac{1}{\chi_h} \nabla_\perp \psi_h, \quad \vec{H}_{ge} = \frac{1}{\chi_h} \left[\vec{z}^0 \nabla_\perp \psi_e \right], \quad (9)$$

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

$$\psi_e = C_e Z_{em}(\chi_e r) \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi}; \quad \psi_h = C_h Z_{hm}(\chi_h r) \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi},$$

$$Z_{em} = \frac{J_m(\chi_e r)}{J_m(\chi_e a_1)} - \frac{N_m(\chi_e r)}{N_m(\chi_e a_1)}; \quad Z_{hm} = \frac{J_m(\chi_h r)}{J'_m(\chi_h a_1)} - \frac{N_m(\chi_h r)}{N'_m(\chi_h a_1)}; \quad (10)$$

$$C_e = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi(1+\delta_{0m})} \sqrt{(a_2 Z'_{em}(\chi_e a_2))^2 - (a_1 Z'_{em}(\chi_e a_2))^2}};$$

$$C_h = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi(1+\delta_{0m})} \sqrt{\left(a_2^2 - \frac{m^2}{\chi_h^2}\right) (Z_{hm}(\chi_h a_2))^2 - \left(a_1^2 - \frac{m^2}{\chi_h^2}\right) (Z_{hm}(\chi_h a_1))^2}}; \quad (11)$$

$\delta_{0m} = \begin{cases} 1 & m=0, \\ 0 & m \neq 0; \end{cases}$ J_m, J'_m – функция Бесселя и ее производная; N_m, N'_m – функция Неймана и ее производная; χ_e, χ_h – критические волновые числа E - и H -типов волн соответственно, a_1 и a_2 – внутренний и внешний радиусы коаксиальной линии.

Неизвестные коэффициенты h_e, h_{gh} и h_{ge} находим из волноводных уравнений согласно работе [12]:

$$h_b'' + \gamma_{h,e}^2 h_b = -F_b, \quad (12)$$

где индекс b принимает значения: e, ge, gh . F_b определяется следующим образом: для T -волны $F_e = -i\omega\epsilon \oint \vec{E}_p [\vec{H}_e \vec{n}] dL$; для H -волн

$$F_{gh} = \frac{\gamma_n^2}{i\omega\mu} \oint \vec{E}_p [\vec{H}_{gh} \vec{n}] dL; \quad \text{для } E\text{-волн}$$

$$F_{ge} = -i\omega\epsilon \oint \vec{E}_p [\vec{H}_{ge} \vec{n}] dL; \quad \gamma_{h,e} = \sqrt{k^2 - \chi_{h,e}^2} - \text{ постоянная распространения волн } H\text{- и } E\text{-типов в коаксиальной линии; } k = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon^i}; \lambda_0 - \text{длина вол-}$$

ны в среде, относительная диэлектрическая проницаемость которой равна единице; L – контур, охватывающий поперечное сечение.

Определив поле, возбужденное щелью в коаксиальной линии, представляемое формулой (7) с учетом (8)–(12) и в соответствии с выражением (4), получаем собственную внутреннюю проводимость поперечной щели для случая $p = q$ в виде

$$Y_{pp}^i = \frac{-2i\omega\epsilon}{d\pi k^2 \ln \frac{a_2}{a_1}} \left(\frac{l}{p\pi a_2} \right)^2 \left(1 - e^{-ik \frac{d}{2}} \frac{\sin \frac{kd}{2}}{\frac{kd}{2}} \right) - \frac{4i}{\omega\mu d} \left(\frac{l}{p\pi a_2} \right)^2 \sum_{m,n} \frac{m^2}{\chi_{hmn}^2} C_{hmn}^2 (Z_{hm}(\chi_{hmn} a_2))^2 \frac{\cos^2 \frac{ml}{2a_2}}{\left[1 - \left(\frac{ml}{p\pi a_2} \right)^2 \right]^2} \left(1 - e^{i\gamma_{hmn} \frac{d}{2}} \frac{\sin \gamma_{hmn} \frac{d}{2}}{\gamma_{hmn} \frac{d}{2}} \right) - \frac{4i\omega\epsilon}{d} \left(\frac{l}{p\pi} \right)^2 \sum_{m,n} C_{emn}^2 (Z'_{em}(\chi_{emn} a_2))^2 \frac{1}{\gamma_{emn}^2} \frac{\cos^2 \frac{ml}{2a_2}}{\left[1 - \left(\frac{ml}{p\pi a_2} \right)^2 \right]^2} \left(1 - e^{i\gamma_{emn} \frac{d}{2}} \frac{\sin \gamma_{emn} \frac{d}{2}}{\gamma_{emn} \frac{d}{2}} \right). \quad (13)$$

В работе [13] приведено выражение для собственной внешней проводимости одиночной щели в цилиндре в предположении полуволновой аппроксимации поля на ее поверхности. В нашей работе касательная составляющая электрического

поля на щели представляется в виде ряда (3), т. е. необходимо иметь как собственную Y_{pp}^e , так и взаимную по гармоникам Y_{pq}^e проводимости.

Проводимость Y_{pp}^e имеет вид

$$Y_{pp}^e = \frac{2i\sqrt{\epsilon^e}}{\pi^3 \rho_0} \left(\frac{2l}{p\pi a_2} \right)^2 \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m \frac{\cos^2 \frac{ml}{2a_2}}{\left[1 - \left(\frac{ml}{p\pi a_2} \right)^2 \right]^2} \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{\alpha |H_m(k\alpha)|^2} - \frac{m^2(\alpha^2 - 1)}{(ka_2)^2 \alpha^3 |H'_m(ka_2\alpha)|^2} \right] \times \left(kd - \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - 1}} + \frac{e^{-\sqrt{\alpha^2 - 1} kd}}{\sqrt{\alpha^2 - 1}} \right) \frac{d\alpha}{(kd)^2 (\alpha^2 - 1)}, \quad (14)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon^e}; \quad \rho_0 = 120\pi \text{ Ом}; \quad \epsilon_m = \begin{cases} 1 & m=0, \\ 2 & m \neq 0. \end{cases}$$

Окончательные выражения для взаимных по гармоникам проводимостей (внутренние и внешние) не приводим ввиду их громоздкости.

Магнитодвижущую силу F_p определяем в предположении, что в коаксиальную линию поступает единичная мощность и при условии, что поперечная щель возбуждается основной волной типа T .

Подставив поле H_τ^0 [10] в выражение (5), получаем F_p в виде

$$F_p = \frac{2i}{\sqrt{\pi\rho\ln\frac{a_2}{a_1}}} \frac{l}{p\pi a_2} \frac{\sin\frac{kd}{2}}{\frac{kd}{2}} \sin\frac{p\pi}{2}. \quad (15)$$

Определив внутреннюю и внешнюю проводимости и магнитодвижущую силу, получаем коэффициенты V_p и затем находим распределение электрического поля в щелевом излучателе. Выражения для коэффициентов отражения Γ_1 и излучения $|\Gamma_\Sigma|^2$ с учетом распределения электрического поля в щели (2) имеют вид

$$\Gamma_1 = -\frac{1}{4} \sum_p^M V_p F_p; \quad (16)$$

$$|\Gamma_\Sigma|^2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_p^M \sum_q^N V_p V_q^* Y_{pq}^e. \quad (17)$$

Прежде чем проводить численный анализ параметров щелевого излучателя, отметим, что при распространении в коаксиальной линии волны типа T в щели возбуждаются только нечетные пространственные гармоники.

2. Анализ результатов расчета. По приведенным выше формулам рассчитывались параметры поперечных щелей, прорезанных во внешнем проводнике коаксиальных линий с различными значениями радиусов (внутреннего a_1 и внешнего a_2) и с различными отношениями a_2/a_1 (табл. 1, все размеры коаксиальных линий были взяты из литературных источников).

Исследования проводились при различных относительных проницаемостях диэлектриков, расположенных внутри коаксиального кабеля ε^i и вне его – ε^e . Длина щели l и ширина ее d варьировались так, что отношения $\frac{l}{L}$ были равными 0,3...0,9 (L – периметр экрана), а отношения $\frac{d}{l} < 0,2$; $\frac{d}{\lambda} < 0,1$. Исследования характеристик щелевого излучателя проводились в широкой полосе длин волн, причем как в режиме распространения только волны типа T , так и при возникновении в линии передачи высших типов E и H волн, (но щель возбуждалась только основной волной типа T).

Таблица 1

Резонансная длина щелевых излучателей в коаксиальных линиях различных размеров

a_2 , мм	12				20,65				0,6			
a_1 , мм	8	6	2,5	1	15	10	8	3	0,4	0,3	0,2	0,1
a_2/a_1	1,5	2	4,8	12	1,38	2,065	2,58	6,88	1,5	2	3	6
λ_{\max} , мм	67	71	76	77	116	124	126	132	3,32	3,53	3,73	3,8
l/λ_{\max}	0,56	0,53	0,496	0,49	0,56	0,523	0,51	0,49	0,567	0,534	0,505	0,496

Прежде всего исследовались амплитуды пространственных гармоник. Рассчитывались V_p ($p=1, 3, 5, \dots$) из системы уравнений (3) порядок которой изменялся, т. е. учитывалась одна гармоника в функции распределения поля (2), затем три гармоники (1, 3 и 5), и, наконец, коэффициенты V_p определялись из системы (3) с учетом десяти нечетных гармоник. Естественно, что для расчета V_p определялись собственные и взаимные (по гармоникам) внутренние и внешние проводимости. При определении внутренних проводимостей учитывалась как основная волна T -типа, так и волны высших E - и H -типов, в том числе и нераспространяющиеся. Следует отметить, что

вклад последних в проводимости на два порядка больше по величине, чем значение парциальной проводимости, обусловленное волной основного типа. При расчете $\operatorname{Im} Y^i$ учитывалось не менее 200 высших мод.

На рис. 2 представлены результаты расчета зависимостей амплитуд пространственных гармоник ($p=1, 3, 5$) от длины волны λ в щелях с размерами $l=22,6$ мм ($l/L=0,3$), $l=37,68$ мм ($l/L=0,5$), $l=58,7$ мм ($l/L=0,8$), прорезанных в коаксиальной линии с радиусами $a_1=2,5$ мм, $a_2=12$ мм. Сплошные кривые 1, 2, 3 отражают поведение амплитуд первых гармоник в щелях с $l/L=0,3; 0,5; 0,8$ соответственно.

Пунктирными кривыми 4, 5, 6 обозначены амплитуды 3-х гармоник для тех же размеров щелей. Из графиков следует, что в пределах основной полосы длин волн, т. е. там, где $|V_1|$ не ниже значения $0,707|V_1|_{\max}$, амплитуды 3-х гармоник составляют не более 0,07 от 1-х, $|V_5| \leq 0,03|V_1|$ (кривая 7), а амплитуда 7-й – меньше $0,01|V_1|$. В коротковолновой области наблюдаются резонансные увеличения всех высших гармоник ($\lambda = 15..40$ мм). Отметим, что резонанс 1-й гармоники в случае $l/L = 0,8$ будет при $\lambda = 122$ мм, а резонанс ближайшей 3-й – при $\lambda = 40$ мм. Амплитуды 7, 9, 11-й и других гармоник на графике не представлены ввиду их малости.

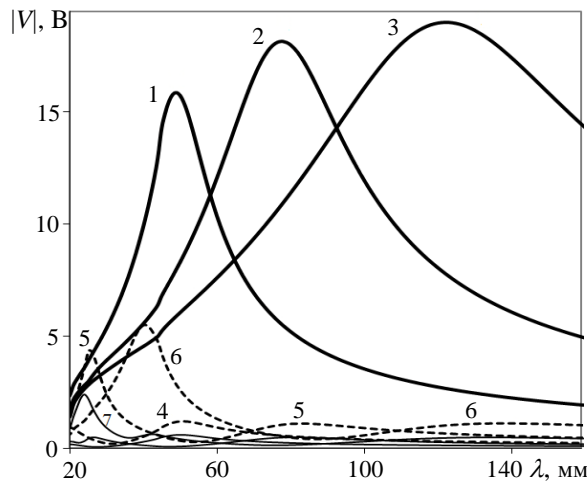
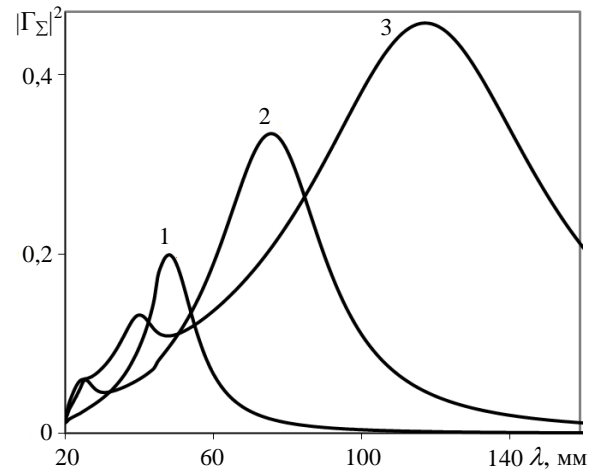


Рис. 2. Амплитуды пространственных гармоник в зависимости от длины волны, параметром является длина щели

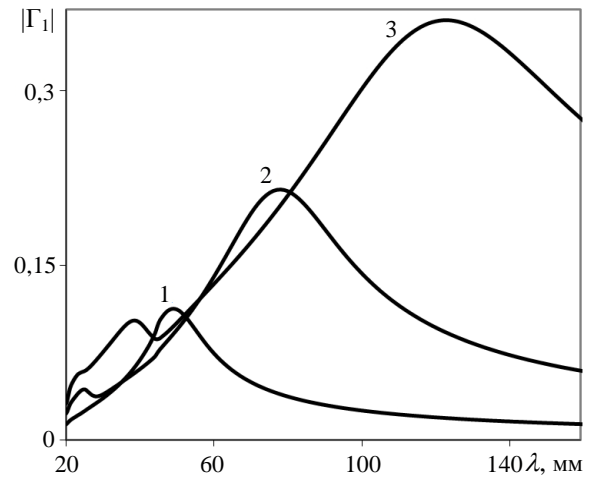
Таким образом, расчеты показали, что для различных относительных длин l/L поперечных щелевых излучателей в экране коаксиальных линий электрическое поле в щели может быть представлено суммой небольшого количества собственных функций. Дальнейшие расчеты проводились с использованием первых трех гармоник поля на щели. С точностью до 10 % поле в щели может быть аппроксимировано полуволновой функцией. В дальнейших наших исследованиях проанализируем ошибки, которые возникают при вычислениях энергетических коэффициентов, при таком представлении тангенциальной составляющей электрического поля в щели. Использование полуволновой аппроксимации позволяет не только сократить время счета параметров, но и дает возможность уяснить физическую интерпретацию полученных результатов.

На рис. 3 представлены зависимости коэффициентов излучения и отражения щелевого излучателя с $l/L = 0,3; 0,5; 0,8$ (кривые 1, 2, 3 со-

ответственно), $d = 3$ мм от рабочей длины волны. Коаксиальная линия имела размеры: $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм. С увеличением длины щели изменяются как величины коэффициентов излучения и отражения, так и резонансные значения длин волн λ_{\max} (с $|\Gamma_{\Sigma}|_{\max}^2$), а также диапазон длин волн, в пределах которого коэффициент излучения остается не ниже 0,5 от $|\Gamma_{\Sigma}|_{\max}^2$. При изменении l/L отношение длины щели к значению λ_{\max} остается близким к величине 0,5.



а)



б)

Рис. 3. Зависимости энергетических коэффициентов от длины волны для щелей разных длин: а) – коэффициент излучения; б) – коэффициент отражения

Расчеты энергетических коэффициентов при учете 10 нечетных гармоник в представлении поля на щели по сравнению с результатами исследования аналогичных параметров с учетом трех гармоник оказались следующими: резонансные значения λ_{\max} увеличиваются примерно на 5 %, максимальные ве-

личины коэффициентов излучения и отражения изменяются на $\sim 3\%$, а рабочая полоса частот увеличивается на $\sim 4,5\%$.

На рис. 4 приведены зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ для щелей одинаковых длин, но с разными значениями d : $d = 1,5; 3; 5; 8$ мм.

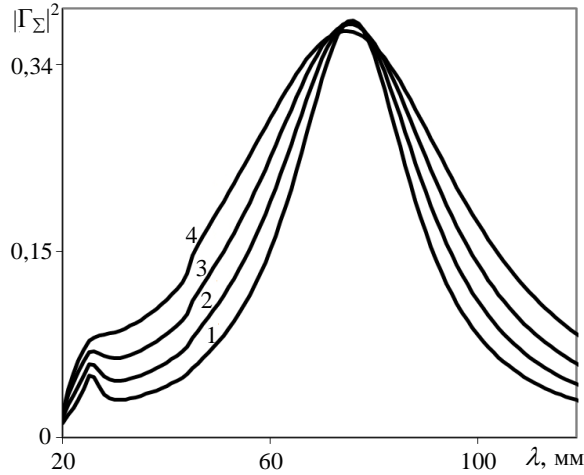


Рис. 4. Зависимости коэффициента излучения от длины волны, параметром является ширина щели: 1 – $d = 1,5$ мм; 2 – $d = 3$ мм; 3 – $d = 5$ мм; 4 – $d = 8$ мм

При этом отношения $\frac{d}{l}$ были не более 0,2, а отношения ширины щели к ее длине оставались во всех случаях меньше 0,1.

С увеличением ширины щели с 3 до 8 мм рабочая полоса длин волн возросла с 46 до 74 %. На зависимостях, приведенных на рис. 3 и 4, рабочий диапазон длин волн включает как одномодовый, так и многомодовый режимы. Длина волны, при которой возникает волна высшего типа H_{11} , соответствовала значению λ в точке перегиба в зависимостях $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$. Например, для $l/L = 0,5$ на кривых рис. 3 критическая длина волны H_{11} была равной 45 мм. Приблизительно ее можно определить из соотношения $\lambda_{кр H_{11}} \cong \pi(a_1 + a_2)$. При $\lambda < 45$ мм видно изменение формы кривой $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, т. е. на параметры щели в случае многомодового режима существенное влияние оказывают пространственные гармоники с номерами 3, 5, 7 и т. д., так как их амплитуды могут быть соизмеримыми с 1-й гармоникой.

Исследовалось влияние размеров коаксиальной линии на энергетические параметры щелевого излучателя. На рис. 5 приведены зависимости $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$, $|\Gamma_1| = f(\lambda)$ для щели с $l = 37,68$ мм, $d = 3$ мм, прорезанной во внешнем

проводнике коаксиальной линии с внешним радиусом, равным $a_2 = 12$ мм.

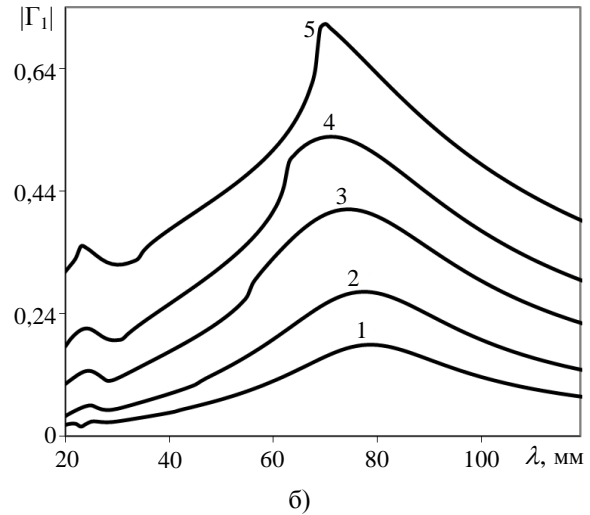
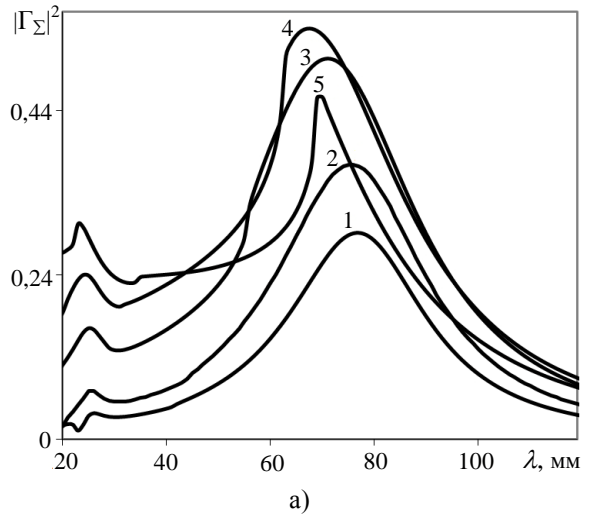


Рис. 5. Зависимости энергетических коэффициентов от длины волны, параметром является внутренний радиус коаксиальной линии: а) – коэффициент излучения; б) – коэффициент отражения: 1 – $a_1 = 1$ мм; 2 – $a_1 = 2,5$ мм; 3 – $a_1 = 6$ мм; 4 – $a_1 = 8$ мм; 5 – $a_1 = 10$ мм

Величина внутреннего радиуса a_1 изменялась от 1 до 10 мм. С увеличением a_1 от 1 до 8 мм коэффициенты излучения и отражения увеличивались, резонансная длина волны уменьшалась, а отношение l/λ_{max} увеличивалось от значения 0,49 до 0,56. При больших величинах a_1 ($\frac{a_2}{a_1} < 1,5$) наблюдалось возрастание коэффициента отражения выше значения 0,5 и уменьшение коэффициента излучения, сильное искажение формы кривых $|\Gamma_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma_1| = f(\lambda)$. Объясняется это тем, что с увеличением a_1 растет критическая длина волны ближайшей высшей мо-

ды H_{11} и рабочая область для излучающей щели становится многомодовой. Наиболее сильное искажение кривых будет в случае, когда $\lambda_{крH_{11}}$ оказывается близким или равным λ_{max} .

Подобные изменения резонансных значений длин волн и величин $|\Gamma_{\Sigma}|^2_{max}$, а также искажения формы кривых наблюдались и в случаях, когда поперечные щели прорезались в коаксиальных линиях с другими значениями a_2, a_1 . Обобщенные результаты, которые следуют из расчетов энергетических параметров щелевых излучателей, приведены в табл. 1. С ростом a_2 рабочий диапазон длин волн, в котором щель излучает не менее 20 % от падающей в волноводе мощности, сдвигается в длинноволновую область. Для всех рассмотренных щелей с $l/L = 0,5$, прорезанных в различных коаксиальных линиях, величина l/λ_{max} изменялась от 0,49 до 0,56. Причем при $\frac{a_2}{a_1} > 2$ электрическая длина щели была близкой к величине 0,5. При изменении соотношения между длиной щели и периметром экрана коаксиальной линии ($l/L = 0,3 \div 0,9$) резонансные значения l/λ_{max} изменялись не более чем на 6 % по сравнению с величиной 0,5 (табл. 2).

Таблица 2
Зависимость электрической длины излучателя от его размеров

$a_1 = 2,5 \text{ мм}, a_2 = 12 \text{ мм}, L = 75,398 \text{ мм}$				
l/L	0,3	0,5	0,7	0,9
l/λ_{max}	0,47	0,496	0,51	0,51

Для выяснения основных закономерностей и особенностей излучения из щели в экранах коаксиальных линий разных размеров рассмотрим параметры щели с полуволновым законом распределения электрического поля в ней. В этом случае щелевой излучатель можно представить в виде неоднородности, связанной с внутренней областью фидера внутренней проводимостью $Y_{11}^i = g^i + ib^i$, а с внешней областью – внешней проводимостью $Y_{11}^e = g^e + ib^e$, где g^i и g^e – активные внутренние и внешние проводимости соответственно, а b^i и b^e – реактивные. Известно [10], что при полуволновом распределении электрического поля в щели максимальный коэффициент излучения будет равным 0,5 и коэффициент отражения $|\Gamma_1| = 0,5$ в случае, если активные проводимости будут равными ($g^i = g^e$), а сумма внутренних и внешних реактивных про-

димостей при некоторой длине $\lambda_{рез}$ обращается в нуль. Если щелевой излучатель характеризуется соотношением $g^i < g^e$, то коэффициенты излучения и отражения будут меньше величины 0,5; если $g^i > g^e$, тогда $|\Gamma_{\Sigma}|^2 \leq 0,5$, а коэффициент отражения может стать значительно больше величины 0,5.

Рассмотрим зависимости проводимостей внутренних $Y_{11}^i = g^i + ib^i$ и внешних $Y_{11}^e = g^e + ib^e$ от рабочей длины волны для щелей, энергетические коэффициенты которых представлены на рис. 5.

На рис. 6 представлены активные и реактивные, внутренние (сплошные кривые) и внешние (пунктирные кривые) проводимости в диапазоне длин волн для щелей с $l/L = 0,5$, прорезанных в коаксиальной линии с $a_2 = 12 \text{ мм}$ и $a_1 = 1 \dots 10 \text{ мм}$.

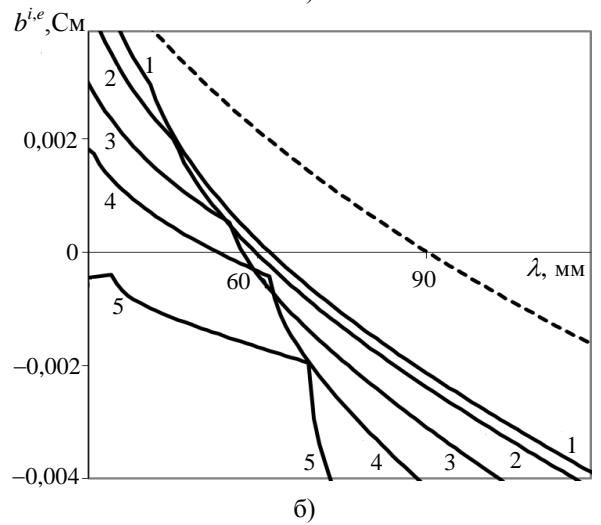
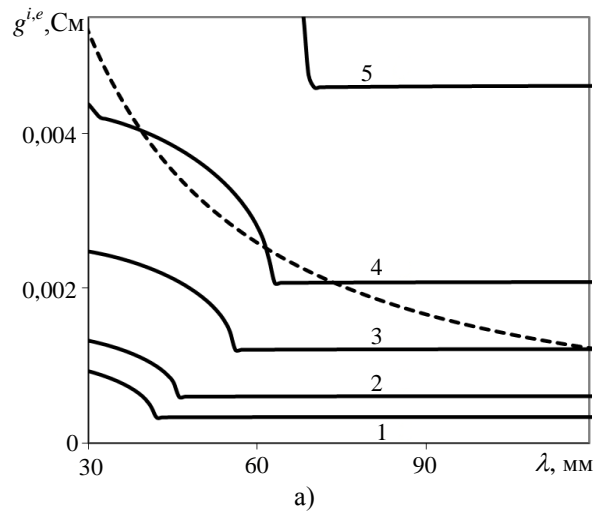


Рис. 6. Зависимости проводимостей от длины волны при разных размерах a_1 : а) – активные; б) – реактивные: 1 – $a_1 = 1 \text{ мм}$; 2 – $a_1 = 2,5 \text{ мм}$; 3 – $a_1 = 6 \text{ мм}$; 4 – $a_1 = 8 \text{ мм}$; 5 – $a_1 = 10 \text{ мм}$

При увеличении внутреннего радиуса коаксиальной линии наблюдается сдвиг значения $\lambda_{крН11}$ в длинноволновую область и изменяется крутизна зависимостей проводимостей от рабочей длины волны. При распространении в линии волны T -типа активная внутренняя проводимость остается практически постоянной при изменении длины волны (случай одномодового режима), а проводимости, обусловленные высшими распространяющимися типами, сильно зависят от рабочей длины волны λ (случай многомодового режима). Для щели в коаксиальной линии с $a_1 = 2,5$ мм и $a_2 = 12$ мм в диапазоне длин волн от 40 до 200 мм сохраняется соотношение $g^i < g^e$ и, следовательно, коэффициент отражения не превышает величины 0,5 (рис. 5, б).

При увеличении a_1 соотношение между реальными проводимостями нарушается ($g^i > g^e$) и коэффициент отражения, например при $a_1 = 10$ мм, оказывается больше величины 0,5. Именно этот факт был отмечен при анализе зависимостей, приведенных на рис. 5. На рис. 6, б представлены реактивные проводимости. При изменении a_1 в пределах от 1 до 8 мм значение $\lambda_{рез}$, при котором полная реактивная проводимость ($b^i + b^e$) обращается в нуль, сдвигается в коротковолновую область. Например, для $a_1 = 2,5$ мм величина $\lambda_{рез}$ оказывается равной 73 мм, а при $a_1 = 8$ мм — $\lambda_{рез} = 66$ мм. Максимальный коэффициент излучения из щели при $a_1 = 2,5$ мм согласно зависимостям рис. 5, а наблюдался при $\lambda_{max} = 76$ мм. Близкие значения $\lambda_{рез}$ и λ_{max} подтверждают возможность использования полуволновой аппроксимации поля в щели, прорезанной в экране коаксиальной линии. Все приведенные выше расчеты параметров щелей были выполнены при условии $\varepsilon^i = 1$, $\varepsilon^e = 1$.

Область внутри коаксиальной линии может быть заполнена диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon^i > 1$. В работах некоторых авторов при исследовании параметров щелей, прорезанных в экранах коаксиальных линий, относительная диэлектрическая проницаемость ε^i изменяется от 1 до 10 [3, 7].

На рис. 7 приведены зависимости $|\Gamma_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma| = f(\lambda)$ для щели с $l = 37,68$ мм ($l/L = 0,5$), $d = 3$ мм в коаксиальной линии с $a_1 = 2,5$ мм и $a_2 = 12$ мм при изменении ε^i от 1 до 8.

Длина волны с максимальным коэффициентом излучения $|\Gamma_\Sigma|^2 = 0,33$ при $\varepsilon^i = 1$ была

равной 76 мм, а при $\varepsilon^i = 8$ — $\lambda_{max} = 146$ мм, $|\Gamma_\Sigma|^2 = 0,48$. Коэффициент излучения при возрастании относительной диэлектрической проницаемости увеличивался до значения 0,5 ($\varepsilon^i = 5$), а при дальнейшем возрастании ε^i — $|\Gamma_\Sigma|^2_{max}$ уменьшался, а коэффициент отражения принимал значение выше 0,5.

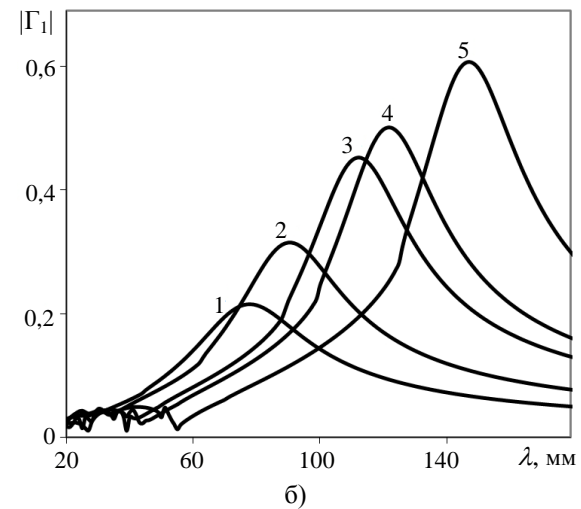
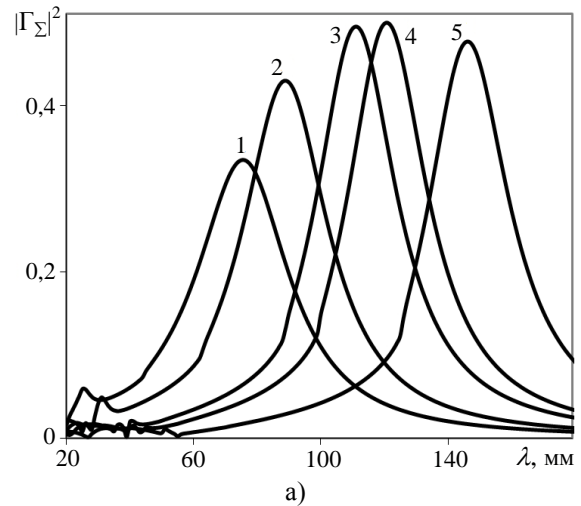


Рис. 7. Зависимости энергетических коэффициентов от длины волны, параметром является диэлектрическая проницаемость ε^i : а) — коэффициент излучения; б) — коэффициент отражения: 1 — $\varepsilon^i = 1$; 2 — $\varepsilon^i = 2$; 3 — $\varepsilon^i = 4$; 4 — $\varepsilon^i = 5$; 6 — $\varepsilon^i = 8$

Таким образом, введение диэлектрика во внутреннюю область коаксиальной линии приводит прежде всего к увеличению критических длин волн высших типов, изменению величин коэффициентов излучения и отражения и существенному сдвигу λ_{max} в длинноволновую область.

На рис. 8 представлены зависимости $|\Gamma_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ и $|\Gamma| = f(\lambda)$ для случаев, когда из-

менялась относительная диэлектрическая проницаемость внешнего пространства ϵ^e .

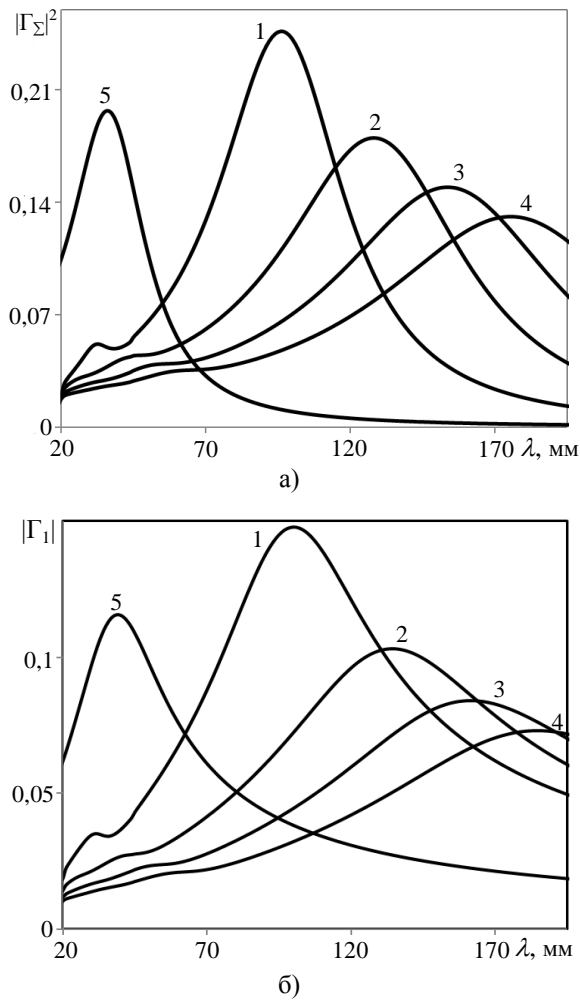


Рис. 8. Зависимости энергетических коэффициентов от длины волны, параметром является диэлектрическая проницаемость ϵ^e : а) – коэффициент излучения; б) – коэффициент отражения: 1 – $\epsilon^e = 2$; 2 – $\epsilon^e = 4$; 3 – $\epsilon^e = 6$; 4 – $\epsilon^e = 8$, 5 – $\epsilon^e = 55$

Кривые 1–4 соответствуют излучению из щели длиной $l/L = 0,5$ в коаксиальной линии с $a_1 = 2,5$ мм, $a_2 = 12$ мм, $\epsilon^i = 1$ в диэлектрическую среду с проницаемостями, равными, 2, 4, 6, 8. Зависимости, обозначенные кривыми 5, относятся к случаю использования щелевых излучателей в медицине [6]. Энергетические коэффициенты были рассчитаны для щели с размерами $l/L = 0,8$, прорезанной в экране фидера с параметрами $a_1 = 0,2$ мм, $a_2 = 0,6$ мм и $\epsilon^i = 2$. Щель излучала в среду с диэлектрической проницаемостью $\epsilon^e = 55$.

Из анализа зависимостей, приведенных на рис. 5, следует, что при увеличении ϵ^e происходит уменьшение коэффициентов излучения и

отражения, если выполняются условия $\epsilon^e > \epsilon^i$ и $g^i < g^e$, а также увеличение рабочей полосы длин волн щелевого излучателя.

Проведенные исследования показали, что при использовании средней величины диэлектрической проницаемости $\epsilon_{cp} = (\epsilon^i + \epsilon^e)/2$ можно определить величину λ_{max} с точностью не хуже 15 % для произвольных ϵ^e и ϵ^i по оценочной формуле $\lambda_{max, \epsilon_{cp}} = \lambda_{max, \epsilon^i = 1} \sqrt{\epsilon_{cp}}$. Если $\epsilon^i = 1$, $\epsilon^e > 1$, тогда найденное оценочное значение $\lambda_{max, \epsilon_{cp}}$ будет меньше, если $\epsilon^e = 1$, а $\epsilon^i > 1$, то $\lambda_{max, \epsilon_{cp}}$ будет больше, чем результаты точного расчета (табл. 3).

Таблица 3

Сравнение точных и оценочных величин резонансных длин волн при различных ϵ^i , ϵ^e ($a_1 = 8$ мм, $a_2 = 20,65$ мм, $l/L = 0,5$)

$\epsilon^i \backslash \epsilon^e$	3	1	1	8	4
λ_{max} , мм	159	187,6	295,4	240	
$\sqrt{\epsilon_{cp}}$	1,41	1,41	2,12	2	
$\lambda_{max, \epsilon_{cp}}$, мм	171,5	171,5	258,5	243	
δ , %	+7,9	-8,6	-13	<1	

Достоверность полученных результатов подтверждается достаточно хорошим совпадением с данными статьи [9], а также с расчетами, выполненными с использованием пакета программ HFSS (High Frequency Structure Simulator).

Выводы. Проведенные исследования показали, что поле в поперечной щели, прорезанной во внешнем проводнике коаксиальной линии с точностью до 5 %, может быть представлено тремя нечетными пространственными гармониками. В работе впервые изучена зависимость энергетических характеристик щели от ее размеров. При увеличении длины щели (по отношению к периметру внешнего проводника) резонансная длина ее l остается близкой к величине $0,5\lambda$, а рабочая полоса частот значительно увеличивается. Исследовано влияние параметров коаксиальных линий на энергетические коэффициенты щелевого излучателя. Показано, что отношение внешнего радиуса к внутреннему не должно быть меньше 2. Изменяя диэлектрические проницаемости диэлектриков внутри и вне коаксиальной линии, можно управлять величинами коэффициентов излучения и отражения, резонансной длиной волны и рабо-

чей полосой частот. При произвольных значениях диэлектрических проницаемостей достаточно просто определить рабочую длину волны излучателя по оценочной формуле с точностью не хуже 15 %. Если точность определения энергетических параметров не меньше 10 %, возможна полуволновая аппроксимация поля в щели. Полученные в работе результаты могут быть использованы при расчетах и конструировании многоэлементных антенных решеток.

1. Брейтбарт А. Я. Радиосвязь с передвижными установками в подземных туннелях посредством излучающих кабелей / А. Я. Брейтбарт // Зарубеж. радиоэлектрон. – 1976. – № 1. – С. 110–130.
2. Paul P. Delogne. Underground Use of a Coaxial Cable with Leaky Sections / Paul P. Delogne, Louis Deryck // IRE Trans. on Antennas and Propagation. – 1980. – 28, N 6. – P. 875–883.
3. Jean Fu Kiang. Radiation Properties of Circumferential Slots on a Coaxial Cable / Jean Fu Kiang // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 1997. – 45, N 1. – P. 102–107.
4. Kiang J. F. Analysis of Linear Coaxial Antennas / J. F. Kiang // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 1998. – 46, N 5. – P. 636–642.
5. Jun Hong Wang. Theory and Analysis of Leaky Coaxial Cables with Periodic Slots / Jun Hong Wang, Kenneth K. Mei // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 2001. – 49, N 12. – P. 1723–1732.
6. Heating Characteristics of Array Applicator Composed of two Coaxial Slot Antennas for Microwave Coagulation Therapy / K. Saito, Y. Hayashi, H. Yoshimura, K. Ito // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2000. – 48, N 11. – P. 1800–1806.
7. Погарский С. А. Дифракция Т-волны коаксиального волновода на периодической системе азимутальных щелей / С. А. Погарский, В. А. Чумаченко // Вісн. Харк. нац. ун-ту ім. В. Н. Каразіна № 544. Радіофізика та електроніка. – 2002. – Вип. 1. – С. 117–120.
8. Мишустин Б. А. Коаксиально-коллинеарные антенны повышенной технологичности / Б. А. Мишустин, Е. А. Редькина, В. Г. Слезкин // 15-я Междунар. конф. КрыМиКо-2005: материалы конф. – Севастополь, 2005. – С. 406–407.
9. Dong H. Kim. Radiation of a Leaky Coaxial Cable with Narrow Transverse Slots / Dong H. Kim, Hyo J. Eom // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 2007. – 55, N 1. – P. 107–110.

10. Фельд Я. Н. Антенно-фидерные устройства / Я. Н. Фельд, Л. С. Бененсон. – М.: Изд-во ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1959. – Ч. 2. – 551 с.
11. Кисунько Г. В. Электродинамика полых систем / Г. В. Кисунько. – Л.: Изд-во ВКАС, 1949. – 426 с.
12. Коган Н. Л. Сложные волноводные системы / Н. Л. Коган, Б. М. Машковцев, К. Н. Цибизов. – Л.: Судпромгиз, 1963. – 356 с.
13. Панченко Б. А. Собственные и взаимные проводимости поперечных щелей на цилиндре / Б. А. Панченко // Радиотехника. – 1967. – 22, № 11. – С. 61–66.

SLOT RADIATOR IN A COAXIAL CABLE

V. A. Katrich, V. A. Lyaschenko, N. V. Medvedev

By means of magnetomotive forces the problem of characteristics transverse slot in the external conductor of coaxial cable in the wide band of wavelength, including multimode conditions was solved. The amplitudes of space harmonics in the function of distribution tangential component the electric field in the slot were investigate. The dependences of radiation and reflection factor from the dimension of the slot, geometrics of coaxial cable and permittivity of the dielectrics inside and outside the line was studied.

Key words: transverse slot, coaxial cable, based wave, multimode state, energy coefficients.

ЩІЛИННИЙ ВИПРОМІНЮВАЧ У КОАКСІАЛЬНІЙ ЛІНІЇ

В. О. Катрич, В. О. Лященко, М. В. Медведєв

За допомогою методу магніторушійних сил вирішена задача про характеристики щілини, прорізаної у зовнішньому провіднику коаксіальної лінії, у широкому діапазоні довжин хвиль, враховуючи багатомодовий режим. Досліджено амплітуди просторових гармонік у функції розподілу тангенціальної складової електричного поля на поверхні щілини. Вивчено залежності коефіцієнтів випромінювання та відбиття щілини від її розмірів, геометричних параметрів коаксіальної лінії та величин діелектричних проникностей діелектриків, що заповнюють внутрішній і зовнішній простір коаксіальної лінії.

Ключові слова: поперечна щілина, коаксіальна лінія, основна хвиля, багатомодовий режим, енергетичні коефіцієнти.

Рукопись поступила 13 августа 2009 г.