

РАЗДЕЛ 4

ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

В разделе 1 отмечалось, что наряду с широко применяемыми на практике регулярными (продольными, поперечными и наклонными) щелевыми излучателями в волноводе используются также полые или заполненные диэлектриком излучатели непрямоугольной формы. Это, например, щели с изменяющейся шириной, щели в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке, щели различной криволинейной конфигурации. Однако в имеющихся работах по исследованию электродинамических характеристик таких щелей [65, 66, 82-88, 103, 104, 107] либо не содержится теоретических и расчетных результатов, либо они весьма приближенны. Представленные в этих работах методы расчета не позволяют провести комплексный анализ сложных, многопараметрических зависимостей амплитудно-фазового распределения поля в щели и излучаемой ею мощности, вида и зависимости характеристик ДН от геометрических и электродинамических параметров щели, волновода и возбуждающего щель поля. Для некоторых видов таких щелевых излучателей, например, щелей с расширяющейся шириной в стенках прямоугольного волновода, работы по исследованию их характеристик в литературе отсутствуют. Это объясняется, прежде всего, неэффективностью разработанных и применяемых на практике математического аппарата и математических моделей таких излучающих структур.

В разделах 2, 3 показано, что создание математической модели, адекватной физической задаче о регулярной щели произвольной длины, расположенной в одной из стенок прямоугольного волновода, позволяет решить задачу по оптимизации ее характеристик излучения. Это, в отличие от утверждений ряда авторов [65] о том, что щелевые антенны вытекающей волны на основе длинных продольных прямоугольных щелей *априори* имеют высокий уровень как ближних, так и дальних боковых лепестков ДН, все же позволило на их основе реализовать антенну с относительно низким уровнем боковых лепестков, с высоким значени-

ем излучаемой щелью мощности и коэффициента усиления.

В отличие от чисто регулярных прямоугольных щелей, кроме соответствующего выбора длины щели l , ее ширины d и толщины t , положения в стенке волновода можно путем подбора ориентации щели, ее формы и радиусов кривизны, обеспечить требуемое амплитудно-фазовое распределение поля в щели, а, следовательно, и вид ДН. Форма щели является еще одной «степенью свободы», влияющей на формирование АФР поля в щелевом излучателе. Кроме того, продольный размер таких щелей может быть меньше их резонансных длин.

В зарубежной литературе, например, [65] отмечается, что создать конусообразное пространственное распределение интенсивности излучаемого поля можно щелью с изменяющейся кривизной, расположенной в широкой бесконечно тонкой стенке прямоугольного волновода. Низкий уровень боковых лепестков удастся получить, если реализовать вдоль щели амплитудное распределение поля в виде неравномерной трапеции. При неизменной ширине щели такое распределение обеспечивается тем, что продольная щель имеет криволинейную форму.

В случае криволинейных щелей получение устойчивых решений интегродифференциальных уравнений соответствующей краевой задачи в ее строгой постановке и построение математической модели, на наш взгляд, предпочтительно строить на основе методов регуляризации уравнений и методов решения сингулярных интегральных уравнений [199, 247, 261, 262]. Развитие численных методов и широкое использование современных ПК создают благоприятные условия для непосредственного решения такой сложной краевой задачи электродинамики. Математически обоснованное решение краевой задачи о криволинейной щели представляет интерес как с точки зрения развития теории и методики расчета щелевых излучателей с учетом всего комплекса их геометрических и электродинамических параметров, так и обоснования применяемых приближенных методов их расчета.

В случае же щелей непрямоугольной формы, но с прямолинейными границами, решение задачи по определению их электродинамических характеристик, на наш взгляд, наиболее целесообразно строить на основе обобщенного метода

наведенных магнитодвижущих сил. Для волноводно-щелевых излучателей с расширяющейся шириной перспективно применение метода Галеркина в совокупности с методом декомпозиции или методом разложения искомого решения в ряды Фурье.

Целью настоящего раздела является решение электродинамической задачи о щелевом излучателе сложной конфигурации, создание математических моделей, методов и алгоритмов расчета их характеристик. Материалы данного раздела опубликованы в работах [А(12, 13, 14, 26)] (подразделы 4.1, 4.2, 4.3); [А(24)] (подраздел 4.4); [А (46, 55, 128)] (подраздел 4.5).

4.1. Криволинейная щель в прямоугольном волноводе

4.1.1. О б о б щ е н н а я ф о р м у л и р о в к а з а д а ч и. Рассмотрим прямоугольный волновод со сторонами a и b ($a > b$), в широкой стенке которого (т.е. в плоскости xOz , рис. 4.1) расположена щель произвольной формы длиной l и шириной d . Толщина стенки волновода равна t .

Введём обозначения:

(x, y, z) – декартова система координат, задающая положение точек внутри и вне волновода; ось z направлена вдоль оси волновода (рис. 4.1а);

(u, v, ξ) – локальная криволинейная ортогональная система координат, связанная со щелью (рис. 4.1б; ось ξ параллельна оси y);

$\vec{i}_x, \vec{i}_y, \vec{i}_z$ – орты декартовой системы координат (x, y, z) ;

$\vec{e}_u, \vec{e}_v, \vec{e}_\xi$ – подвижные орты криволинейной системы координат (u, v, ξ) ;

D^{in}, D^{ext}, D^v – области внутри и вне (полупространство над щелью) волновода и внутри щели соответственно;

S^{in}, S^{ext} – поверхности волновода, граничащие со щелью со стороны внутренней

D^{in} и внешней D^{ext} областей волновода.

Метрика координатной системы задаётся в виде

$$dS^2 = A^2 du^2 + B^2 dv^2 + d\xi^2,$$

где A, B – коэффициенты Ляме. Будем считать, что коэффициенты A, B зависят только от координат u, v , что означает ортогональность боковых сторон щели поверхностям S^{in}, S^{ext} .

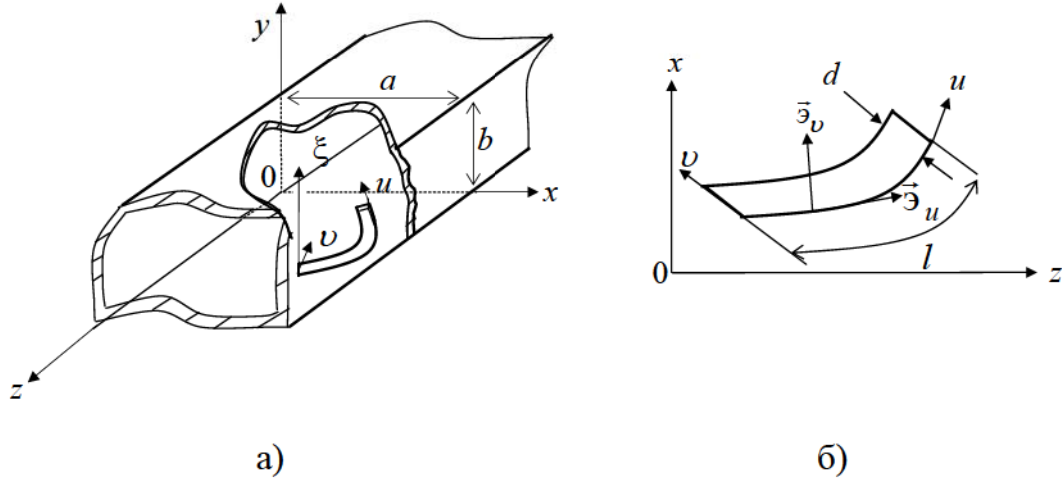


Рис. 4.1. Геометрия задачи: а) геометрия волновода и расположение щели; б) криволинейная система координат (u, v, ξ) .

Суммарное поле внутри волновода представим как суперпозицию двух составляющих: $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}^{in}$, $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}^{in}$, где $\vec{E}_0, \vec{H}_0$ – комплексные амплитуды векторов поля источников внутри волновода, не возмущённого щелью, а $\vec{E}^{in}, \vec{H}^{in}$ – индуцированного щелью поля. Комплексные амплитуды полей вне волновода и в полости щели будем, как и ранее обозначать соответственно $\vec{E}^{ext}$, $\vec{H}^{ext}$ и $\vec{E}^v, \vec{H}^v$.

В дальнейшем для определённости будем считать, что возбуждающее поле $\vec{E}_0, \vec{H}_0$ является волной H_{10} - типа.

Возбуждаемые поля внутри и вне волновода будем определять посредством электрических f_e^α и магнитных f_m^α потенциалов Герца в виде

$$\vec{E}^\alpha = k^2 \vec{\Pi}_e^\alpha + \text{grad div} \vec{\Pi}_e^\alpha - i\omega\mu \text{rot} \vec{\Pi}_m^\alpha; \vec{H}^\alpha = k^2 \vec{\Pi}_m^\alpha + \text{grad div} \vec{\Pi}_m^\alpha + i\omega\varepsilon \text{rot} \vec{\Pi}_e^\alpha; \quad (4.1)$$

$$\vec{\Pi}_e^\alpha = f_e^\alpha \vec{i}_z, \quad \vec{\Pi}_m^\alpha = f_m^\alpha \vec{i}_z, \quad (\alpha = in, ext). \quad (4.2)$$

Здесь и в дальнейшем верхний индекс α будет обозначать соответствующие характеристики внутри (*in*), вне (*ext*) волновода, а также внутри щели (*v*).

Функции (4.2) удовлетворяют уравнениям Максвелла при условии, что потенциалы f_e^α, f_m^α являются решениями однородных уравнений Гельмгольца в соответствующих областях D^α :

$$\Delta^\alpha f_\beta^\alpha + k^2 f_\beta^\alpha = 0, \quad \Delta^\alpha \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2, \quad (4.3)$$

где $\beta = e, m$.

Поле внутри щели определяется аналогично (4.1), но с другой ориентацией векторов Герца: $\vec{\Pi}_e^v = f_e^v \vec{\Xi}_\xi$, $\vec{\Pi}_m^v = f_m^v \vec{\Xi}_\xi$, где потенциалы f_e^v, f_m^v также удовлетворяют уравнению Гельмгольца, только в области D^v с другим представлением оператора Лапласа:

$$\Delta^v f_\beta^v + k^2 f_\beta^v = 0, \quad (\beta = e, m), \quad (4.4)$$

$$\Delta^v = \Delta_1 + \partial^2/\partial \xi^2, \quad \Delta_1 = \frac{1}{AB} \left[\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{B}{A} \frac{\partial}{\partial u} \right) + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{A}{B} \frac{\partial}{\partial v} \right) \right].$$

Таким образом, для определения поля внутри и вне волновода, а также в полости щели необходимо решать однотипные уравнения (4.3), (4.4) при соответствующих граничных условиях, для формулировки которых исходим из следующих электродинамических условий:

1. На поверхности идеального проводника S_{met} электрический потенциал и производная магнитного потенциала по нормали к S_{met} обращаются в нуль [7]:

$$\text{на } S_{met} : \quad f_e^\alpha = 0, \quad \frac{\partial f_m^\alpha}{\partial n} = 0, \quad (\alpha = in, ext, v). \quad (4.5)$$

2. На поверхностях щели S^{in}, S^{ext} выполняются условия непрерывности касательных составляющих электрического и магнитного полей:

$$\text{на } S^{in} (\xi = 0): \quad (\vec{E}_0 + \vec{E}^{in}, \vec{\tau}) = (\vec{E}^v, \vec{\tau}), \quad (\vec{H}_0 + \vec{H}^{in}, \vec{\tau}) = (\vec{H}^v, \vec{\tau}); \quad (4.6)$$

$$\text{на } S^{ext} (\xi = -t): \quad (\vec{E}^{ext}, \vec{\tau}) = (\vec{E}^v, \vec{\tau}), \quad (\vec{H}^{ext}, \vec{\tau}) = (\vec{H}^v, \vec{\tau}), \quad (4.7)$$

где $\vec{\tau}$ - произвольный касательный вектор к поверхностям S^{in} , S^{ext} .

В силу однотипности граничных условий (4.6) и (4.7), достаточно рассмотреть одно из них, например, (4.6).

Используя (4.1) и выбирая в качестве вектора $\vec{\tau}$ базисные орты $\vec{i}_x, \vec{i}_z$, получим следующее скалярное представление граничных условий (4.6):

$$\begin{aligned} \text{на } S^{in} (\xi = 0): \quad & \frac{\partial f_m^{in}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial f_e^{in}}{\partial z} = E_x^v, \quad k^2 f_e^{in} + \frac{\partial^2 f_e^{in}}{\partial z^2} = E_z^v; \\ & H_{ox} + \frac{i}{\mu\omega} \left(k^2 \frac{\partial f_e^{in}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial f_m^{in}}{\partial z} \right) = H_x^v, \quad H_{oz} + \frac{i}{\mu\omega} \left(k^2 f_m^{in} + \frac{\partial f_m^{in}}{\partial z^2} \right) = H_z^v. \end{aligned}$$

В системе координат (u, v, ξ) эти соотношения запишутся в виде

$$\frac{\partial f_m^{in}}{\partial \xi} + L_+ L_- f_e^{in} = \sin \varphi E_u^v + \cos \varphi E_v^v; \quad (4.8)$$

$$k^2 f_e^{in} + L_-^2 f_e^{in} = \cos \varphi E_u^v - \sin \varphi E_v^v; \quad (4.9)$$

$$H_{ox} + \frac{i}{\mu\omega} \left(k^2 \frac{\partial f_e^{in}}{\partial \xi} + L_+ L_- f_m^{in} \right) = \sin \varphi H_u^v + \cos \varphi H_v^v; \quad (4.10)$$

$$H_{oz} + \frac{i}{\mu\omega} \left(k^2 f_m^{in} + L_-^2 f_m^{in} \right) = \cos \varphi H_u^v - \sin \varphi H_v^v. \quad (4.11)$$

Нижние буквенные индексы x, z и u, v обозначают компоненты соответствующих векторов поля; φ – угол между векторами $\vec{i}_z$ и $\vec{\varepsilon}_u$; L_+, L_- – дифференциальные операторы, определяемые соотношениями:

$$L_+ = \sin \varphi \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial u} + \cos \varphi \frac{1}{B} \frac{\partial}{\partial v} \equiv \frac{\partial}{\partial x}, \quad L_- = \cos \varphi \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial u} - \sin \varphi \frac{1}{B} \frac{\partial}{\partial v} \equiv \frac{\partial}{\partial z}.$$

Аналогичные граничные условия имеют место на $S^{ext} (\xi = -t)$.

Компоненты напряжённостей электрического и магнитного полей в полости щели выражаются через потенциалы Герца как

$$E_u^v = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{\partial f_e^v}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{B} \frac{\partial f_m^v}{\partial v}, \quad E_v^v = \frac{1}{B} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial f_e^v}{\partial \xi} \right) - \frac{1}{A} \frac{\partial f_m^v}{\partial u}; \quad (4.12)$$

$$H_u^v = \frac{i}{\mu\omega} \left(k^2 \frac{1}{B} \frac{\partial f_e^v}{\partial v} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial u} \frac{\partial f_m^v}{\partial \xi} \right), \quad H_v^v = \frac{i}{\mu\omega} \left(-k^2 \frac{1}{A} \frac{\partial f_e^v}{\partial u} + \frac{1}{B} \frac{\partial}{\partial v} \frac{\partial f_m^v}{\partial \xi} \right). \quad (4.13)$$

Уравнения (4.3), (4.4) совместно с граничными условиями (4.5), (4.8)–(4.11), к которым добавляются граничные условия излучения на бесконечности (типа условий Зоммерфельда), определяют краевую задачу относительно неизвестных электрических и магнитных потенциалов f_e^α, f_m^α в каждой из областей – внутри и вне волновода и в полости щели.

Решение этой задачи с учётом выражений (4.1) позволяет определить распределения напряжённостей электрического и магнитного полей внутри и вне волновода, а также в полости щели.

Таким образом, краевая задача сформулирована в строгой постановке.

В общем случае в щели криволинейной формы могут быть участки, где $E_u^v \approx E_v^v$ и необходимо учитывать обе компоненты электрического поля в щели. Это положение иллюстрируется граничными условиями (4.8) – (4.11), которые можно представить в виде:

$$E_u^v = \sin \varphi E_x^{in} + \cos \varphi E_z^{in}, \quad E_v^v = \cos \varphi E_x^{in} - \sin \varphi E_z^{in};$$

$$H_u^v = i_{0v} + \sin \varphi H_x^{in} + \cos \varphi H_z^{in}, \quad H_v^v = i_{0u} + \cos \varphi H_x^{in} - \sin \varphi H_z^{in}, \quad (4.14)$$

где

$$H_x^{in} = \frac{i}{\mu\omega} \left(k^2 \frac{\partial f_e^{in}}{\partial \xi} + L_+ L_- f_m^{in} \right), \quad H_z^{in} = \frac{i}{\mu\omega} \left(k^2 f_m^{in} + L_+ L_- f_e^{in} \right),$$

$$E_x^{in} = \frac{\partial f_m^{in}}{\partial \xi} + L_+ L_- f_e^{in},$$

а

$$i_{0v} = H_{0u} = \sin \varphi H_{0x} + \cos \varphi H_{0z}, \quad i_{0u} = H_{0v} = \cos \varphi H_{0x} - \sin \varphi H_{0z}. \quad (4.15)$$

Из второго соотношения в (4.14) следует, что продольная компонента i_{0u} определяет в щели поперечное поле H_v^v , которое согласно уравнению Максвелла $\text{rot } \vec{H} = i\varepsilon\omega\vec{E}$ связано с продольной компонентой электрического поля:

$$E_u^v = -\frac{i}{\varepsilon\omega} \left(\frac{\partial H_v^v}{\partial \xi} - \frac{\partial H_\xi^v}{\partial v} \right).$$

На практике при численной реализации алгоритмов расчета волноводно-щелевых излучателей, как правило, допускаются те или иные приближения, позволяющие существенно упростить решение задачи. Так, например, в случае узкой прямолинейной щели, когда можно считать, что ширина щели d значительно меньше рабочей длины волны λ и длины щели l , ($d \ll \lambda, d \ll l$) широко используется приближение, что в щели генерируется только поперечная компонента электрического поля E_v и поле поперёк щели однородно [7, 48-54]. Обоснование такого приближения в рамках общего решения задачи о криволинейном щелевом излучателе в прямоугольном волноводе представляется возможным, если рассмотреть предельный случай – задачу об излучении поля из узкой прямолинейной щели в ее строгой постановке. На наш взгляд решение этой задачи целесообразно, так как оно позволяет уяснить физическую сущность широко используемого в литературе приближения поперечной поляризации электрического поля в щели и дает математическое обоснование критериев его применимости. Ее решение приведено в [A12].

4.1.2. Узкая криволинейная щель. Получим решение задачи для криволинейной щели в приближении усредненного значения поля поперек щели. При этом предполагаем, что поверхность щели описывается уравнением $\vec{r} = x(u)\vec{i} + \xi\vec{j} + z(u)\vec{k}$. Квадрат элемента длины на боковой поверхности щели выражается, как $ds^2 = A^2 du^2 + d\xi^2$, где $A^2 = x'^2 + z'^2$, штрих означает производную по координате u , ориентированной вдоль щели. В дальнейшем удобно пользоваться естественной координатой σ , соответствующей длине дуги в сечении $\xi = \text{const}$ и определяемой как $d\sigma = Adu$.

В этом приближении компоненты поля определяются выражениями

$$E_v = -\frac{\partial f_m}{\partial \sigma}, \quad E_u \approx 0, \quad H_u = -\frac{i}{\mu\omega} \frac{\partial E_v}{\partial \xi}, \quad H_v = -\frac{ik^2}{\mu\omega} \frac{\partial f_e}{\partial \sigma},$$

где ξ – координата, ось которой ортогональна к поверхности волновода со щелью и направлена во внутрь волновода.

Краевую задачу, сформулированную в (4.3), (4.4) в терминах электрических f_e^α и магнитных f_m^α потенциалов Герца для каждого из связываемых щелью электродинамических объемов $\alpha = in, v, ext$ удобно переформулировать в терминах функций E_v , H_v , которые внутри щели определены двумерными уравнениями Гельмгольца:

$$\Delta_s E_v + k^2 E_v = 0, \quad \Delta_s H_v + k^2 H_v = 0 \quad (4.16)$$

$$\text{при граничных условиях на щели: } E_v = 0, \text{ при } \sigma = 0, \sigma = l. \quad (4.17)$$

Здесь $\Delta_s = \frac{\partial^2}{\partial \sigma^2} + \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}$. Из условия, что f_e на краях щели обращается в нуль,

следует интегральное условие для H_v :

$$\int_0^l H_v d\sigma = 0. \quad (4.18)$$

Для окончательной формулировки граничных условий для уравнений (4.16) необходимо задать соотношения для функций E_v , H_v на поверхностях щели S^{in} и S^{ext} граничащих соответственно с внутренней и внешней областями волновода. Граничные условия для функции f_m^{in} на S^{in} запишутся в виде:

$$\frac{\partial f_m^{in}}{\partial n} = -\frac{\partial f_m^{in}}{\partial \xi} = \Phi_m^{in} \equiv -\cos \varphi E_v + L_+ L_- f_e^{in},$$

где $L_+ = \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \sigma}$; $L_- = \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \sigma}$; φ – угол между ортом $\vec{i}_z$ продольной координаты волновода z и ортом $\vec{\varepsilon}_u$, направленным вдоль щели; $\partial/\partial n$ – производная вдоль внешней нормали к внутренней поверхности волновода.

Граничное условие для f_e^{in} можно рассматривать как дифференциальное уравнение относительно f_e^{in} с граничными условиями $f_e^{in} = 0$, при $\sigma = 0, \sigma = l$.

Вводя оператор $L \equiv L_-^2 + k^2$, решение для f_e^{in} можно записать как

$$f_e^{in} = \Phi_e^{in} \equiv -L^{-1} \sin \varphi E_v, \quad (4.19)$$

где L^{-1} – оператор, обратный оператору L .

Используя функцию Грина 2-й краевой задачи для уравнения Гельмгольца [199], магнитный потенциал во внутренней области волновода можно представить в виде

$$f_m^{in}(\vec{r}) = \int_{S^{in}} G_2^{in}(\vec{r}, \vec{\xi}) \Phi_m^{in}(\vec{\xi}) dS_\xi \equiv G_2^{in}[\Phi_m^{in}]. \quad (4.20)$$

Вводя функцию Грина для 1-й краевой задачи уравнения Гельмгольца [199] получим

$$f_e^{in}(\vec{r}) = \int_{S^{in}} G_1^{in}(\vec{r}, \vec{\xi}) \Phi_e^{in}(\vec{\xi}) dS_\xi \equiv G_1^{in}[\Phi_e^{in}]. \quad (4.21)$$

Таким образом, потенциалы Герца f_e^{in} , f_m^{in} выражаются через напряженность электрического поля $E_v = E_v(\sigma, \xi = 0)$ посредством линейных интегральных операторов, причем

$$f_m^{in} = G_2^{in}[\cos \varphi E_v] - G_2^{in}[L_+ L_- G_1^{in}[L^{-1} \cos \varphi E_v]]. \quad (4.22)$$

Подставляя функции (4.21), (4.22) в соотношения для граничных условий на поверхности щели получаем граничные условия для функций E_v и H_v в интегро-дифференциальном виде:

$$\bar{i}_{0v} + \sin \varphi \bar{H}_x^{in} + \cos \varphi \bar{H}_z^{in} = -\frac{i}{\mu \omega} \frac{\partial E_v}{\partial \xi}; \quad (4.23)$$

$$\bar{i}_{0u} + \cos \varphi \bar{H}_x^{in} - \sin \varphi \bar{H}_z^{in} = H_v, \quad (4.24)$$

где компоненты индуцированного магнитного поля $\bar{H}_x^{in}, \bar{H}_z^{in}$ определяются с учетом (4.19), (4.20) через потенциалы Герца:

$$\bar{H}_x^\alpha = \frac{i}{\mu \omega} \left[k^2 \frac{\partial \bar{f}_e^\alpha}{\partial \xi} + L_+ L_- \bar{f}_m^\alpha \right], \quad \bar{H}_z^\alpha = \frac{i}{\mu \omega} \left[k^2 \bar{f}_m^\alpha + L_-^2 \bar{f}_m^\alpha \right], \text{ при } \alpha = in. \quad (4.25)$$

Черта над переменными величинами означает операцию усреднения функции поперек щели по координате v и определяется как

$$\bar{f} = \frac{1}{d} \int_0^d f(v) dv.$$

Так, например, $\bar{i}_{0v} = \frac{1}{d} \int_0^d i_{0v} f(v) dv$, где i_{0v} определяется (4.15), $f(v)$ – весовая функция. В приближении бесконечно тонкой стенки волновода [7]

$$f(v) = \frac{1}{\pi \sqrt{v(d-v)}}. \quad (4.26)$$

Аналогично могут быть получены выражения для потенциалов Герца на поверхности щели S^{ext} , граничащей с внешней областью волновода:

$$f_e^{ext}(\vec{r}) = \int_{S^{ext}} G_1^{ext}(\vec{r}, \vec{\xi}) \Phi_e^{ext}(\vec{\xi}) dS_\xi \equiv G_1^{ext}[\Phi_e^{ext}]; \quad (4.27)$$

$$f_m^{ext}(\vec{r}) = \int_{S^{ext}} G_2^{ext}(\vec{r}, \vec{\xi}) \Phi_m^{ext}(\vec{\xi}) dS_\xi \equiv G_2^{ext}[\Phi_m^{ext}]; \quad (4.28)$$

$$\Phi_e^{ext} = -L^{-1} \sin \varphi E_v, \quad \Phi_m^{ext} = \cos \varphi E_v - L_+ L_- G_1^{ext}[\Phi_e^{ext}].$$

Аналогами граничных условий (4.23), (4.24) на поверхности щели S^{ext} являются соотношения:

$$\sin \varphi \bar{H}_x^{ext} + \cos \varphi \bar{H}_z^{ext} = -\frac{i}{\mu \omega} \frac{\partial E_v}{\partial \xi}; \quad (4.29)$$

$$\cos \varphi \bar{H}_x^{ext} - \sin \varphi \bar{H}_z^{ext} = H_v, \quad (4.30)$$

где компоненты $\bar{H}_x^{ext}$, $\bar{H}_z^{ext}$ определяются соотношениями (4.25), при $\alpha = ext$.

Таким образом, уравнения (4.16) совместно с граничными (4.17), интегральными (4.18) и интегро-дифференциальными (4.23), (4.24) и (4.29), (4.30) условиями определяют краевую задачу по определению характеристик поля внутри щели в приближении среднего поля. После решения этой задачи по формулам (4.20), (4.21) и (4.27), (4.28) находятся потенциалы Герца во внутренней и внешней областях волновода, по которым в свою очередь определяются характеристики поля внутри и вне волновода.

Очевидно, что в приближении усредненного поля в щели задачу по определению поля можно сформулировать относительно поперечной компоненты поля E_v , а затем определить обе компоненты магнитного поля H_u и H_v .

4.1.3. Приближение тонкой стенки волновода. Расчет энергетических характеристик щелей может быть также упрощен, если воспользоваться приближением малости толщины стенки волновода t , в котором прорезана щель, по сравнению с длиной волны, возбуждающей волновод, и длиной щели, $t \ll \lambda$, $t \ll l$. Такое приближение можно формализовать с математической точки зрения, сформулировав задачу в безразмерных величинах. В этом случае задача запишется относительно малых параметров $\chi = tk = (2\pi t / \lambda) \ll 1$, $\delta = (t/l) \ll 1$.

Решение краевой задачи в приближении квазистатического поля внутри щели и малой толщины стенки волновода будет соответствовать решению при нулевом приближении по этим малым параметрам. С математической точки зрения это упрощение связано со следующей процедурой. Размеры t , l – это масштабы изменения функций вдоль координат ξ, σ . Введем безразмерные координаты $\eta^v = \xi/t$, $s = \sigma/l$. Тогда в новых координатах уравнения (4.16) запишутся:

$$\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} f + \delta^2 \frac{\partial^2}{\partial s^2} f + \chi^2 f = 0,$$

где f – какая-либо из функций E_v, H_v .

С точностью до квадрата по малым параметрам решение этого уравнения можно представить в виде $f = F(s) + F_1(s)\eta + O(\delta^2, \chi^2)$, где $F(s), F_1(s)$ – неизвестные функции. Полученное представление и составляет суть приближения тонкой стенки волновода.

Таким образом, в приближении тонкой стенки волновода можно записать

$$E_v = E^{ext}(\sigma) + [E^{in}(\sigma) - E^{ext}(\sigma)] \left(1 + \frac{\xi}{t}\right); \quad (4.31)$$

$$H_v = H^{ext}(\sigma) + [H^{in}(\sigma) - H^{ext}(\sigma)] \left(1 + \frac{\xi}{t}\right). \quad (4.32)$$

Представления (4.31), (4.32) позволяют упростить граничные условия (4.23), (4.24) и (4.29), (4.30) следующим образом. Уравнения (4.23), (4.29) эквивалентны двум уравнениям, получаемым путем их сложения и вычитания. Под-

ставляя (4.31) в (4.23) и (4.29), с точностью до $O(\delta)$ получаем $E_v = E^{in} = E^{ext}$. При этом с точностью до $O(\delta^2)$ производная $\partial E_v / \partial \xi$ не зависит от ξ . Поэтому, разность уравнений (4.23) и (4.29) дает следующее интегро-дифференциальное уравнение относительно E_v :

$$\bar{i}_{0v} + \sin \varphi (\bar{H}_x^{in} - \bar{H}_x^{ext}) + \cos \varphi (\bar{H}_z^{in} - \bar{H}_z^{ext}) = 0, \quad (4.33)$$

где

$$\bar{H}_x^{in} - \bar{H}_x^{ext} = \frac{i}{\mu \omega} \left[k^2 \frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{f}_e^{in} - \bar{f}_e^{ext}) + L_+ L_- (\bar{f}_m^{in} - \bar{f}_m^{ext}) \right],$$

$$\bar{H}_z^{in} - \bar{H}_z^{ext} = \frac{i}{\mu \omega} \left[k^2 \frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{f}_m^{in} - \bar{f}_m^{ext}) + L_-^2 (\bar{f}_m^{in} - \bar{f}_m^{ext}) \right].$$

После решения уравнения (4.33), позволяющего определить компоненту электрического поля E_v , функции $\bar{H}_u, \bar{H}_v$ находятся из граничных условий простым интегрированием уравнений (4.23), (4.24) и (4.29), (4.30).

Здесь следует отметить, что полученное строгое решение задачи в приближении бесконечно тонкой стенки волновода, с учетом условия Мейкснера на ребре щели (4.26) может быть достаточно просто распространено на получение строгого решения задачи с конечной толщиной стенки волновода, когда $t \ll \lambda$ и когда $t \geq d$ (при этом $d \ll \lambda, d \ll l$) путем введения $d_{эфф}$ [35], определяемого соотношениями (2.61).

4.1.4. Учет конечной толщины стенки волновода. В случае конечной толщины стенки волновода напряженность электрического поля на внутренней стороне щели S^{in} определяется интегро-дифференциальным уравнением (4.23), которое для удобства дальнейших выкладок запишем в операторной форме как

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} = i \mu \omega (\bar{i}_{0v} + \sin \varphi \bar{H}_x^{in} [E^{in}] + \cos \varphi \bar{H}_z^{in} [E^{in}]) \equiv \hat{G}_1 [E^{in}, \bar{i}_{0v}], \quad (4.34)$$

а на внешней стороне щели S^{ext} – интегро-дифференциальным уравнением (4.29), которое обозначим как

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} = i \mu \omega \left(\sin \varphi \bar{H}_x^{ext} [E^{ext}] + \cos \varphi \bar{H}_z^{ext} [E^{ext}] \right) \equiv \hat{G}_2 [E^{ext}]. \quad (4.35)$$

Величины $\bar{H}_x^\alpha [E^\alpha]$, $\bar{H}_z^\alpha [E^\alpha]$ ($\alpha = in, ext$) в (4.34), (4.35) суть интегро-дифференциальные операторы для внутренней и внешней областей, действующие на компоненты полей E^{in} , E^{ext} , значения которых определяют соответствующие компоненты магнитного поля и заданы выражениями, аналогичными (4.25) при $\alpha = in, ext$.

$$\bar{H}_x^\alpha [E^\alpha] = \frac{i}{\mu \omega} \left(k^2 \frac{\partial \bar{f}_e^\alpha}{\partial \xi} + L_+ L_- \bar{f}_m^\alpha \right), \quad \bar{H}_z^\alpha [E^\alpha] = \frac{i}{\mu \omega} (k^2 \bar{f}_m^\alpha + L_-^2 \bar{f}_e^\alpha), \quad (4.36)$$

$$\text{где} \quad \bar{f}_e^\alpha = \int_{S^\alpha} G_1^\alpha(u, \xi) \Phi_e^\alpha dS, \quad \bar{f}_m^\alpha = \int_{S^\alpha} G_2^\alpha(u, \xi) \Phi_m^\alpha dS; \quad (4.37)$$

$$\Phi_e^{in} = -L^{-1} [\sin \varphi E^{in}], \quad \Phi_e^{ext} = -L^{-1} [\sin \varphi E^{ext}];$$

$$\Phi_m^{in} = -\cos \varphi E^{in} + L_+ L_- \bar{f}_e^{in}, \quad \Phi_m^{ext} = -\cos \varphi E^{ext} + L_+ L_- \bar{f}_e^{ext}.$$

Входящие в $\bar{f}_e^\alpha$, $\bar{f}_m^\alpha$ величины G_1^α , G_2^α – функции Грина соответственно первой и второй краевых задач уравнения Гельмгольца для внутренней и внешней областей.

Таким образом, решения уравнений (4.34), (4.35) позволяют определить усредненные потенциалы Герца соответственно для внутренней и внешней областей волновода, на основании которых найдем усредненные компоненты электрических и магнитных полей, определяемых выражениями (4.1), (4.2).

В отличие от приближения малой толщины стенки волновода, когда $\chi = kt = (2\pi t/\lambda) \ll 1$ и напряженности электрического поля на внутренней S^{in} и внешней S^{ext} сторонах щели совпадают и определяются интегро-дифференциальным уравнением (4.33), в случае конечной толщины стенок волновода, когда $\chi = kt \sim 1$, уравнение (4.33) не является корректным, и необходимо решать полную задачу, определяемую уравнениями (4.16), (4.34), (4.35).

Решение уравнения (4.16) можно записать в виде

$$E = E^{in} \cos \chi \eta^v - (E^{ext} - E^{in} \cos \chi) \frac{\sin \chi \eta^v}{\sin \chi}. \quad (4.38)$$

Используя (4.38), из (4.34) и (4.35) получим

$$E^{in} \cos \chi - E^{ext} = t \frac{\sin \chi}{\chi} \hat{G}_1 [E^{in}, \bar{i}_{0v}]; \quad (4.39)$$

$$E^{in} - E^{ext} \cos \chi = t \frac{\sin \chi}{\chi} \hat{G}_2 [E^{ext}]. \quad (4.40)$$

Система уравнений (4.39), (4.40) представляет собой искомую пару интегро-дифференциальных сингулярных уравнений относительно напряженностей E^{in} , E^{ext} поля в щели на ее поверхностях S^{in} и S^{ext} соответственно.

Нетрудно видеть, что одна из независимых компонент в системе (4.39), (4.40) исключается, например, E^{ext} , и тогда относительно E^{in} получаем замкнутое интегро-дифференциальное уравнение в виде

$$\hat{G}_1 [E^{in}, \bar{i}_{0v}] - \hat{G}_2 [E^{ext}] + \frac{t}{\chi} \operatorname{tg} \chi \hat{G}_2 [\hat{G}_1 [E^{in}, \bar{i}_{0v}]] + \frac{\chi}{t} \operatorname{tg} \chi E^{in} = 0. \quad (4.41)$$

Это уравнение обобщает уравнение (4.33) на случай произвольной толщины стенки волновода. При бесконечно тонких стенках ($\chi \rightarrow 0$) или при выполнении резонансного условия $\sin \chi = 0$, ($\chi = 2\pi t/\lambda = \pi n$, $n = 0, 1, 2, \dots$) это уравнение совпадает с (4.33), а при условии $\cos \chi = 0$, ($\chi = 2\pi t/\lambda = \pi \left(n + \frac{1}{2}\right)$) оно переходит к совершенно другому виду:

$$\hat{G}_2 [\hat{G}_1 [E^{in}, \bar{i}_{0v}]] + \left(\frac{\chi}{t}\right)^2 E^{in} = 0.$$

4.2. Электрически длинная криволинейная щель в прямоугольном волноводе

4.2.1. Приближение малой кривизны щели.

Решение задачи об электрически длинном криволинейном щелевом излучателе в волноводе

соответствует приближению малому искривлению щели.

Рассмотрим щель, являющуюся частью окружности радиуса $R_{щ}$ и расположенную на широкой стенке прямоугольного волновода симметрично относительно перпендикуляра OD к его оси (рис. 4.2). Предположим, что линия симметрии щели OD , проходящая через центр окружности O и вершину щели D , параллельна оси x , а концы щели A^L, B^L опираются на концы прямолинейной щели AB , являющейся, по сути, проекцией криволинейной щели на продольную ось волновода. В этом случае угол φ изменяется в пределах $-\vartheta \leq \varphi \leq \vartheta$, где угол ϑ определяется условием $\sin \vartheta = l_0 / 2R_{щ}$, l_0 – длина прямолинейной щели. Координаты точки (x, z) на поверхности щели зададим координатой z , так что $x = \sqrt{R_{щ}^2 - z^2} - (R_{щ} \cos \alpha - x_0)$, где x_0 – расстояние от точки D щели до ребра волновода (рис. 4.3). В этом случае метрический коэффициент $A(\sigma)$ и естественная координата σ определяются как $A(\sigma) = \sqrt{1 + (dx/dz)^2}$, $d\sigma = A(\sigma)dz$.

Данная постановка задачи охватывает четыре класса форм щели, изображенных на рис. 4.4. Для случая бесконечно тонкой стенки волновода интегро-дифференциальное уравнение (4.33) представлено в Приложении Д.1.

В этом случае интегро-дифференциальное уравнение для тока в щели (Д.5) простым двукратным интегрированием сводится к интегральному сингулярному уравнению 1-го рода вида

$$\int_0^1 B(\xi - \xi_1) \Phi(\xi_1) d\xi_1 + A_1 \sin p\xi + A_2 \cos p\xi = f(\xi), \quad (4.42)$$

где
$$f(\xi) = \left[-i \left(c_1 - 2\vartheta s_1 \frac{g_{10}}{pq_1^2} Q \right) + \vartheta s_1 Q \left(\xi - \frac{1}{2} \right) \right] e^{-ipg_{10}\xi},$$

$\Phi(\xi_1) = U(\xi_1)/U^*$, $U^* = U_0/p^2 q_1^2$, а константы A_1, A_2 определяются граничными условиями на концах щели.

Особенность его решения состоит в том, что уравнение (4.42) получено с точностью до членов первого порядка по малому параметру ϑ .

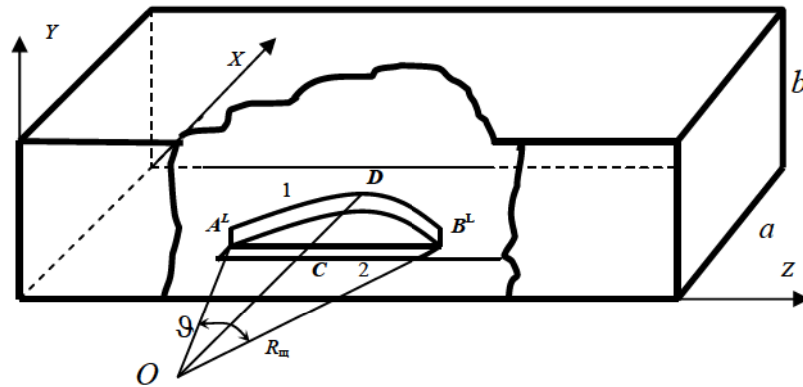


Рис. 4.2. Расположение криволинейной щели:

- 1 – криволинейная щель, опирающаяся на концы прямолинейной щели;
 2 – проекция криволинейной щели на ось Z .

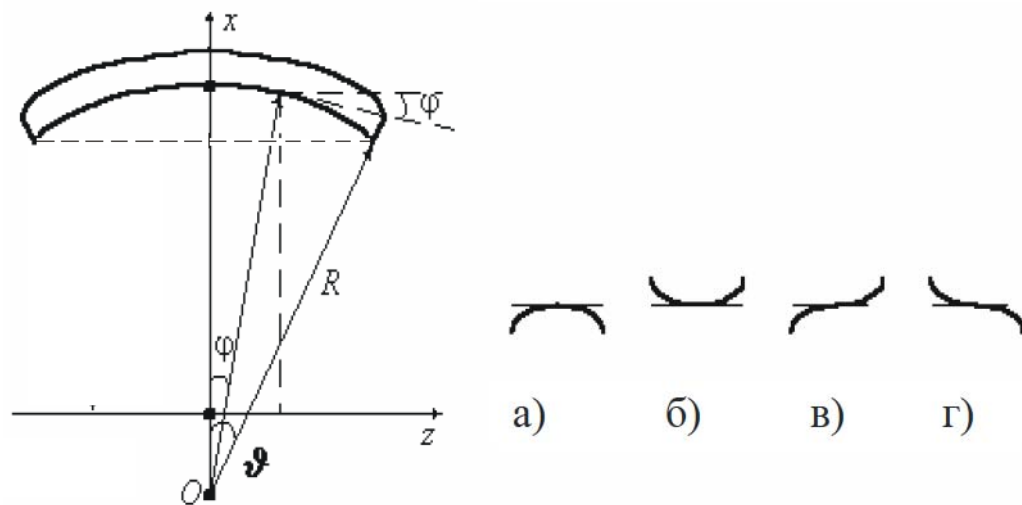


Рис. 4.3. Форма щели.

Рис. 4.4. Конфигурация щелей.

Для прямолинейной продольной щели параметр $\mathcal{S} = 0$. Уравнение (4.42) при $\mathcal{S} < 0$ соответствует конфигурации щели, изображенной на рис. 4.4а. При $\mathcal{S} > 0$ оно соответствует форме щели, изображенной на рис. 4.4б. Если $\mathcal{S}$ изменяет знак по правилу $\mathcal{S} > 0$ при $0 \leq \xi \leq 1/2$ и $\mathcal{S} < 0$ при $1/2 \leq \xi \leq 1$, то это соответствует форме щели, изображенной на рис. 4.4в, если $\mathcal{S} < 0$ при $0 \leq \xi \leq 1/2$ и $\mathcal{S} > 0$ при $1/2 \leq \xi \leq 1$, получаем уравнение, соответствующее щели (рис. 4.4г).

Следует отметить, что уравнение (Д.5) в приближении продольной щели, когда $\mathcal{S} \rightarrow 0$ ($R \rightarrow \infty$), совпадает с уравнением, полученным Я.Н. Фельдом [7].

В случае слабоискривленной щели, расположенной в стенке конечной толщины прямоугольного волновода и ориентированной вдоль ее оси с точностью до членов первого порядка по малому параметру $\mathcal{S}$, задача об определении поля излучения из щели в безразмерном виде сводится к решению интегродифференциального уравнения (4.41) относительно безразмерной функции $\Phi(\xi_1)$, заданной на интервале $[0, 1]$ и определяющей напряженность электрического поля в щели, которое запишется в виде:

$$\left(p^2 + \frac{d^2}{d\xi^2} \right) \int_0^1 \left[B(\xi - \xi_1) \Phi(\xi_1) - T \zeta B_0(\xi - \xi_1) \left(p^2 + \frac{d^2}{d\xi_1^2} \right) \int_0^1 B_1(\xi_1 - \xi_2) \Phi(\xi_2) d\xi_2 \right] d\xi_1 + \gamma^v \Phi(\xi) = f(\xi) - T \left(p^2 + \frac{d^2}{d\xi^2} \right) \int_0^1 B_0(\xi - \xi_1) f(\xi_1) d\xi_1, \quad (4.43)$$

где функция $f(\xi) = -i(\bar{H}_{0z} + \phi \bar{H}_{0x})$ определяется усредненными парциальными компонентами $\bar{H}_{0z}$, $\bar{H}_{0x}$ возбуждающего поля, интегральные ядра $B(\xi - \xi_1)$, $B_1(\xi_1 - \xi_2)$, $B_0(\xi - \xi_1)$ определяются соответственно выражениям (Д.6), (Д.2) и (Д.3), $\gamma^v = \gamma_0 \operatorname{tg} \chi$, $\gamma_0 = \frac{2\pi^2 l_0^2}{d\lambda}$, $T = T_0 \operatorname{tg} \chi$, $T_0 = \frac{d\lambda}{4\pi^2 l_0^2}$, $\chi = \frac{2\pi t}{\lambda}$.

Проинтегрировав уравнение (4.43) дважды по ξ , получим интегральное сингулярное уравнение

$$\int_0^1 \left[B(\xi - \xi_1) \Phi(\xi_1) - T \zeta B_0(\xi - \xi_1) \left(p^2 + \frac{d^2}{d\xi_1^2} \right) \int_0^1 B_1(\xi_1 - \xi_2) \Phi(\xi_2) d\xi_2 \right] d\xi_1 =$$

$$\begin{aligned}
&= f(\xi) + p^2 q_1^2 \int_0^1 B_0(\xi - \xi_1) \left(c_1 + i \mathcal{Q} \left| \xi_1 - \frac{1}{2} \right| \right) e^{-ip\xi_1} d\xi_1 + \\
&+ p^2 q_1^2 \int_0^1 B_0(\xi - \xi_1) \left(c_1 + i \mathcal{Q} \left| \xi_1 - \frac{1}{2} \right| \right) e^{-ip\xi_1} d\xi_1 + \\
&+ A_1 \sin p\xi + A_2 \cos p\xi + \frac{\gamma^v}{p} \left(\cos p\xi \int_0^\xi \sin pt \Phi(t) dt - \sin p\xi \int_0^\xi \cos pt \Phi(t) dt \right). \quad (4.44)
\end{aligned}$$

На концах щели $\Phi(0) = \Phi(1) = 0$.

Зависимость амплитудно-фазового распределения от кривизны щели определяется функцией $\varphi = \varphi(\xi)$. Входящие в (4.44) величины T и γ^v учитывают влияние толщины стенки волновода на характеристики излучения. Из их явных выражений видно, что они изменяются в пределах $(-\infty; +\infty)$ в зависимости от толщины стенки. Фактически это означает, что по толщине стенки волновода характеристики излучения имеют резонансный характер.

Интегральные уравнения (4.42) и (4.44) являются уравнениями Фредгольма первого рода с сингулярным ядром, имеющим логарифмическую особенность. Численное решение этих уравнений может быть получено методом квадратурных формул [199] и приведено в Приложении Д.2.

Можно показать, что если каждый оператор в (4.44) заменить его разностной аппроксимацией [199] в соответствии с выражениями, приведенными в Приложении Д.2, и привести подобные члены, получится СЛАУ относительно значений Φ в точках ξ_{1j} с коэффициентами K_{ij} :

$$\begin{aligned}
&\sum_{j=2}^{N-1} K_{ij} \Phi_j = F_i + A_1 \sin p\xi_i + A_2 \cos p\xi_i, \quad i = 2, \dots, N-1; \quad (4.45) \\
&K_{ij} = B_{ij} h - T \zeta \left(p^2 h^2 \sum_{ii=2}^{N-1} B_{0i,ii} B_{1ii,j} + h^2 \sum_{ii=2}^{N-1} B_{0i,ii} \frac{B_{1ii-1,j} - 2B_{1ii,j} + B_{1ii+1,j}}{h^2} \right) - \\
&- \begin{cases} \frac{\gamma^v}{p} h (\cos p\xi_i \sin p\xi_{1j} - \sin p\xi_i \cos p\xi_{1j}), & j \leq i; \\ 0, & j > i \end{cases}
\end{aligned}$$

$$F_i = p^2 q_1^2 D_i + f_i.$$

Здесь суммирование ведется в пределах от 2 до $N-1$, поскольку в силу граничных условий $\Phi_1 = \Phi(0) = 0$ и $\Phi_N = \Phi(1) = 0$.

Обратим внимание на то, что линейная система (4.45) с учетом констант A_1, A_2 содержит N неизвестных, тогда как число уравнений равно $N-2$. Недостающие два уравнения дополним квадратурами в двух точках коллокации

$$\xi_1 = 0, \xi_N = 1, \text{ что дает } \sum_{j=2}^{N-1} K_{1j} \Phi_j + A_1 = F_0,$$

$$\sum_{j=2}^{N-1} K_{Nj} \Phi_j + A_1 \sin p + A_2 \cos p = F_N. \quad (4.46)$$

Система уравнений (4.45), (4.46) решается методом Гаусса. Выбор параметра n_ξ осуществляется эмпирическим методом на основе решения тестовой задачи по методике [262].

4.2.2. Заполнение волновода и полости щели диэлектриком. Рассмотрим случай, когда полость волновода заполнена диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε^{in} , а полость щели заполнена диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε^v . Исходной задачей по определению характеристик излучения щели в общем случае является решение системы интегро-дифференциальных уравнений (4.34), (4.35), (4.23), (4.29).

Входящие в эти уравнения компоненты магнитного поля $\bar{H}_x^{ext}, \bar{H}_z^{ext}$ определяются выражением (4.36) при $\alpha = ext$, а компоненты $\bar{H}_x^{in}, \bar{H}_z^{in}$ – выражением (4.36) при $\alpha = in$ и замене волнового числа электромагнитного поля в свободном пространстве k на волновое число поля в полости волновода $k_w = 2\pi/\lambda_w$ (λ_w – длина волны в диэлектрике, заполняющем волновод), которые связаны соотношением $k_w = k\sqrt{\varepsilon^{in}}$.

Электрическое поле внутри щели определяется уравнением (4.37), в котором $\chi = \chi_s = k_s t$, где k_s – волновое число электромагнитного поля внутри щели,

связанное с k как $k_s = k\sqrt{\varepsilon^v}$, а компоненты E^{in} , E^{ext} суть значения E_v соответственно на внутренней и внешней поверхностях щели.

Так как излучение электромагнитного поля определяется только поперечной компонентой электрического поля E_v , то достаточно рассмотреть уравнения (4.34), (4.35), однозначно определяющие искомое распределение E_v вдоль щели. В приближении слабой кривизны щели уравнения (4.34), (4.35) с учетом (4.37) запишутся как

$$\hat{G}_1[E^{in}, \bar{i}_{0v}] \equiv \bar{i}_{0v} + \bar{H}_z^{in}[E^{in}] = \frac{i\chi_s}{t \sin \chi_s \mu \omega} (E^{ext} - E^{in} \cos \chi_s); \quad (4.47)$$

$$\hat{G}_2[E^{ext}] \equiv \bar{H}_z^{ext}[E^{ext}] = -\frac{i\chi_s}{t \sin \chi_s \mu \omega} (E^{in} - E^{ext} \cos \chi_s). \quad (4.48)$$

Здесь

$$\bar{H}_z^{in} = \frac{i}{\mu \omega} \left(\varepsilon^v k^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right) \bar{f}_m^{in} \equiv \frac{i}{\mu \omega} L_w \bar{f}_m^{in},$$

$$\bar{H}_z^{ext} = \frac{i}{\mu \omega} \left(k^2 + \frac{d^2}{dz^2} \right) \bar{f}_m^{ext} \equiv \frac{i}{\mu \omega} L \bar{f}_m^{ext},$$

$$L_w = k_w^2 + \frac{d^2}{dz^2}, \quad L = k^2 + \frac{d^2}{dz^2}.$$

Выразим E^{ext} из (4.47) через E^{in} :

$$E^{ext} = E^{in} \cos \chi_s - \frac{i\mu\omega t \sin \chi_s}{\chi_s} \hat{G}_1[E^{in}, \bar{i}_{0v}]. \quad (4.49)$$

Подставляя (4.49) в (4.48), получаем следующее интегро-дифференциальное уравнение относительно E^{in} :

$$\begin{aligned} L \bar{f}_m^{ext}[E^{in}] - L_w \bar{f}_m^{in}[E^{in}] + \frac{\text{tg } \chi_s}{\chi_s} t L \bar{f}_m^{ext}[L_w \bar{f}_m^{in}[E^{in}]] + \frac{\chi_s \text{tg } \chi_s}{t} E^{in} = \\ = -i\mu\omega \bar{i}_{0v} + \frac{\text{tg } \chi_s}{\chi_s} i\mu\omega t L \bar{f}_m^{ext}[\bar{i}_{0v}]. \end{aligned} \quad (4.50)$$

Здесь $\bar{f}_m^{in}[E^{in}] = -\int_0^{l_0} \bar{G}_2^{in}(z, z') E^{in}(z') dz'$, $\bar{f}_m^{ext}[E^{in}] = \int_0^{l_0} \bar{G}_2^{ext}(z, z') E^{in}(z') dz'$;

$$\overline{G}_2^{in} = \frac{2l_0 d}{ab p_w} B_w(\xi - \xi_1), \quad \overline{G}_2^{ext} = \frac{d}{2\pi l_0} B_0(\xi - \xi_1), \quad p_w = \frac{2\pi l_0}{\lambda \sqrt{\varepsilon^{in}}} = \frac{p}{\sqrt{\varepsilon^{in}}}.$$

$B_w(\xi - \xi_1)$ определяется выражением (Д.2) для $B_1(\xi - \xi_1)$ при замене в нем p на p_w и длины волны в полном волноводе λ_g на длину волны λ_{gw} в волноводе, заполненном диэлектриком.

После преобразований уравнение (4.50) имеет вид

$$\begin{aligned} & \int_0^1 B(\xi - \xi_1) \Phi(\xi_1) d\xi_1 + C_1 \sin p\xi + C_2 \cos p\xi = \\ & = -\frac{(\varepsilon^{in} - 1)l_0 \lambda}{ab \sqrt{\varepsilon^{in}}} L^{-1} \int_0^1 B_w(\xi - \xi_1) \Phi(\xi_1) d\xi_1 - \frac{\operatorname{tg} \chi_s \sqrt{\varepsilon^v}}{T_0} L^{-1} \Phi(\xi_1) - i L^{-1} \tilde{i}_{0v}, \end{aligned} \quad (4.51)$$

где

$$B(\xi - \xi_1) = \frac{1}{2} B_0(\xi - \xi_1) + \frac{l_0 \lambda}{ab \sqrt{\varepsilon_w}} B_w(\xi - \xi_1);$$

$$\Phi(\xi_1) = \frac{U(\xi_1)}{U_*}, \quad U = d \cdot E, \quad E = \pi \mu \omega l_0^2 H_0.$$

4.3. Энергетические характеристики и диаграмма направленности криволинейного излучателя. Результаты расчета и эксперимента

Энергетические параметры щели могут быть определены согласно методике, изложенной в работе [7]. Выражения для определения коэффициентов отражения $|S_{11}|$, прохождения $|S_{12}|$ и излучения поля из щели $|S_\Sigma|^2$ и для диаграммы направленности приведены в Приложении Д.3.

Приведем некоторые результаты расчетов и полученных экспериментально значений энергетических характеристик продольно-ориентированных криволинейных щелей, имеющих конфигурацию представленную на рис. 4.5. Они позволят продемонстрировать возможности практического применения предлагаемой методики расчета и использования таких излучателей. Величина Δh эквивалентна параметру $\mathcal{Q}$, который определяется радиусом кривизны щели $R_{щ}$.

С целью упрощения изложения материала по исследованию характеристик

криволинейных щелей, щели с конфигурацией приведенной на рис.4.5а обозначим как щели 1-го вида, а щели, конфигурация которых представлена на рис.4.5б – как щели 2-го вида.

Исследования проводились как для «коротких» щелей, длины которых $l \approx \lambda/2$, так и для электрически длинных щелей с длиной $l = (3 \div 5)\lambda$ и более ($d = 1.5 \text{ мм}$), расположенных в широкой стенке волновода сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$ с $t = 1 \text{ мм}$. Коэффициенты излучения рассчитывались по формуле (Д.7), а по формуле (Д.12) – ДН в плоскости $\varphi = 0^\circ$. Характеристики криволинейных щелей сравнивались с характеристиками продольных щелей прямоугольной формы при смещении оси щели от ребра волновода на величину $x_{0np} = x_0 + \Delta h/2$.

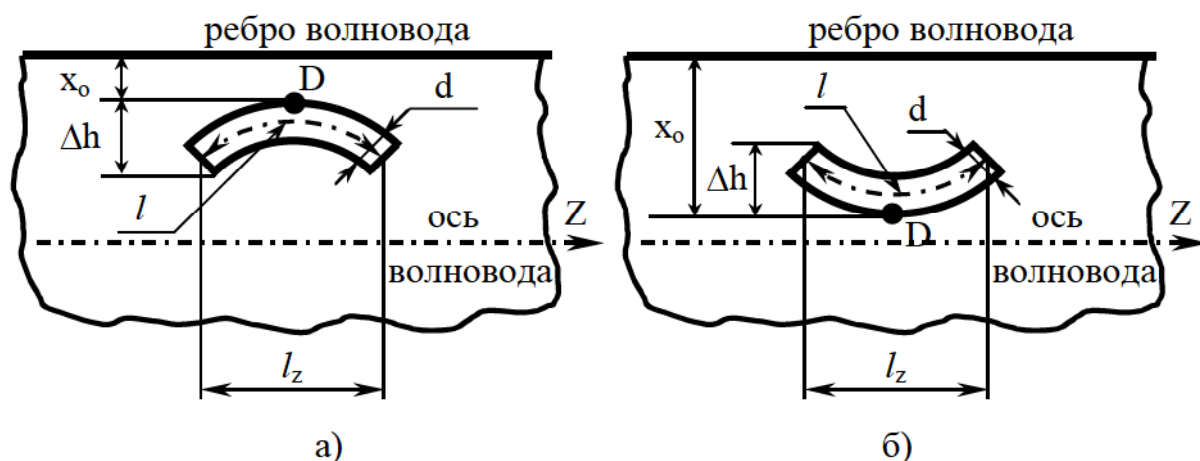


Рис. 4.5. Конфигурация и геометрические параметры криволинейных щелей.

Для электрически «коротких» щелей их резонансная длина, добротность и частотно-энергетические характеристики зависят от кривизны щели и дисперсионных свойств волновода. Увеличение кривизны щели приводит к возрастанию ее добротности. Частотные характеристики щели зависят от дисперсионных свойств волновода (рис. 4.6, рис. 4.7). Приведенные на рис. 4.6 и на рис. 4.7 расчетные и экспериментальные результаты для криволинейных электрически «коротких», $l \approx \lambda/2$, щелей достаточно хорошо согласуются друг с другом.

В разделе 3 данной работы отмечалась сложность решения многопарамет-

рической задачи по оптимизации характеристик электрически длинных продольных щелей. Введение дополнительных параметров, таких как кривизна щели, ее конфигурации и положения в стенке волновода приводит к изменению вида АФР поля в щели по сравнению с прямолинейной щелью, а, следовательно, и ее энергетических параметров и еще более усложняет решение электродинамической задачи. Предлагаемое в данной работе ее решение и возможность проведения теоретических расчетов характеристик таких щелей позволяет в ряде случаев создать волноводно-щелевые излучатели с характеристиками лучшими, чем у излучателей на основе продольных электрически длинных щелей. Например, реализовать практически не имеющее осцилляций спадающее к краям щели амплитудное распределение (синусоидального вида) в криволинейном излучателе длиной $l_z \approx 3\lambda$ (рис. 4.8, кривая 3) и получить амплитудное распределение, имеющее менее осциллирующий характер, чем для прямолинейной продольной щели при $l_z \approx 5\lambda$ (рис. 4.10), что позволяет создать диаграмму направленности с более низким уровнем боковых лепестков (рис. 4.9, кривая 3; рис. 4.11, кривая 1).

Частотно-энергетические характеристики щели зависят от вида (рис. 4.5а – 1-й вид; рис. 4.5б – 2-й вид) её конфигурации (рис. 4.12). Расчетные и экспериментальные значения коэффициентов излучения электрически длинных криволинейных щелей разной (1-го и 2-го видов) конфигурации и длины (рис. 4.13 – рис. 4.15) и их диаграмм направленности (рис. 4.16) достаточно хорошо согласуются друг с другом.

Полученные в п.п. 4.2.3 выражения позволяют рассчитать характеристики излучения щелей, заполненных диэлектриком.

При заполнении щели диэлектриком в частотной характеристике коэффициента излучения щели, как и в случае регулярных щелей, появляются дополнительные резонансные области с большой добротностью и излучаемая мощность при этом возрастает (рис. 4.17). Это связано с тем, что введение диэлектрика, в сущности, эквивалентно увеличению длины щели, толщине стенке волновода и соотношению λ и λ_g , в сравнении с поллой щелью.

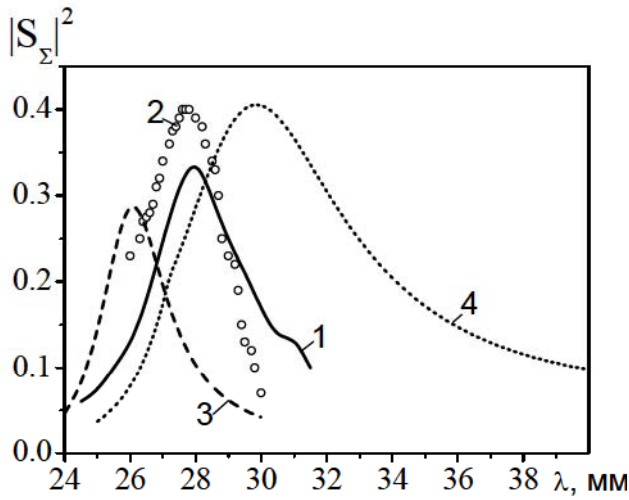


Рис. 4.6. Зависимости $|S_\Sigma|^2$ от λ для криволинейной щели $l=13.6$ мм ($l_z=12$ мм), $x_0=1$ мм, $\Delta h=4.6$ мм (1 – расчет; 2 – эксперимент) и продольных щелей (3 – $l_0=l_z=12$ мм, $x_0=1$ мм; 4 – $l_0=l=13.6$ мм, $x_{0np}=3.3$ мм).

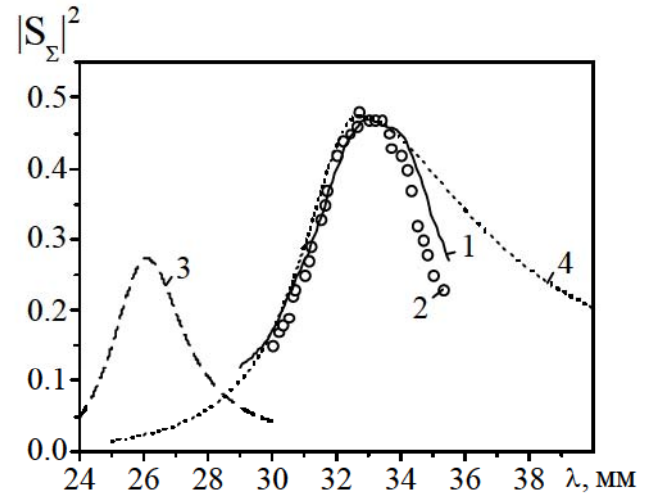


Рис. 4.7. Зависимости $|S_\Sigma|^2$ от λ для криволинейной щели $l=16.5$ мм ($l_z=12$ мм), $x_0=1$ мм, $\Delta h=6$ мм (1 – расчет; 2 – эксперимент) и продольных щелей (3 – $l_0=l_z=12$ мм, $x_0=1$ мм; 4 – $l_0=l_z=16.5$ мм, $x_{0np}=4.0$ мм).

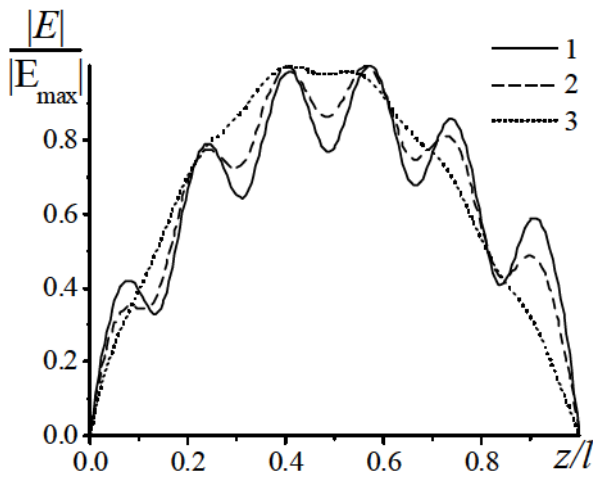


Рис. 4.8. Амплитудные распределения поля в щели $l_z=100$ мм, $x_0=6$ мм, $\lambda=32$ мм: 1 – продольная щель; 2 – криволинейная щель 1-го вида, $\Delta h=5$ мм; 3 – криволинейная щель 2-го вида, $\Delta h=5$ мм.

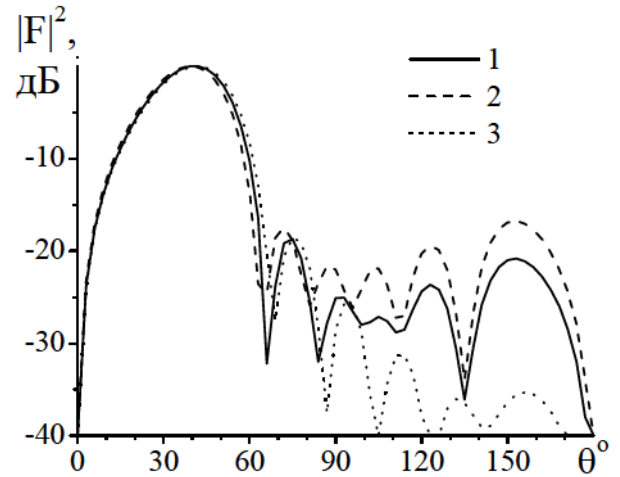


Рис. 4.9. Диаграммы направленности щелей $l_z=100$ мм, $x_0=6$ мм, $\lambda=32$ мм: 1 – продольная щель; 2 – криволинейная щель 1-го вида, $\Delta h=5$ мм; 3 – криволинейная щель 2-го вида, $\Delta h=5$ мм.

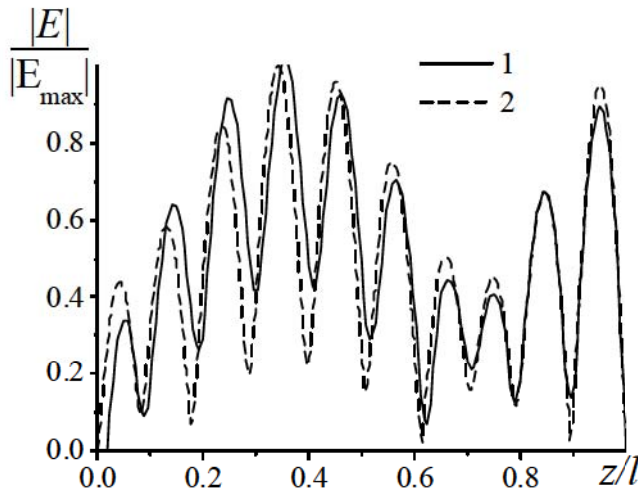


Рис. 4.10. Амплитудное распределение поля вдоль щели $l_z = 160 \text{ мм}$ ($l \approx 5\lambda$), $\lambda = 32 \text{ мм}$: 1 – криволинейная щель 1-го вида $\Delta h = 5 \text{ мм}$, $x_0 = 5 \text{ мм}$; 2 – прямолинейная щель, $x_0 = 5 \text{ мм}$.

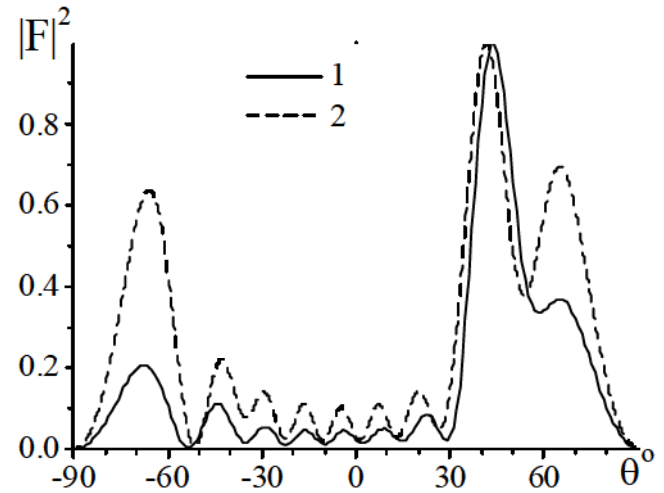


Рис. 4.11. Диаграммы направленности щели $l_z = 160 \text{ мм}$, $\lambda = 32 \text{ мм}$: 1 – криволинейная щель; 2 – продольная щель.

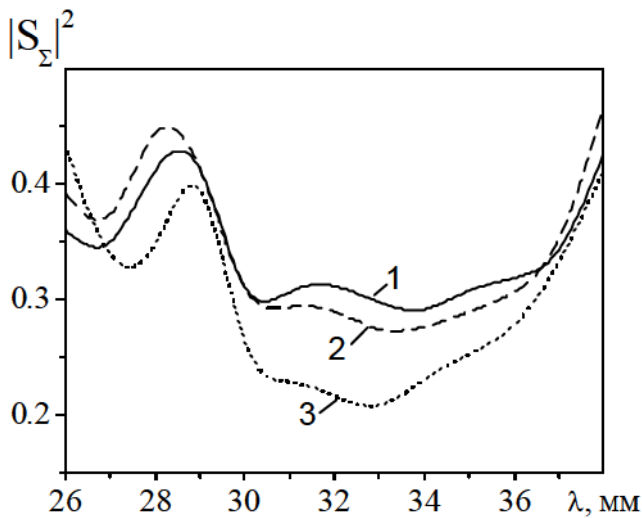


Рис. 4.12. Зависимости коэффициента излучения от λ для щели $l_z = 100 \text{ мм}$: 1 – продольная щель; 2 – криволинейная щель 1-го вида, $\Delta h = 5 \text{ мм}$; 3 – криволинейная щель 2-го вида, $\Delta h = 5 \text{ мм}$.

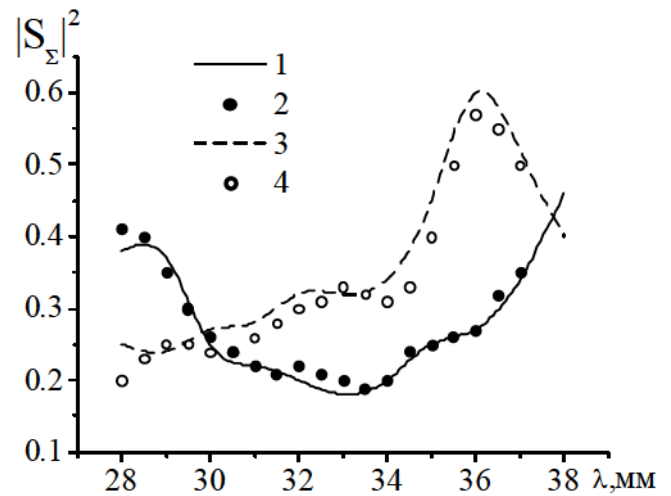


Рис. 4.13. Зависимости коэффициента излучения от λ для криволинейных щелей 2-го вида: $l_z = 100 \text{ мм}$, $\Delta h = 5 \text{ мм}$ (1 – расчет, 2 – эксперимент); $l_z = 128 \text{ мм}$, $\Delta h = 4 \text{ мм}$ (3 – расчет, 4 – эксперимент).

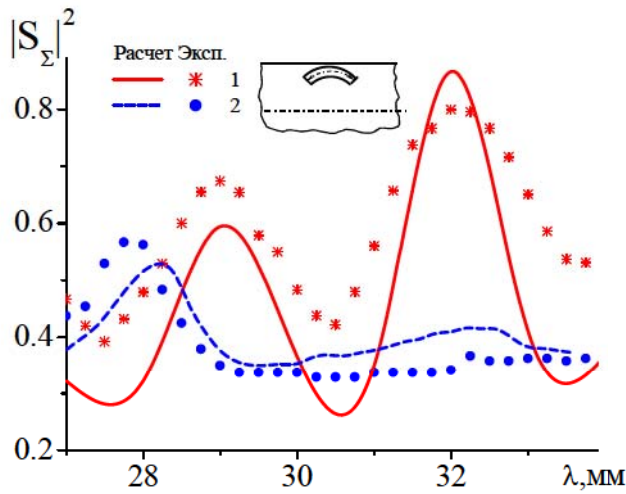


Рис. 4.14. Зависимость коэффициента излучения от λ для криволинейных щелей 1-го вида при $x_0 = 1$ мм:

1 – $l_z = 160$ мм, $\Delta h = 5$ мм;

2 – $l_z = 100$ мм, $\Delta h = 3.3$ мм.

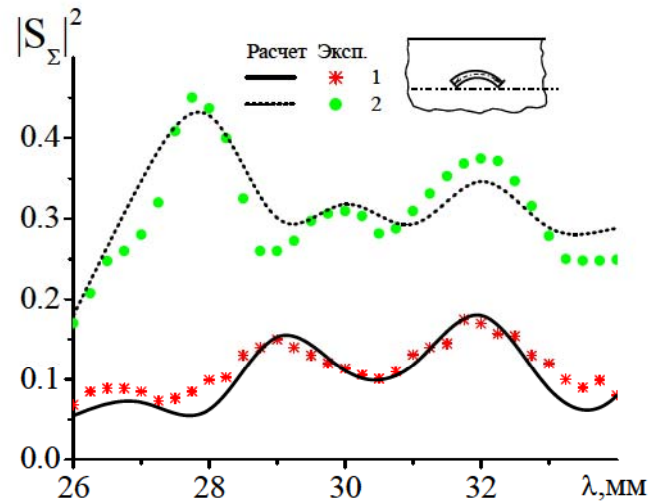


Рис. 4.15. Зависимость коэффициента излучения от λ для криволинейных щелей 1-го вида при $x_0 = 6$ мм:

1 – $l_z = 160$ мм, $\Delta h = 5$ мм;

2 – $l_z = 100$ мм, $\Delta h = 3.3$ мм.

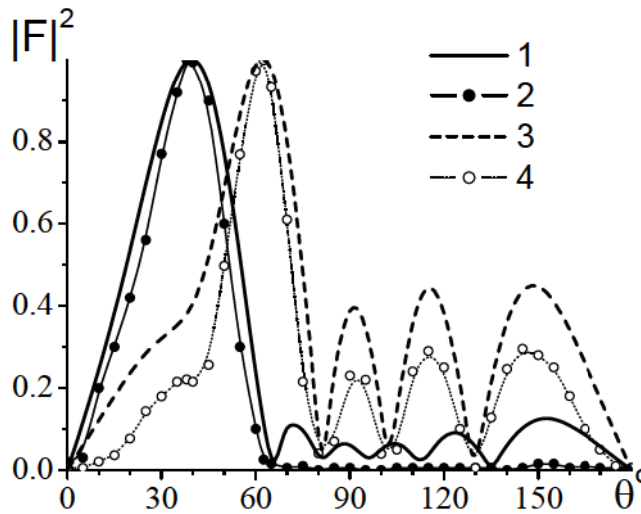


Рис. 4.16. Диаграммы направленности в плоскости $\varphi = 0$ криволинейной щели 1-го вида $l_z = 100$ мм, $\Delta h = 3$ мм при $\lambda = 32$ мм (1 – расчет; 2 – эксперимент); $\lambda = 38$ мм (3 – расчет; 4 – эксперимент).

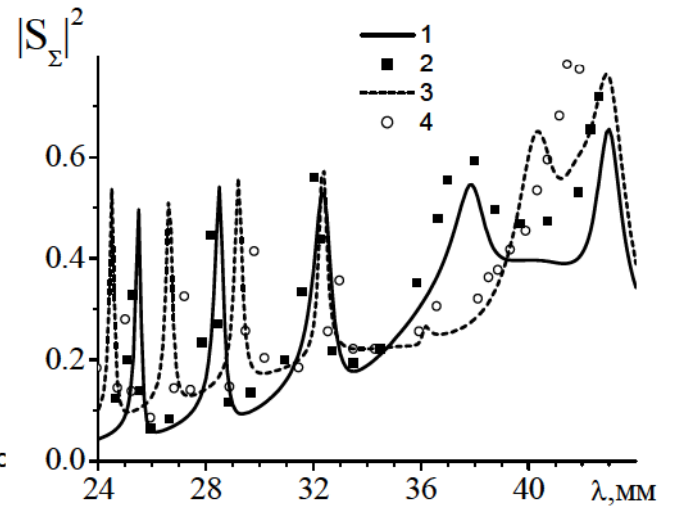


Рис. 4.17. Зависимости коэффициента излучения криволинейных щелей 2-го вида при $\Delta h = 5$ мм, $t = 1$ мм, $x_0 = 1$ мм, заполненных диэлектриком $\varepsilon = 2$ от λ : $l_z = 100$ мм (1 – расчет, 2 – эксперимент); $l_z = 128$ мм (3 – расчет; 4 – эксперимент).

Таким образом, достаточно удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных значений коэффициентов излучения щелей и их диаграмм направленности подтверждает правильность построения математической модели расчета частотно-энергетических характеристик и характеристик направленности криволинейных полых щелей и щелей с диэлектрическим заполнением.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования криволинейных щелевых излучателей произвольной электрической длины, расположенных в стенках волновода позволяют сделать следующие выводы:

- характеристики криволинейных щелевых излучателей, как и в случае регулярных щелей, имеют сложную многопараметрическую зависимость от геометрических и электродинамических параметров щели и волновода;
- величина кривизны щели, ее форма и положение в широкой стенке волновода являются дополнительными параметрами по сравнению с регулярной щелью, от которых зависит вид формирующегося на апертуре щели АФР, а следовательно, и характеристики излучаемого электромагнитного поля;
- практическая реализация антенн с требуемыми характеристиками с использованием криволинейных щелей, по сути, невозможна без их предварительного электродинамического расчета.

4.4. Наклонная щель в узкой стенке прямоугольного волновода

В современных радарных системах широко используются линейные волноводно-щелевые резонансные антенны с наклонными щелями на узкой стенке прямоугольных волноводов или резонаторов. Такие антенны имеют незначительную ветровую нагрузку, у них достаточно высокое значение коэффициента усиления антенны и невысокий уровень кроссполаризованного излучения по основному лепестку ДН во всем рабочем диапазоне частот.

В разделе 1 отмечалось, что практическое применение антенн со щелевыми излучателями такого вида ограничивается отсутствием адекватной математической модели и доступного для широкого практического применения алгоритма

расчета электродинамических характеристик как одиночного излучателя — наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке, так и системы двух и более щелей. В литературе известно незначительное число работ по исследованию энергетических характеристик таких щелей [82-88]. Сложность решения задачи связана с нерегулярностью геометрии щели, так как ее граничный контур имеет излом на ребре волновода. Наличие указанного излома усложняет, в частности, решение внешней задачи и задачи по учету толщины стенки волновода, поскольку внешний объем и объем виртуального волновода, образованного между внешней и внутренней стенками волновода, приобретают сложную форму. Все это существенно усложняет формулировку задачи определения поля в щели в традиционной аналитической форме. При малых углах наклона оси щели указанными нерегулярностями геометрии щели в первом приближении можно пренебречь, что накладывает ограничения на величину этого угла.

Первые работы по исследованию характеристик излучения одиночных наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке связаны с поиском метода определения проводимости щели в приближении бесконечно-тонкой стенки волновода [82-86]. Для решения задачи в [82] использован разработанный нами метод расчета и примененный непосредственно соискателем в [52, 76] при решении задачи о наклонной и крестообразной щелях в широкой стенке волновода. Однако в [82] получены ошибочные результаты при определении внутренней реактивной проводимости щели и, соответственно, даны неверные определения ее резонансных частот ни как щелевого элемента, возбуждающего волновод, ни как щелевого излучателя. Кроме того, не решена внешняя задача, и результаты работы не могут быть применены при расчете энергетических характеристик одиночной щели и щелевой решетки.

В [83] приводится определение резонансной длины щели, равной значению 0.4625λ и не зависящей от угла наклона щели ϑ . Такое определение резонансной длины щели не согласуется с расчетными и экспериментальными значениями, полученными другими авторами. В [84-85] с использованием функции Грина

для бесконечной полуплоскости и собственных векторных функций волновода получено выражение для внутренней проводимости щели, нормированной к её внешней проводимости и определена резонансная длина щели в приближении бесконечно тонкой стенки волновода. В работе [86] исследуется функция распределения электрического поля в щели. При этом используется метод моментов и представление функции Грина для волновода и для клина с углом, равным 90° . Показано, что функция распределения электрического поля в щели близка к синусоидальной. В работе [87] тех же авторов, что и в работе [86], отмечается, что результаты работы [86] чрезвычайно громоздки и сложны для практического применения, но поскольку функция распределения поля в щели близка к полу-волне синусоиды, то при решении задачи возбуждения можно ограничиться таким приближением поля в щели. В [87] получены также выражения для проводимости щели, её резонансной длины и коэффициента отражения для случая также бесконечно тонкой стенки волновода. Однако, авторы отмечают чрезвычайную громоздкость и сложность проведения вычислений проводимостей щели и никаких расчетов её частотно-энергетических характеристик не приводят.

В работе [242] в результате решения вариационной задачи получено интегральное уравнение для электрического поля в объеме щели, образованной внешней и внутренней стенками волновода. Уравнение решается методом конечных элементов. Объем щели, включая места ее изломов, представляется набором элементарных треугольных пирамид. При записи выражений для магнитного поля внутри и снаружи волновода использованы тензорные функции не для векторного потенциала, а для поля во внутренней области волновода и области пространства вне прямоугольного клина. Такой подход, разумеется, должен давать более строгое решение внешней задачи по сравнению с традиционным использованием модели полупространства. Однако авторы не указывают, как они обходят трудность, связанную с тем, что внешняя область в окрестности узкой стенки содержит, как минимум, два прямых угла. Кроме того, в работе не указано, каким образом решена проблема, связанная с тем, что функция Грина

для поля имеет неинтегрируемую особенность. Таким образом, хотя построенный в [242] алгоритм расчета электродинамических параметров щели можно считать достаточно обоснованным, он оказывается недоступным для других исследователей. Кроме того, предлагаемый алгоритм расчета связан с проблемами выбора базисных элементов, их количества и выбором точек триангуляции для каждой конкретной формы и длины щели. В [242] отмечается, что для расчета характеристик одиночной щели необходимы большие объемы оперативной памяти и мощные вычислительные ресурсы.

В связи со сложностью решения задачи о наклонной щели в узкой стенке волновода с вырезами в его широкой стенке, в [103, 107] предлагается использовать С-образные щели в узкой стенке волновода и приводится решение граничной задачи на основе метода моментов. Однако, щели такого типа не нашли широкого практического применения, очевидно, из-за технологических сложностей их изготовления, вида ДН и высокого уровня кроссполаризационного излучения.

Очевидно, тем, что в работах [82-88, 242] получены либо весьма приближенные, а в ряде случаев и неверные, либо чрезвычайно громоздкие и сложные выражения для проводимостей щели, можно объяснить практическое отсутствие в литературе теоретических исследований энергетических характеристик и характеристик направленности таких щелевых излучателей, не говоря уже о системе щелей и щелевых решетках.

В настоящей работе поставлена цель построения алгоритма расчета энергетических параметров наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода, имеющей вырезы в его широкой стенке, используя доступную для практического применения и широко апробированную ранее методику метода наведенных магнитодвижущих сил с применением метода Галеркина.

4.4.1. Внутренняя проводимость щели. Рассмотрим бесконечный прямоугольный волновод сечением $a \times b$ и с толщиной стенки t . В его узкой стенке под углом ϑ к оси y (рис. 4.18) прорезана щель, раскрыв которой

продолжается на широкой стенке в виде вырезов длиной l_g . Поскольку длина таких щелей близка к значению $\lambda/2$ и функция распределения электрического поля в щели описывается нечетной функцией, то для удобства математических выкладок и, прежде всего, проведения операций интегрирования по по-

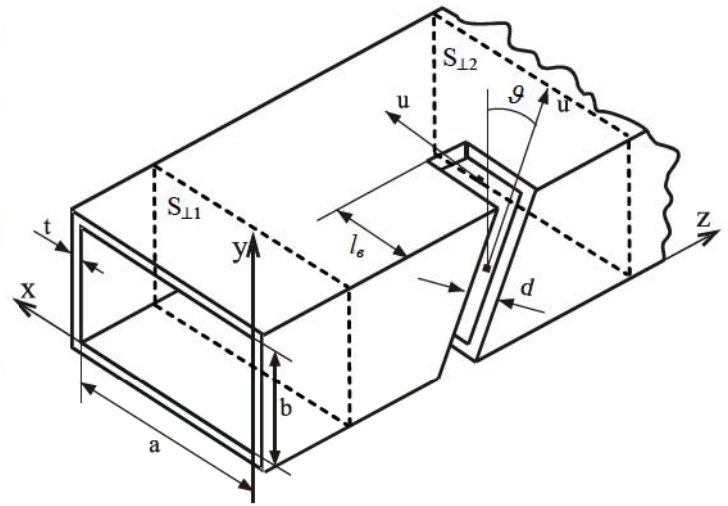


Рис. 4.18. Геометрия задачи.

верхности щели целесообразно длину всей щели обозначить $2L$. Отметим, что $2L$ – это длина всей щели по ее контуру с внутренней стороны волновода.

Предполагаем, что величина вырезов l_g в широких стенках волновода одинакова. Волновод возбуждается полем с длиной волны в свободном пространстве λ .

Для расчета коэффициента излучения и коэффициента отражения в такой системе, прежде всего, необходимо определить внутреннюю (со стороны возбуждающего волновода) и внешнюю (со стороны объема, в который излучает щель) проводимости.

Внутренняя проводимость щели Y^{in} определяется выражением (1.22). Для решения задачи по определению собственной проводимости щели или взаимной проводимости системы двух близко расположенных щелей, области которых пересекаются вдоль продольной оси волновода [52, 54, 76; A7], необходимо решение задачи по определению поля непосредственно в области расположения щели (в области источника поля). Решение этой задачи, особенно в случае наклонной щели, связано с рядом трудностей, описанных в работах [52-54, 72-75] и в [223, 224, 281, 282]. Эти трудности связаны, прежде всего, с наличием продольной составляющей магнитного тока в щели, сложностью интегрирования по площади щели в (1.22) и (1.24) и представления искомого поля, возбуждаемого щелью, в области источника в виде сходящегося решения.

При выборе метода решения задачи возбуждения волновода магнитным током можно воспользоваться теорией возбуждения волноводов, разработанной Кисунько [5], применить полную функцию Грина для векторного потенциала [52-54, 225, 226] или метод собственных волн, представив искомое поле в виде разложения по собственным волнам волновода [6, 280].

В последнем случае, если волновод возбуждается магнитным током с объемной плотностью $\vec{J}^m$, использование символики, принятой в [6], приведет решение к виду:

$$\vec{H}(\vec{e}_s) = \sum_s C_s(z) \vec{H}_s + \sum_s C_{-s} \vec{H}_{-s} - \vec{z}^0 \frac{1}{i\omega\mu} J_z^m. \quad (4.52)$$

Здесь $\vec{H}_{\pm s}$ – вектор-функции, описывающие поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ собственных волн в волноводе, тип которых определяется обобщенными индексами $\pm s$ (знак «+» при индексе s соответствует волне, распространяющейся в сторону $z > 0$, знак «-» – волне, распространяющейся в сторону $z < 0$; $C_{\pm s}(z)$ – амплитуды этих волн вне области источника). Непосредственное применение этого решения для численных расчетов в задачах о продольной или наклонной щелях в волноводе практически невозможно из-за наличия в нем внесуммарного слагаемого [223, 224, 281, 282], не связанного с собственными волнами волновода. Сложность его применения состоит в том, что эквивалентная электрическому полю на щели $\vec{e}_s$ плотность поверхностного магнитного тока $\vec{J}^m$ [302] связана с объемной плотностью дельта-функции Дирака $\delta(\xi)$ как $\vec{J}^m = \vec{J}_s^m \delta(\xi)$ и, следовательно, на поверхности щели внесуммарное слагаемое в (4.76) обращается в бесконечность.

В работах Л.П. Яцук [54, 95] показано, что получить сходящееся решение для поля, возбуждаемого щелью, в области ее расположения этим методом можно, если внесуммарное слагаемое представить в виде разложения по системе потенциальных функций волновода. Тогда, объединение его с вихревой частью поля, представленной суммами по собственным волнам волновода, и даст сходящееся решение для поля $\vec{H}(\vec{e}_s)$.

Это решение тождественно совпадает с решением, полученным в результате применения тензорной функции Грина для векторного потенциала [34]. Следует отметить, что в теории электродинамики [285] используют два типа функций Грина: функции для векторных потенциалов и функции для электромагнитных полей. Функция Грина для векторных потенциалов в области источника характеризуется интегрируемой особенностью [284], а в случае функции Грина для полей особенность оказывается неинтегрируемой [286]. В этом случае приходится использовать аппарат теории обобщенных функций [287] с целью регуляризации, что значительно усложняет задачу. Решение задачи возбуждения волновода магнитным током с использованием функции Грина для поля приводит к трудностям, аналогичным тем, что возникают при непосредственном применении метода собственных волн (4.52).

Использование метода собственных волн наиболее перспективно, если неизвестны функции Грина возбуждаемого щелью объема. Значительно проще задача возбуждения решается, когда известны функции Грина связываемых щелью электродинамических объемов [130, 196, 226, A1]. При использовании магнитной тензорной функции Грина $G^m(\vec{r}/\vec{r})$ вектор магнитного поля $\vec{H}$, возбужденного магнитным током $\vec{J}_s^m$, определяется выражением (1.23). Если координаты щели параллельны координатам, в которых определены функции Грина возбуждаемого щелью объема, то нет никаких принципиальных трудностей решения уравнения (1.22).

В случае наклонных щелей в волноводе, даже для такой простой области как прямоугольный волновод, когда функция Грина известна и представляется в виде суммы ряда по собственным функциям поперечного сечения волновода и истокообразным множителям при них, представляющих собой кусочно-непрерывные функции (для бесконечного волновода это функции вида $\exp[i\gamma(z - z')]$, для резонатора – функции вида $\cosh\gamma(z - z')$), решение задачи возбуждения волновода наклонной щелью представляет чрезвычайную сложность.

Решение задачи о наклонной щели в волноводе можно существенно упро-

стить, используя в настоящее время широко апробированную в работах [52-54, 94-96] методику, основанную на выделении в области щели фиктивного резонатора и примененную автором данной работы в [52, 76], а также в [A(3, 5, 7)] при решении задачи о наклонной и крестообразной щелях в широкой стенке прямоугольного волновода.

В нашей работе [95] и в [53, 54] нами было предложено искомое поле $\vec{H}^{in}(\vec{e}_s)$ внутри фиктивного резонатора определять не с помощью функции Грина, а в виде разложения по полной системе собственных векторных функций [284]. В этом случае поле представляется в виде разложения в ряд по вихревым и потенциальным собственным векторным функциям магнитного тока с неизвестными коэффициентами разложения, определяемыми путем применения процедуры Галеркина к волновому уравнению

$$\text{rot rot} \vec{H}(\vec{e}_s) - k^2 \vec{H}(\vec{e}_s) = 0,$$

которому удовлетворяет поле, возбуждаемое щелью в волноводе [54, 95, 288].

Следует отметить, что решения задачи об одиночной наклонной щели, полностью расположенной на широкой стенке прямоугольного волновода, или системе двух наклонных щелей, полученные нами в [95] и в работах [53-54], и полученных автором в [52] с использованием функций Грина, приводят к тождественно одинаковым численным результатам для собственных и взаимных проводимостей щелей.

Таким образом, для решения поставленной задачи – нахождения магнитного поля, возбуждаемого в прямоугольном волноводе наклонной щелью, расположенной в его узкой стенке и имеющей вырезы в широкой стенке, и внутренней проводимости щели целесообразно применить метод, основанный на выделении фиктивного резонатора, образованного объемом волновода, занимаемым щелью, с использованием либо метода функций Грина [52, 54, 76, 94], либо развитого нами в [95] и обоснованного в [54] метода собственных волн объемов, связанных щелью.

Оба способа представления поля в области источника применимы к классу

задач, сформулированных для областей, в которых можно построить или функцию Грина, или полную систему вихревых и потенциальных функций.

Для дальнейшего решения задачи воспользуемся методом, основанном на представлении поля в виде разложения в ряды Фурье по полной системе вихревых и потенциальных собственных функций объема волновода, занимаемого щелью, предложенным в работе [53, 54, 95]:

$$\vec{H}^{in}(\vec{e}_s) = \sum_s h_s^h \vec{H}_s^h + \sum_s h_s^e \vec{H}_s^e + \sum_s h_s^p \vec{H}_s^p, \quad (4.53)$$

где $\vec{H}_s^h, \vec{H}_s^e$ – вихревые и $\vec{H}_s^p$ – потенциальные собственные функции объема волновода, занимаемого щелью. Причем необходимая для определения Y^{in} проекция магнитного поля на ось щели $\vec{H}_u^m(\vec{e}_s)$ является суперпозицией полей, создаваемых в волноводе каждым из трех участков щели на стенках волновода. Общий вид коэффициентов разложения h_s^h, h_s^e, h_s^p получен нами в работе [95], а также приведен в работе [53], где неизвестными являются амплитуды $C_{\pm mn}^e$ и $C_{\pm mn}^h$ волн E_{mn} - и H_{mn} - типов соответственно, распространяющихся от щели в сторону $z < 0$ (знак «-») и $z > 0$ (знак «+»):

$$C_{\pm mn}^{e(h)} = \frac{1}{N_{mn}} \int_S e_s(u) H_{u\pm}^{e(h)} dS. \quad (4.54)$$

Из-за узости щели предполагаем, что электрическое поле в раскрыве щели $\vec{e}_s$ поперечно ($\vec{e}_s = \vec{v}^0 e_s(u)$), где $\vec{v}^0$ – орт координаты поперек щели, u – локальная координата, отсчитываемая вдоль участка щели от центра каждого участка). Раскрыв щели будем считать состоящим из трех линейных участков, а полные длины исследуемых щелей близки к значениям $2L \approx \lambda/2$ (обычно в фазированных антенных решетках на основе наклонных щелей в узкой стенке волновода, используются щели, длина которых близка к резонансной). Поскольку в работе [86] показано, что функция распределения электрического поля в такой щели близка к синусоидальной, то ее можно аппроксимировать следующим образом:

$$e_s(u) = \begin{cases} \cos \frac{\pi u}{2L}, & -\frac{b}{2 \cos \vartheta} \leq u \leq \frac{b}{2 \cos \vartheta}, & x=0 \\ \cos \frac{\pi}{2L} \left(\frac{b}{2 \cos \vartheta} + \frac{l_g}{2} + u \right), & -\frac{l_g}{2} \leq u \leq \frac{l_g}{2}, & y=0, b \end{cases}, \quad (4.55)$$

где, x, y, z – прямоугольная система координат, связанная с волноводом.

Следует отметить, что нет принципиальных трудностей использовать при решении задачи представление функции распределения электрического поля в щели в виде (1.20).

Подставляя (4.55) и (4.53) в (1.22) после преобразований получим окончательное выражение для внутренней проводимости щели. Выражение для проводимости приведено в Приложении Д.4.

4.4.2. Внешняя проводимость щели. Чтобы иметь возможность использовать изложенный в разделе 1 метод наведенных магнитодвижущих сил для расчета энергетических характеристик щели, необходимо решить задачу возбуждения щелью объема “*ext*”, являющегося внешним по отношению к волноводу со щелью, т.е. определить поле $\vec{H}^{ext}(\vec{e}_s)$, создаваемое щелью в этом объеме, и проводимость щели со стороны этого объема Y^{ext} .

Решение задачи возбуждения щелью свободного пространства усложняется тем, что отсутствуют выражения для функции Грина для области внешней по отношению к волноводу (его боковой поверхности). Практически во всех задачах о волноводно-щелевых излучателях, задача по определению поля, излучаемого щелью во внешнее полупространство $\vec{H}^{ext}(\vec{e}_s)$, решается в приближении, что щель (или система щелей) расположена в бесконечном идеально проводящем экране и мощность излучается в свободное полупространство над щелью. Поскольку в применяемых на практике излучателях в виде наклонных щелей на узкой стенке прямоугольного волновода вырезы в его широкой стенке невелики, обычно $(l_g/2L) \leq 0.2$, сделаем попытку и в решаемой задаче при определении поля $\vec{H}^{ext}(\vec{e}_s)$ воспользоваться таким же приближением, гипотетически полагая,

что реальная щель сложной конфигурации эквивалентна некой линейной (без изломов) щели, полностью расположенной в бесконечном экране (плоскость zOy , рис. 4.18) и излучающей в свободное полупространство. Такая модель приближенная, однако, она позволяет выяснить, насколько точно возможно описание характеристик щели в таком приближении по отношению к экспериментальным результатам.

Внешнюю проводимость Y^{ext} найдем из решения задачи возбуждения свободного полупространства заданным полем на щели (4.55) согласно выражению (1.22), в котором $\vec{H}^{ext}(\vec{e}_s)$ – проекция на ось щели вектора магнитного поля $\vec{H}_u^{ext}(\vec{e}_s)$, излученного ею во внешнее пространство и определяемого выражением (1.23). Интегрирование в (1.22) и (1.23) проводится по площади фиктивной линейной щели, эквивалентной площади раскрыва реальной щели со стороны внешнего пространства. Учитывая, что волновод имеет конечную толщину стенки, полную длину щели со стороны внешнего пространства определяем (при условии, что толщина узкой и широкой стенок волновода одинакова) как

$$2L^{ext} = \frac{b + 2t}{\cos \vartheta} + 2l_g + 2t. \quad (4.56)$$

Магнитное поле, возбуждаемое щелью во внешнем пространстве, найдем с помощью вектора Герца, который, в свою очередь, выражается через тензорную функцию Грина для векторного потенциала полупространства. После двойного интегрирования по частям в выражении для проводимости получаем формулы, содержащие четырехкратные интегралы (В.3), которые интегрируются численным способом [289]. С целью обхода сингулярностей, которые имеются в подынтегральных выражениях, при использовании численного метода интегрирования Гаусса [290] во внешнем и внутреннем интегралах выбирается разное количество опорных точек.

Дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования таких щелевых излучателей и антенных решеток на их основе подтвердили эффективность предлагаемого подхода к определению внешней проводимости щели.

4.4.3. Расчет энергетических характеристик. Возможность определения внутренних и внешних проводимостей щели позволяет впервые для расчета ее энергетических характеристик воспользоваться методом наведенных магнитодвижущих сил. Коэффициенты отражения S_{11} , прохождения S_{12} и излучения $|S_\Sigma|^2$ щели определяются выражениями (3.4), (Д.7).

В приближении бесконечно тонкой стенки волновода коэффициент излучения щели, согласно [7], может быть определен также как

$$|S_\Sigma|^2 = 2 \frac{\operatorname{Re} Y^{in} \operatorname{Re} Y^{ext}}{|Y^{in} + Y^{ext}|^2}.$$

Толщина стенки волновода косвенно учитывается при определении длины щели со стороны внешнего пространства (4.56) и более строго – путем введения эффективной ширины щели $d_{эфф}$ согласно (2.61).

Активная часть внутренней проводимости щели возрастает с увеличением длины волны аналогично активной проводимости продольной щели в широкой стенке волновода. Реактивная часть проводимости для щели с малыми вырезами ($l_g \approx d$) обращается в ноль при полной длине щели близкой к половине длины волны в свободном пространстве, то есть наступает резонанс во внутреннем пространстве волновода. Чем длиннее вырез щели в широкой стенке волновода l_g , тем больше резонансная длина щели отличается от полуволновой, происходит «укорочение» резонансной длины щели в волноводе (рис. 4.19). (Здесь и далее будут приведены результаты исследования характеристик щели в волноводе сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$). Для сравнения с результатами, полученными зарубежными авторами [86, 87], на рис. 4.20 приведены зависимости активной части внутренней проводимости щели, нормированной к волновой проводимости волновода, возбуждаемого волной с $f = 9.375 \text{ ГГц}$, от угла наклона щели $g^{in}(\vartheta)$. При изменении угла наклона щели ϑ , ее длина изменяется так, что вырез щели в широкой стенке волновода остается постоянным и равным $l_g = 3.5 \text{ мм}$. Ширина щели $d = 1.6 \text{ мм}$. Как видно, зависимости $g^{in}(\vartheta)$, приведенные в [86, 87] (рис. 4.20,

кривая 1), и расчетные (кривая 2) удовлетворительно согласуются друг с другом, но, как отмечается в этих работах, их результаты крайне сложны для практического применения.

Резонансные частоты щелей или частоты, на которых щель излучает максимальную мощность, меньше тех значений, при которых длина щели, определяемая со стороны волновода, является полуволновой. С увеличением величины выреза происходит уменьшение значения резонансной частоты с одновременным увеличением излучаемой щелью мощности и ее добротности (рис. 4.21).

Достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений коэффициента излучаемой щелью мощности $|S_{\Sigma}|^2(\lambda)$ подтверждает приемлемость выбранных в данной работе приближений для построения алгоритма расчета энергетических характеристик такого щелевого излучателя. Это позволяет впервые применить электродинамический метод расчета характеристик щелей в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке и впервые провести многосторонние теоретические исследования их зависимостей от геометрических и электрических размеров щели и волновода, от дисперсионных свойств волновода, от угла наклона щели и толщины стенки волновода, а также установить ряд закономерностей изменения электродинамических характеристик и физические свойства таких излучателей. Приведем некоторые результаты исследований.

Как уже отмечалось, величина излучаемой щелью мощности и резонансная длина волны сильно зависят от величины выреза l_g . Длины волн λ , при которых мнимая часть внутренней проводимости щелей $\text{Im}Y^{in}(\lambda)$ обращается в нуль (рис. 4.19) и длины волн, при которых щели излучают максимум мощности, определяемой с учетом внешней проводимости (рис. 4.21, кривые 1, 2; рис. 4.22), отличаются на 10-15%. Из этого следует, что само по себе возможное определение внутренней проводимости щели не позволяет говорить об определении резонансной длины щели, а тем более об определении ее энергетических характеристик и дальнейшем расчете систем таких излучателей, например, методом

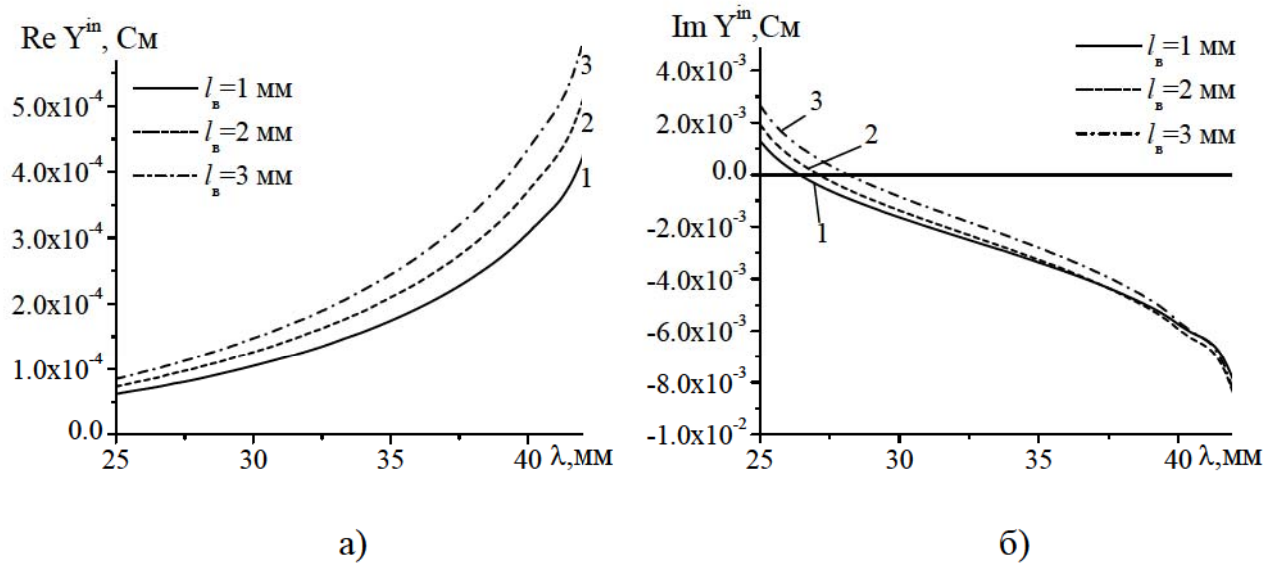


Рис. 4.19. Зависимость активной (а) и реактивной (б) части внутренней проводимости щели Y^{in} от длины волны λ при $\vartheta = 30^\circ$, $d = 1.5$ мм:

1– $l_g = 1$ мм ($2L = 13.55$ мм), 2– $l_g = 2$ мм ($2L = 15.55$ мм), 3– $l_g = 3$ мм ($2L = 17.55$ мм).

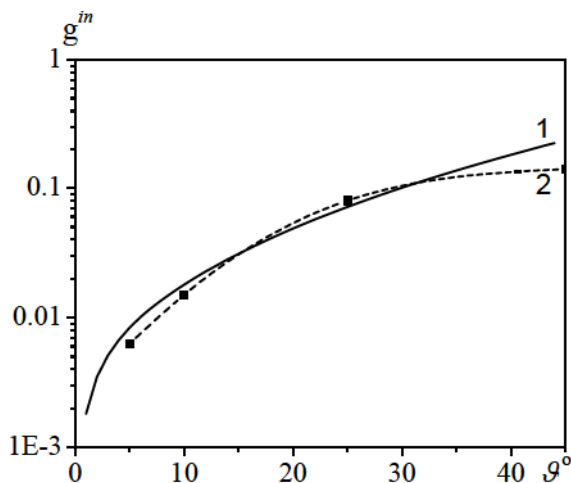


Рис. 4.20. Зависимость нормированной активной внутренней проводимости щели от её угла наклона.

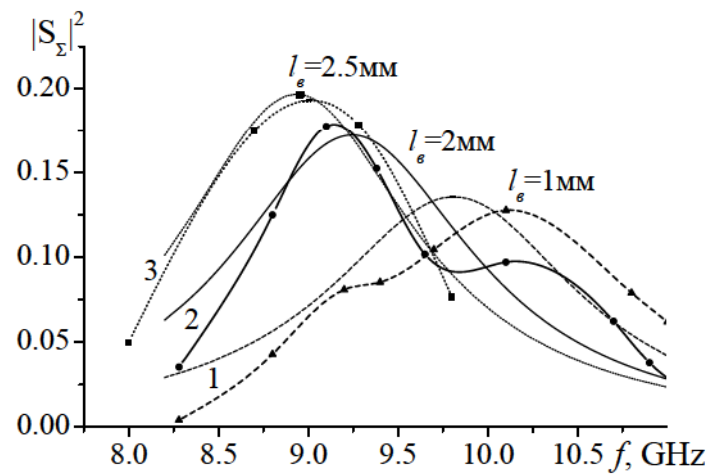


Рис. 4.21. Зависимость коэффициента излучения щели от частоты при $\vartheta = 30^\circ$, $d = 1.5$ мм, $t = 1$ мм: 1– $l_g = 1$ мм ($2L = 13.55$ мм), “---” – расчет, “-▲-” – эксперимент; 2– $l_g = 2$ мм ($2L = 15.55$ мм), “—” – расчет, “-●-” – эксперимент; 3– $l_g = 2.5$ мм ($2L = 16.55$ мм), “.....” – расчет, “-■-” – эксперимент.

эквивалентных схем.

Резонансные длины волн (или резонансные частоты) щелевых излучателей, определяемые из условия равенства нулю реактивной части полной проводимости щели $\text{Im}(Y^{in} + Y^{ext}) = 0$ (рис. 4.23), практически совпадают с теми расчетными и экспериментальными значениями, при которых щели излучают максимум мощности (рис. 4.21, рис. 4.22).

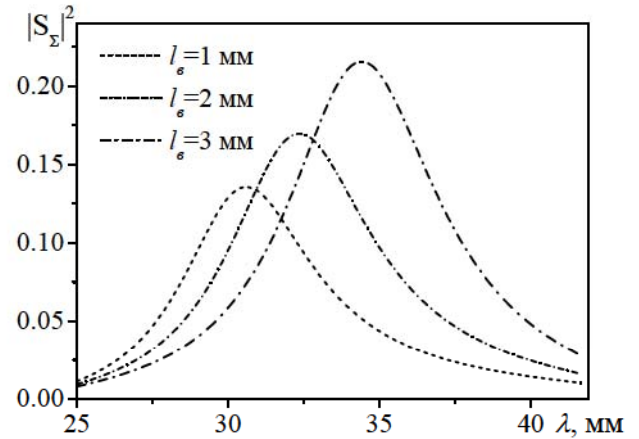


Рис. 4.22. Зависимость коэффициента излучения щели от длины волны λ при $\theta = 30^\circ$, $t = 1$ мм.

Величина излучаемой щелью мощности, резонансная длина щели, ее добротность зависят от ширины щели, толщины стенки и дисперсионных свойств волновода (рис. 4.24 – рис. 4.26). На рис. 4.24а приведены зависимости $|S_\Sigma|^2(\lambda)$ для щели, резонанс которой при $d = 1.5$ мм отмечается на длине волны $\lambda = 30.6$ мм (рис. 4.22), а на рис. 4.24б – аналогичные зависимости для более длинной щели, резонирующей в более длинноволновой части рабочего диапазона, $\lambda = 34.4$ мм, при различных значениях ширины этих щелей d . Изменение ширины щели d , имеющей большую величину вырезов l_ϵ , приводит к более существенному изменению ее резонансной длины волны, чем для более коротких щелей с малым вырезом l_ϵ . При увеличении ширины щели уменьшаются излучаемая щелью мощность, резонансная длина волны и добротность щели (рис. 4.24).

Зависимости $|S_\Sigma|^2(\lambda)$ (рис. 4.24), и зависимости $|S_\Sigma|^2(t)$ (рис. 4.25) носят резонансный характер и в значительной мере определяются шириной щели и длиной волны возбуждения. (На рис. 4.25 выбраны длины волн λ , являющиеся резонансными для щелей шириной $d = 1.5$ мм).

Все зависимости коэффициента излучения от длины волны возбуждения

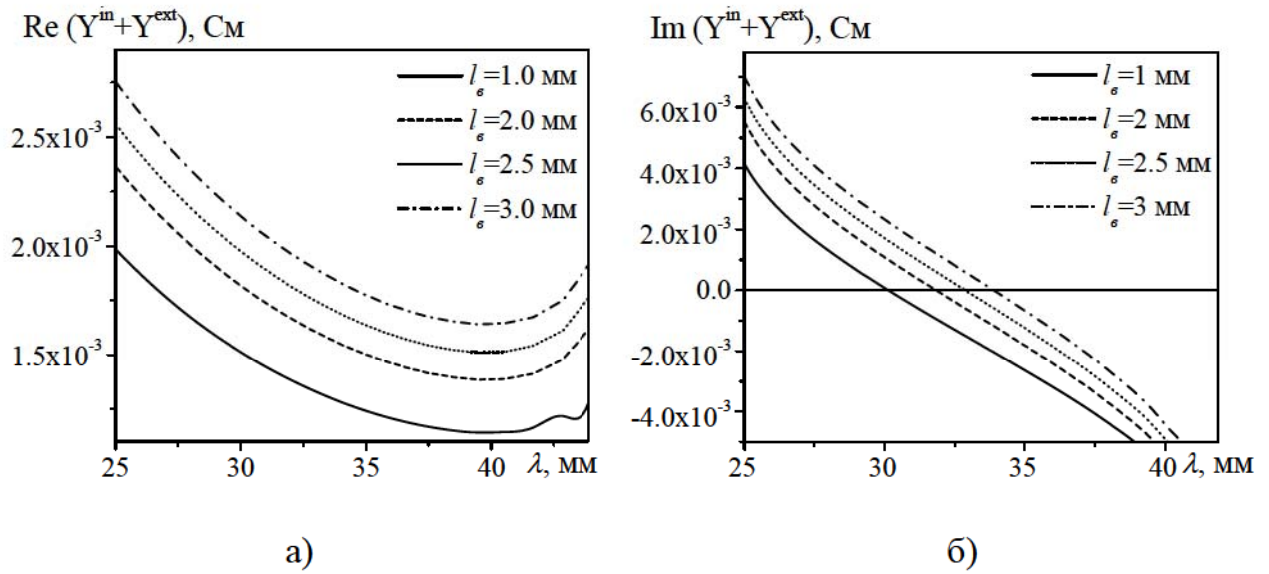


Рис.4.23. Зависимость активной (а) и реактивной (б) части полной проводимости щели от длины волны λ при $\vartheta = 30^\circ$, $t = 1$ мм.

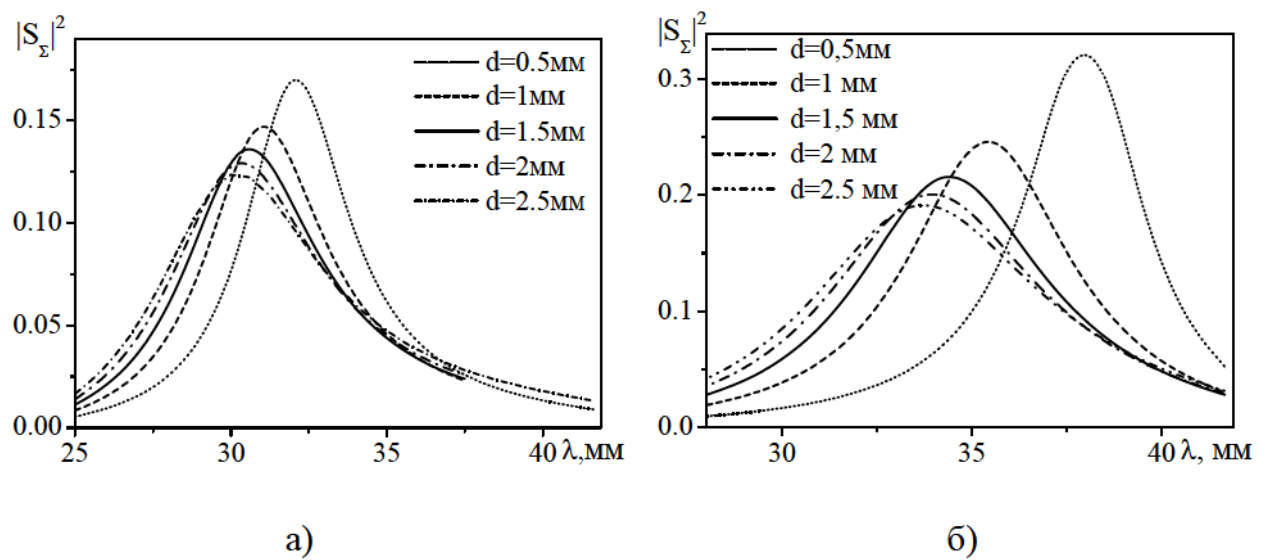


Рис. 4.24. Зависимость коэффициента излучения щели ($\vartheta = 30^\circ$, $t = 1$ мм) от длины волны λ при разных значениях ширины щели:

а) $l_g = 1$ мм ($2L = 13.55$ мм); б) $l_g = 3$ мм ($2L = 17.55$ мм).

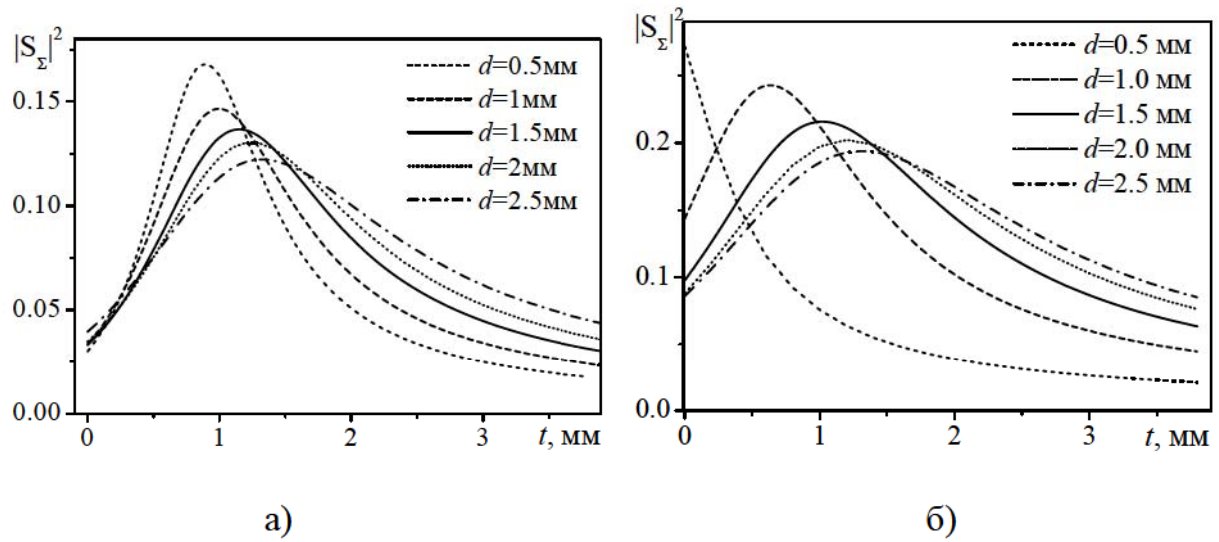


Рис.4.25. Зависимость коэффициента излучения щели ($\vartheta = 30^\circ$) от толщины стенки волновода при разных значениях ширины щели:

а) $l_g = 1$ мм, ($2L = 13.55$ мм), $\lambda = 30.6$ мм; б) $l_g = 3$ мм, ($2L = 17.55$ мм), $\lambda = 34.4$ мм.

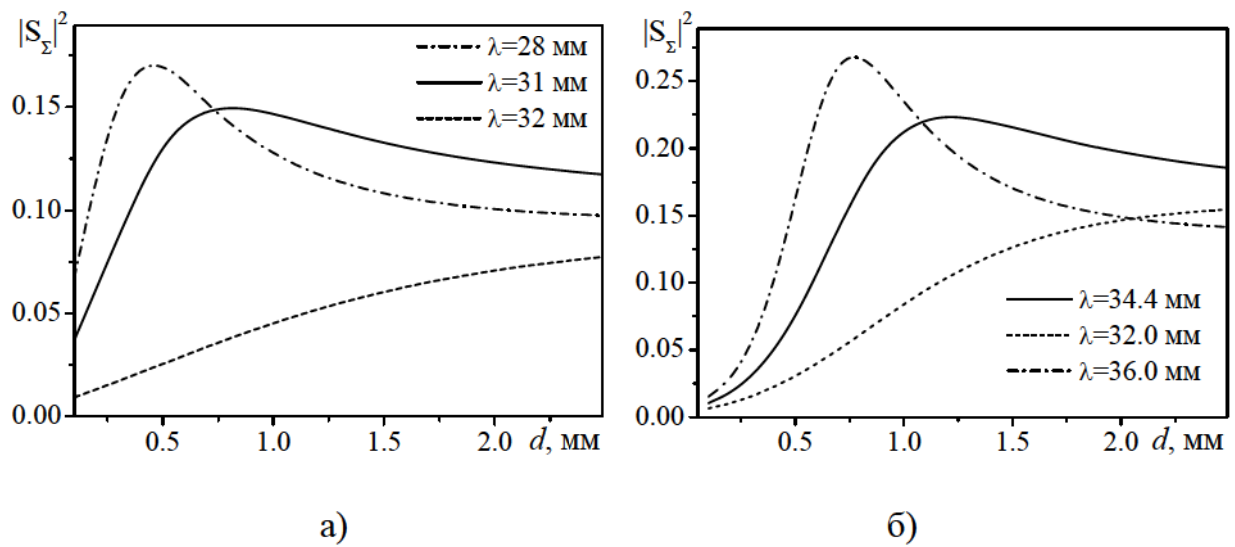


Рис. 4.26. Зависимость коэффициента излучения щели ($\vartheta = 30^\circ$, $t = 1$ мм) от ее ширины при разных значениях λ :

а) $l_g = 1$ мм, ($2L = 13.55$ мм); б) $l_g = 3$ мм, ($2L = 17.55$ мм).

λ , ширины щели d , толщины стенки волновода t для конкретной щели с постоянной длиной $2L$, углом наклона ϑ и вырезом в широкой стенке волновода l_g носят сложный, многопараметрический и заранее трудно предсказуемый характер (рис. 4.24 – рис. 4.26).

Представляет интерес зависимость внутренней проводимости щели Y^{in} , особенно ее мнимой части $\text{Im}Y^{in}$, от её угла наклона ϑ (рис. 4.27). Величина мнимой части внутренней проводимости щели при малых углах наклона, когда $\vartheta \approx 5^\circ \div 20^\circ$ изменяется незначительно (рис. 4.27б), а для щелей, резонирующих в коротковолновой части рабочего диапазона волновода $\text{Im}Y^{in}$ может оставаться при этом близкой к нулю (рис. 4.27а). (Для щели длиной $2L = 13.55$ мм величина вырезов изменяется при этом соответственно $l_g = (1.45 \div 1.76)$ мм).

Это имеет существенное значение при практической реализации амплитудно-фазового распределения поля в раскрыве антенных решеток, поскольку за счет незначительного изменения угла наклона щели изменяется величина излучаемой щелью мощности (рис. 4.28, рис. 4.29), а фазовые характеристики поля остаются практически постоянными, а также при определении допусков на точность изготовления щелевого излучателя по углу ориентации щели ϑ , так как в современных антенных решетках требуется высокая степень точности реализации именно фазового распределения поля на ее апертуре. Такая особенность зависимости характеристик щели от угла ее ориентации будет использована в разделе 5 при построении излучающих щелевых решеток. Следует отметить, что проведение экспериментальных измерений зависимостей $|S_\Sigma|^2(\lambda)$ или $|S_\Sigma|^2(\vartheta)$ для щелей, имеющих угол наклона меньше $20^\circ \div 25^\circ$ с использованием, например, автоматических измерителей КСВН типа Р2-60 практически невозможно из-за слабого возбуждения волновода щелью.

Оценить коэффициент излучения щелей, имеющих угол наклона $\vartheta = 1^\circ \div 20^\circ$ можно, проведя измерения поля, излучаемого непосредственно щелью, с соответствующей его нормировкой.

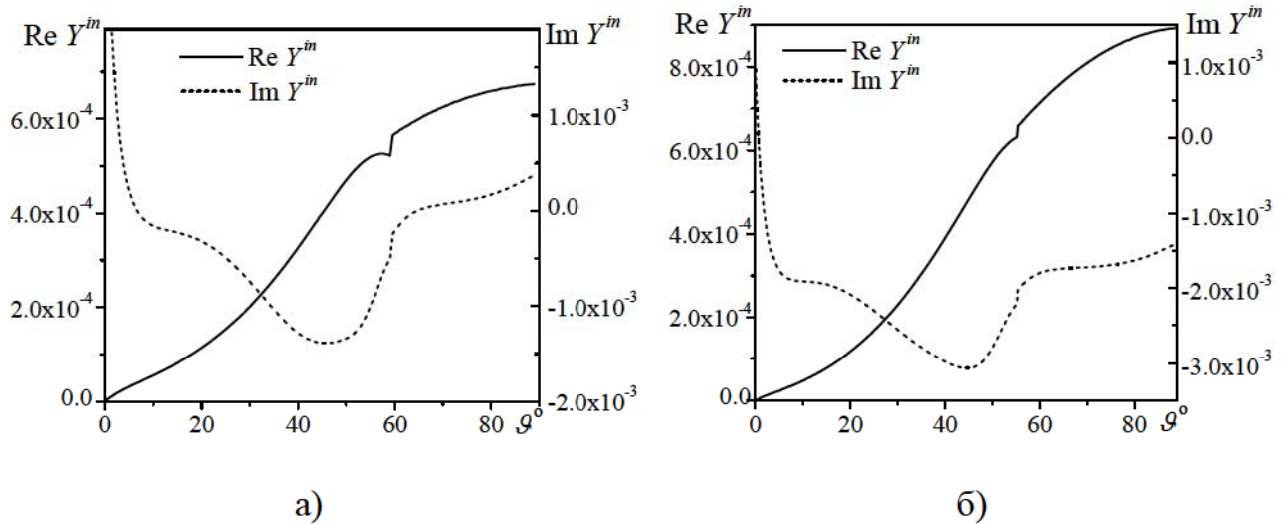


Рис. 4.27. Зависимость внутренней проводимости щели ($d = 1.5$ мм, $t = 1$ мм) от ее угла наклона:

а) $2L = 13.55$ мм, $\lambda = 30.6$ мм; б) $2L = 17.55$ мм, $\lambda = 34.4$ мм.

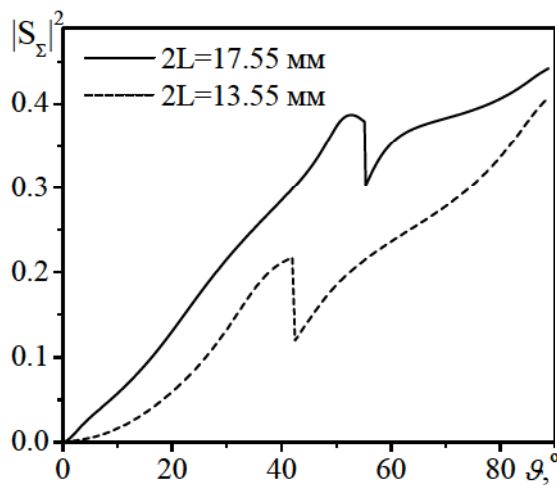


Рис. 4.28. Зависимость величины излучаемой мощности от угла наклона щелей длиной $2L = 17.55$ мм (при $\lambda = 34.4$ мм) и $2L = 13.55$ мм (при $\lambda = 30.6$ мм) на резонансной длине волны.

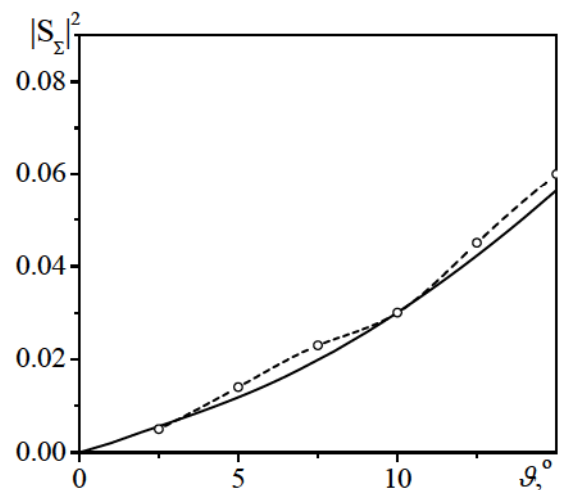
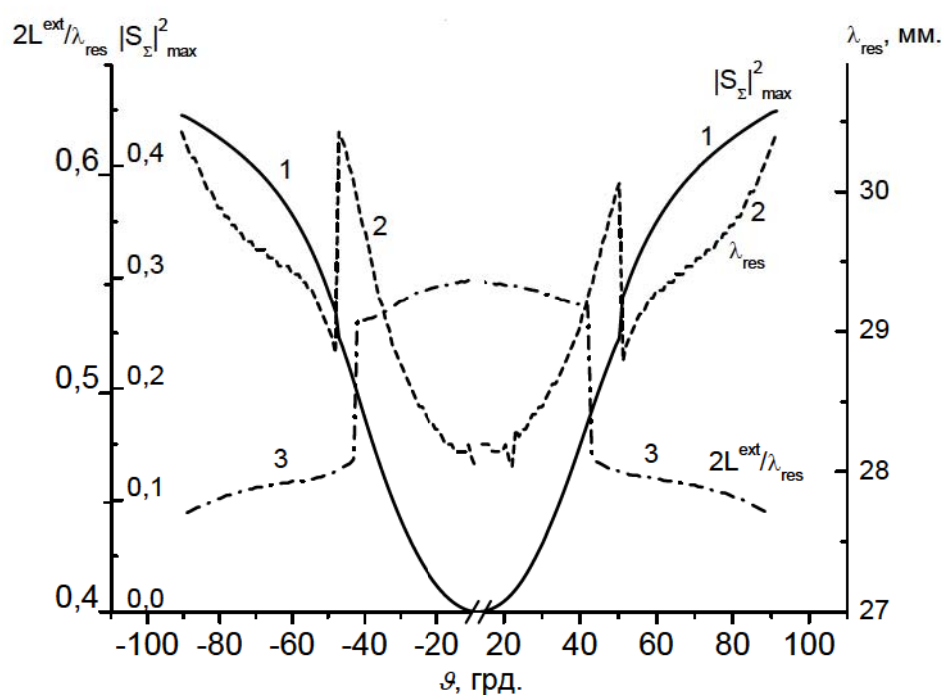
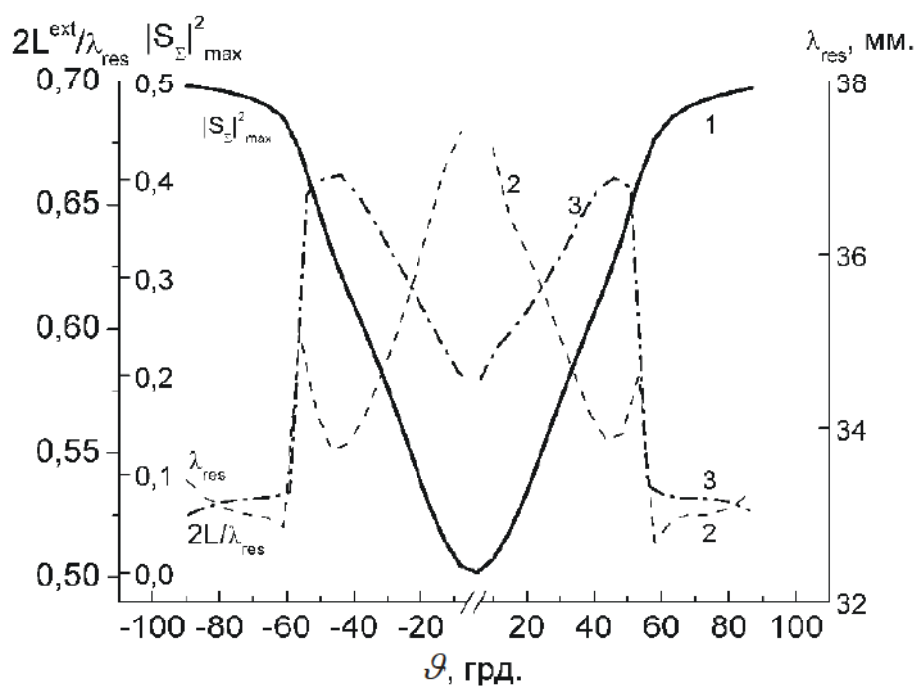


Рис. 4.29. Зависимость коэффициента излучения щели $2L = 15.44$ мм, $d = 1.5$ мм, $t = 1$ мм от угла наклона при $f = 9.4$ ГГц:

“—” — расчет; “-o-” — эксперимент.



а)



б)

Рис. 4.30. Зависимости максимального значения коэффициента излучения, резонансной длины волны и резонансной электрической длины одиночной щели ($d = 1.5$ мм, $t = 1$ мм) от ее угла наклона: а) $2L = 13.55$ мм, б) $2L = 17.55$ мм.

При одномодовом режиме возбуждения волновода изменение угла наклона щели ϑ приводит к изменению резонансной длины волны λ_{res} . С увеличением угла наклона максимально излучаемая мощность щелью данной длины $|S_{\Sigma}|^2_{\max}(\vartheta)$, имеющей вырезы в широкой стенке, возрастает, а электрическая длина резонансной щели $\frac{2L^{ext}}{\lambda_{res}}(\vartheta)$ увеличивается. Если щель полностью помещается на узкой стенке волновода, ее резонансная длина близка к значению 0.5λ (рис. 4.30).

4.5. Волноводно-щелевые излучатели с расширяющейся щелью

Изменение ширины щели является одним из параметров, позволяющим изменять и оптимизировать ее характеристики. Щелевые антенны с переменной шириной, создаваемые, например, на базе полосковых структур, относятся к антеннам бегущей волны и их применение эффективно в миллиметровом диапазоне волн [108-121]. Работы по исследованию характеристик щелей с изменяющейся шириной, расположенных в стенках прямоугольных волноводов (и волноводов другой формы поперечного сечения), в литературе отсутствуют.

В разделе 3 работы приведено решение задачи об электрически длинных регулярных щелях методом Галеркина. В случае щели с расширяющейся шириной решение электродинамической задачи значительно сложнее. Однако, на наш взгляд, можно получить эффективное решение интегрального уравнения относительно распределения магнитного тока на поверхности щели (1.1) так же методом Галеркина.

Так, ввиду осевой симметрии щели с изменяющейся шириной, при-

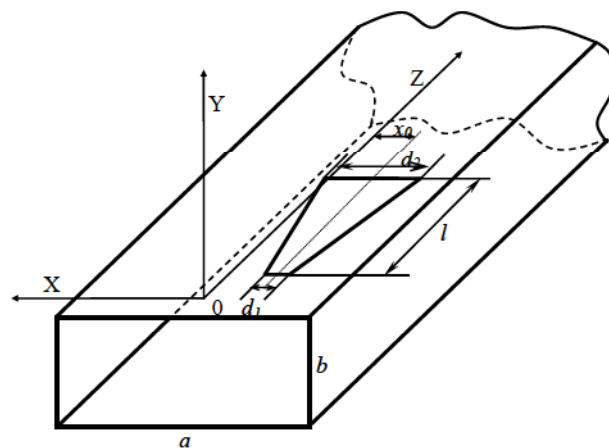


Рис. 4.31. Геометрия задачи

веденной на рис. 4.31, и с учетом соотношений $d_2 < l$ и $d_2 < \lambda$ можем ограничиться предположением, что в щели возбуждается поперечная (x -ая) составляющая электрического поля, которую можно представить в виде (1.11), (1.12). Ширина щели d зависит от продольной координаты и равна: $d = \frac{(d_2 - d_1)}{l} z + d_1$. Естественно, что, особенно в «коротких» щелях, z -я составляющая существует и вызовет кроссполяризационное излучение, но оно будет намного меньше основного излучения [7].

Внутреннее магнитное поле может быть определено, используя представление в виде (4.53), которое применялось в подразделе 4.4 при решении задачи о наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода. Решение задачи по определению внутренней и внешней проводимостей щели и магнитодвижущих сил в данном приближении получены нами в [А46] и приведены в Приложении Д.5 (выражения (Д.15) – (Д.17)).

Задача по определению внутренней и внешней проводимостей щели может быть решена несколько иначе в более строгой постановке. В этом случае модель щелевого излучателя представляется в виде, когда торцевые края щели имеют вид дуги окружности с центральным углом раскрыва 2φ , как показано на рис. 4.32. Продольная нерегулярная щель трапецеидальной формы с длиной боковой стороны l и шириной $d(z) = z \tan \varphi_0$, изменяющейся по линейному закону, определенному углом φ_0 , расположена в широкой стенке прямоугольного волновода с поперечным сечением $a \times b$. Предполагается, что щель узкая $l \gg d$. С волноводом связана декартова система координат x, y, z . Для построения математической модели рассмотрим систему

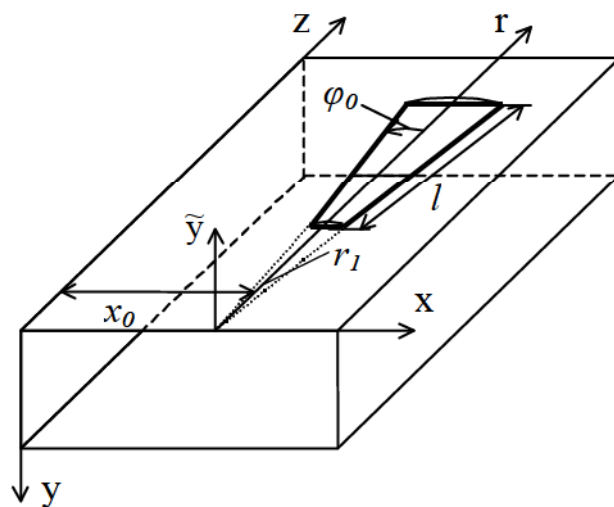


Рис. 4.32. Геометрия задачи

цилиндрических координат $r, \varphi, \tilde{y}$, связанную со щелью. Для координат точки щели в этих системах выполняются соотношения $x = x_0 - r \sin \varphi$; $z = r \cos \varphi$, $y = -\tilde{y}$. Тангенциальную компоненту электрического поля в щели представим в виде конечной суммы тригонометрических базисных функций (1.11)

$$\vec{e}_q = \vec{\varphi}^0 \left[\frac{1}{2r\varphi_0} \right] \sin \frac{(q\pi(r-r_1))}{l}, \quad (4.57)$$

имеющими направление в каждой точке поверхности щели перпендикулярное радиусу и заданными в полярных координатах, связанных с геометрией щели. Радиальная компонента электрического поля при этом предполагается малой и не учитывается.

Эквивалентный магнитный ток на поверхности щели $\vec{J}_q^m(r, \varphi) = [\vec{e}_q, \vec{n}]$, где $\vec{n}$ единичная нормаль, направленная в сторону рассматриваемого объема, порождает магнитное поле, тангенциальные компоненты которого должны удовлетворять условиям непрерывности на поверхности щели.

Магнитный ток на щели имеет две ненулевые компоненты $\vec{J}_q^m = (J_x^m, 0, J_z^m)$:

$$J_{qx}^m(\vec{r}) = f(x, z) \delta(y) = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} J_{qxm}^m(\chi_z) e^{-i\chi_z z} d\chi_z \right\} \sin \chi_m x \delta(y); \quad (4.58)$$

$$J_{qz}^m(\vec{r}) = g(x, z) \delta(y) = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} J_{qzm}^m(\chi_z) e^{-i\chi_z z} d\chi_z \right\} \cos \chi_m x \delta(y). \quad (4.59)$$

Соответственно, магнитный вектор Герца может быть представлен:

$$\vec{\Pi}^m = (\Pi_x^m, 0, \Pi_z^m),$$

$$\Pi_{qx}^m(r) = \left(\frac{1}{i\omega\mu} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \sin \chi_m x \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{qxm}^m(\chi_z)}{p \operatorname{sh} pb} \operatorname{ch} p(b-y) e^{-i\chi_z z} d\chi_z; \quad (4.60)$$

$$\Pi_{qz}^m(r) = \left(\frac{1}{i\omega\mu} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \cos \chi_m x \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{qzm}^m(\chi_z)}{p \operatorname{sh} pb} \operatorname{ch} p(b-y) e^{-i\chi_z z} d\chi_z; \quad (4.61)$$

$$p^2 = \chi_z^2 - (k^2 - \chi_m^2).$$

Интегралы с бесконечными пределами от функции с особенностями вычисляются с помощью леммы Жордана и теоремы вычетов. Выражения для $J_{qzm}^m(\chi_z)$, $J_{qzm}^m(\chi_z)$ получены на основании (1.11), (4.57) путем применения рядов Фурье, прямого и обратного преобразований Фурье. В результате могут быть записаны выражения для компонент магнитного вектора Герца, а, следовательно, для магнитного поля и проводимостей щели, которые приведены в Приложении Д.5 (выражения (Д.18) – (Д.24)). Полученное выражение для проводимости щели позволяет применить метод Галеркина для определения поля в щели $\vec{e}_s$ и найти энергетические коэффициенты и диаграмму направленности излучателя.

Полученные результаты позволили впервые применить математическую модель щели с изменяющейся шириной, построенную на основе электродинамических методов решения задачи возбуждения волновода, для расчета ее характеристик излучения при различных соотношениях между d_1 , d_2 , l и λ .

Исследования показали, что щели с изменяющейся шириной, с длиной меньше или равной длине волны, не обладают качественно новыми свойствами по сравнению с широкими щелями прямоугольной формы (рис. 4.33, рис. 4.34). Никаких особенностей в диаграммах направленности излучения таких щелей также не наблюдается.

Применение широко апробированного метода для теоретического решения задачи и вполне удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных результатов (рис. 4.33) подтверждают то, что подобная методика может быть использована для исследования характеристик и выявления особенностей в формировании электромагнитного поля, излучаемого щелями с расширяющейся шириной.

В разделе 3 была показана возможность оптимизации энергетических характеристик и направленных свойств электрически длинных щелей выбором размеров излучателей и их расположением в стенках волновода. В некоторых случаях для щели прямоугольной формы оптимизация её характеристик требует большого объема вычислительных работ, рассмотрения различных вариаций по

всем геометрическим параметрам, как щели, так и волноводного тракта. Из дальнейшего анализа характеристик щелевых излучателей трапецеидальной формы следует, что их применение перспективно при оптимизации параметров электрически длинных щелей.

У щели с изменяющейся шириной энергетические характеристики изменяются в зависимости от того, с какой стороны производится её возбуждение (рис. 4.35). Щель такой формы может сохранять $|S_{\Sigma}|^2$ не ниже уровня 0.9, а $|S_{11}|$ не более 0.1 в 30% полосе длин волн.

Как показано в разделе 3 в электрически длинной щели прямоугольной формы в случае сильно осциллирующего поля в ее раскрыве диаграмма направленности оказывается многолепестковой. Её можно несколько улучшить, увеличив ширину щели, однако при этом боковые лепестки диаграммы направленности не ниже уровня 0.5 (рис. 4.36, кривые 1, 2). Кардинально изменить диаграмму направленности можно, сделав щель не прямоугольной, а в форме трапеции (кривые 3 и 4). Такая щель обеспечивает уровень боковых лепестков диаграммы направленности по полю не более 0.25 (рис. 4.36, кривые 3, 4). В разделе 3 показано, что в случае электрически длинной продольной прямоугольной щели со слабо осциллирующим спадающим к краям амплитудным распределением диаграмма направленности имеет однолепестковый вид, а боковые лепестки достигают уровня 0.15. Использование щелей трапецеидальной формы в данном случае приводит к повороту максимума диаграммы направленности к нормали щели на $\approx 8^\circ$ с сохранением её ширины, а также к уменьшению уровня боковых лепестков, особенно дальних (рис. 4.37).

Таким образом, в работе впервые получено электродинамическое решение задачи о расширяющейся щели в широкой стенке волновода при ее произвольной длине (нет принципиальных трудностей записать решение задачи и для щели в узкой стенке волновода). Показано, что частотно-энергетические характеристики и диаграмма направленности такой щели существенно зависят от величины изменения ее ширины (от угла раскрыва $2\varphi_0$). Применение щелей с распи-

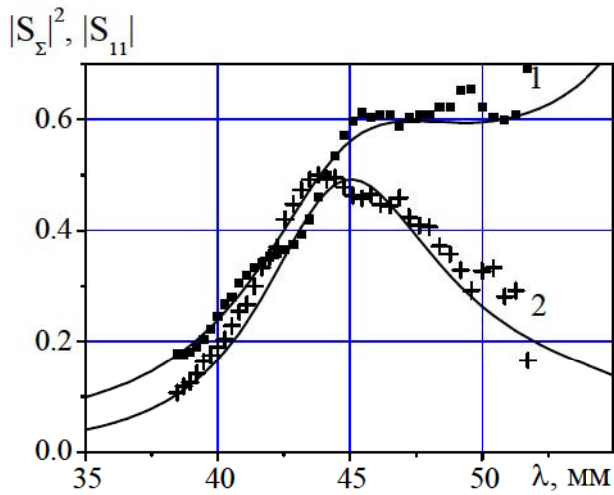


Рис. 4.33. Экспериментальные и теоретические зависимости коэффициентов отражения (1) и излучения (2) от длины волны щели $l=25$ мм, $d_1=1$ мм, $d_2=4$ мм, $x_0=10.75$ мм в волноводе 28.5×12.6 мм².

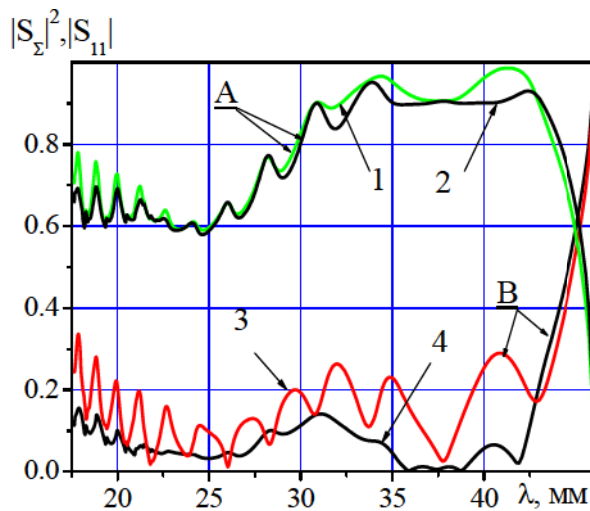


Рис. 4.35. Зависимости коэффициентов излучения и отражения от λ продольной «трапецевидной» щели, $l=160$ мм ($l \approx (3.5 \div 9)\lambda$), $d_1=1$ мм, $d_2=11$ мм, запитываемой со стороны d_1 (кривые 1, 3) или d_2 (кривые 2, 4).

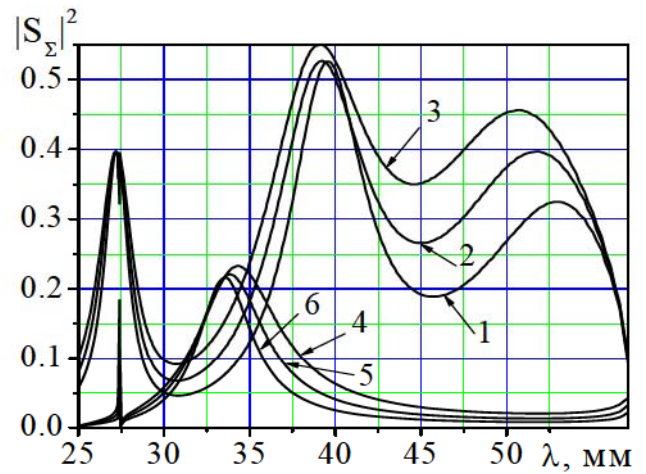


Рис. 4.34. Зависимости коэффициентов излучения от λ для щелей $l=40$ мм (1 — $d_1=d_2=2$ мм; 2 — $d_1=4$ мм, $d_2=2$ мм; 3 — $d_1=d_2=4$ мм) и $l=16$ мм (4 — $d_1=d_2=4$ мм; 5 — $d_1=4$ мм, $d_2=2$ мм; 6 — $d_1=d_2=2$ мм).

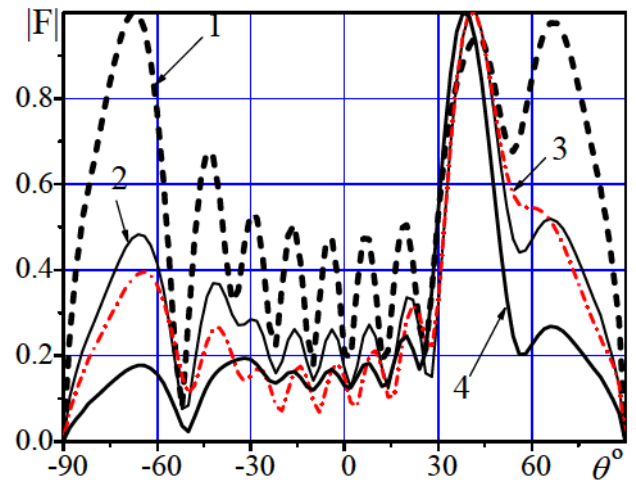


Рис. 4.36. Диаграммы направленности продольной щели длиной 160 мм, $x_0=5.7$ мм, $\lambda=32$ мм: 1 — $d_1=d_2=1$ мм; 2 — $d_1=d_2=3$ мм; 3 — $d_1=11$ мм, $d_2=1$ мм; 4 — $d_1=1$ мм, $d_2=11$ мм.

ряющейся шириной перспективно для создания антенн “вытекающей” волны с оптимальными частотно-энергетическими характеристиками и диаграммой направленности.

Выводы по разделу

На физическом уровне строгости решена задача о рассеянии волноводной волны на криволинейной щели в широкой стенке прямоугольного волновода. Получены потенциалы Герца, по которым находятся компоненты электрических и магнитных полей в волноводе, внешнем пространстве и объеме, образованном полостью щели. В случае малой кривизны щели решена задача об электрически длинных щелях. Метод решения развит на случай толстых стенок волновода, диэлектрического заполнения электродинамических объемов, а также щелей с разной двойной кривизной.

Разработан алгоритм численной реализации решения задачи возбуждения волновода криволинейной щелью и определения функции распределения электрического поля в щели. Данный алгоритм позволяет впервые провести исследования сложной многофункциональной зависимости характеристик криволинейных щелевых излучателей от геометрических и электродинамических параметров щели и волновода. Показано, что изменение кривизны щели, ее формы и положения в стенке волновода, заполнение полости щели диэлектриком влияют на формирование амплитудно-фазового распределения поля на ее апертуре, приводят к изменению частотно-энергетических характеристик щели, ее добротности, резонансной длины, диаграммы направленности и уровня боковых лепестков,

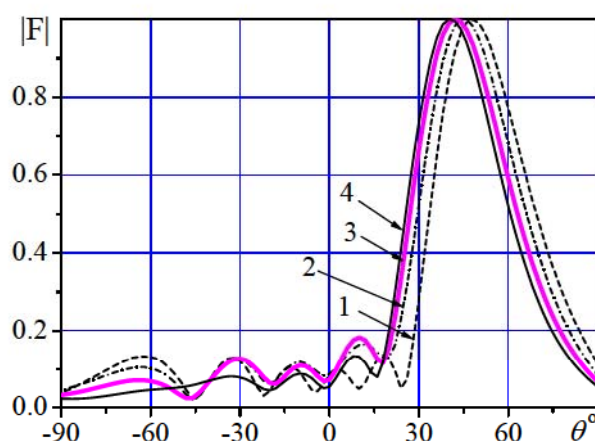


Рис. 4.37. Диаграммы направленности продольных щелей длиной 100 мм, $d_1=1$ мм, $x_0=5.7$ мм, $\lambda=32$ мм при разных значениях d_2 :
1 – $d_2=1$ мм; 2 – $d_2=4$ мм;
3 – $d_2=7$ мм; 4 – $d_2=11$ мм.

коэффициента направленного действия и коэффициента усиления.

Показано, что, изменяя кривизну электрически длинных щелей, можно получить амплитудное распределение, близкое к полуволне синусоиды, то есть кривизна щели является параметром, позволяющим изменять вид амплитудно-фазового распределения поля в щели и оптимизировать диаграмму направленности излучателя. Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений энергетических характеристик криволинейных щелевых излучателей ((1-3)% по резонансной частоте и направлению главного максимума диаграммы направленности) подтверждает эффективность и возможность широкого практического применения разработанной теории, математической модели и методов численных расчетов для исследования криволинейных щелей, расположенных в одной из стенок прямоугольного волновода. Наиболее перспективные направления практического использования таких одиночных излучателей – это антенны вытекающей волны с низким уровнем боковых лепестков диаграммы направленности, создание диаграммы направленности специальной формы, уменьшение продольных размеров щелевого излучателя.

Впервые решена электродинамическая задача рассеяния волны на узкой наклонной щели, прорезанной в узкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке. Получены выражения для внутренних проводимостей щелей, учитывающие длину щели, длину вырезов в широкой стенке волновода и угол наклона щели.

Впервые для определения энергетических характеристик наклонных щелей, прорезанных в узкой стенке прямоугольного волновода, применен метод наведенных магнитодвижущих сил. При решении задачи возбуждения волновода наклонной щелью, расположенной в его узкой стенке с вырезами в широкой стенке, применен метод Галеркина и развит метод, основанный на выделении фиктивного резонатора, образованного объемом волновода, занимаемым щелью.

Предложено определение внешних размеров щели при вычислении ее внешней проводимости, при котором учитывается толщина стенки волновода. Эффективность предлагаемого подхода к определению внешней проводимости

щели подтверждена теоретическими и экспериментальными исследованиями энергетических характеристик щелевых излучателей.

Впервые получены расчетные зависимости резонансной длины волны, коэффициента излучения щели и его максимального значения от рабочей длины волны для различных значений длины и ширины щели, вырезов в широкой стенке и угла наклона.

Показано, что для щелей с фиксированной электрической длиной при изменении угла наклона щели и длины выреза в широкой стенке волновода мнимая часть внутренней проводимости щели может оставаться постоянной или равняться нулю вплоть до 20° углов наклона. Коэффициент излучения щели возрастает с увеличением ее угла наклона. Электрическая длина резонансной щели больше ее полуволнового значения, пока щель имеет вырезы в широкой стенке волновода.

Предложенный метод расчета характеристик щелевых излучателей в узкой стенке волновода позволил впервые провести их целенаправленное многопараметрическое исследование и установить основные закономерности изменения электродинамических характеристик и физические свойства излучателей в зависимости от геометрических и электрических параметров щели и волновода, от дисперсионных свойств волновода. В частности, показано, что электрическая длина резонансной щели в узкой стенке волновода, имеющая вырезы в его широкой стенке, при любых углах ее наклона всегда больше полуволнового значения (в отличие от щели в широкой стенке волновода, где ее электрическая длина может быть как больше, так и меньше значения $2L/\lambda_{рез} = 0,5$).

Впервые получено электродинамическое решение задачи о продольной щели произвольной длины с расширяющейся шириной щели, расположенной в стенке прямоугольного волновода.

Показано, что частотно-энергетические характеристики и диаграммы направленности электрически длинных щелей существенно зависят от величины изменения ее ширины (от угла раскрытия). Использование щелей трапецеидаль-

ной формы может приводить к незначительному (на единицы градусов) изменению направления максимума диаграммы направленности (повороту в сторону нормали к апертуре щели) при сохранении ее ширины, а так же к уменьшению уровня боковых лепестков, особенно дальних.

Совпадение расчетных и экспериментальных значений параметров исследуемых в разделе щелевых излучателей в пределах (1-5)% погрешности подтверждает адекватность построенных математических моделей их физическим объектам и эффективность предложенных методов и алгоритмов их расчета.

В следующем разделе работы будет показано, что полученные результаты могут быть использованы и для расчета многоэлементных щелевых решеток с требуемым амплитудно-фазовым распределением и позволяют получить хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений энергетических характеристик.

РАЗДЕЛ 5

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ИЗЛУЧАЮЩИЕ СИСТЕМЫ

Несмотря на большое количество работ в области теории, расчета и построения волноводно-резонаторно-щелевых антенных решёток с требуемыми частотно-энергетическими, поляризационными и пространственно-временными характеристиками, многие вопросы по их улучшению и практической реализации остаются открытыми. Как отмечалось в разделе 1, это, прежде всего, касается развития более строгих электродинамических методов расчета рабочих характеристик и построения решеток, обусловленных требованиями практики применительно к решению таких проблем как электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств, создание диаграмм направленности специальной формы, миниатюризация антенн, создание многочастотных решеток с комплексированной апертурой и других.

Один из возможных путей решения, например, вопросов электромагнитной совместимости радиотехнических систем различного назначения заключается в выборе таких параметров антенны, которые обеспечат требуемые направленные свойства излучающей системы: с “нулями” в заданном направлении, с низким уровнем бокового и заднего излучения, с необходимой шириной, формой и направлением главного максимума диаграммы направленности. Указанные требования к ДН могут быть реализованы антенными решетками или другими излучающими структурами при соответствующих их геометрических параметрах и амплитудно-фазовом распределении в излучающем раскрыве. Причем точность реализации технических характеристик антенны, глубина “нуля” диаграммы направленности во многом зависят от точности определения амплитудно-фазового распределения поля, что обуславливает необходимость разработки именно строгих электродинамических методов, позволяющих учитывать как конфигурацию и конструкцию антенны, так и распределение токов или полей в излучателях решетки с учетом их внутреннего и внешнего взаимодействия.

Наиболее эффективным методом анализа многоэлементных щелевых си-

стем является обобщенный метод наведенных магнитодвижущих сил в сочетании с методом моментов или методом Галеркина. В процессе реализации этих методов возникает необходимость численного решения системы линейных алгебраических уравнений порядка $2\{N \times Q\}$. При этом время расчета возрастает пропорционально $\{(N \times Q) \times N\}$ [18]. Ограничение аппроксимации тока в щелях в виде одной функции – полуволны синусоиды, $p=1$, справедливо лишь при отношениях длин щелей к рабочей длине волны, близких к 0.5, и оказывается несостоятельным для электрически более длинных щелей.

В разделе 2 показано, что в методе Галеркина с увеличением длины щели количество тригонометрических функций, позволяющих описать распределение электрического поля в щели, возрастает и, например, для щели длиной $l \approx 2,5\lambda$ достигает 9-12. В системе нескольких щелей при наличии сильной взаимной связи между ними необходимость учета высших гармоник функции распределения поля в щели существенно возрастает [71].

Обобщенный метод наведенных магнитодвижущих сил предполагает также наличие решения задачи возбуждения щелью связанных ею электродинамических объемов и задачи по определению собственных и взаимных проводимостей между щелями при аппроксимации поля на щели гармониками со стороны каждого из связанных ею объемов. Именно с необходимостью решения СЛАУ высокого порядка и отсутствием решения задачи по определению собственных и взаимных проводимостей щелей связано то, что в настоящее время отсутствуют достаточно строгие электродинамические методы расчета характеристик, перспективных для практического применения волноводно-щелевых решеток. Например, таких как двумерные волноводно-резонаторно-щелевые решетки со щелевой системой питания секционированной многоэлементной резонаторно-щелевой излучающей апертуры, многочастотных антенн на основе электрически “коротких” и “длинных” щелей в прямоугольном волноводе, антенн вытекающей волны на основе системы близко расположенных поперечных щелей (одинаковой или разной длины и положения в широкой стенке волновода) и на основе

электрически длинных щелей, антенных решеток с совмещенными, “групповыми” излучателями на широкой и узкой стенках волновода, наклонных щелей в узкой стенке волновода с вырезами в его широкой стенке и многих других.

Результаты, полученные в предыдущих разделах данной работы, позволяют модифицировать метод наведенных магнитодвижущих сил и расширить возможности его применения для расчета характеристик волноводно-щелевых антенных решеток различного типа. В разделе 2 на основе асимптотического метода усреднения получено приближенное аналитическое решение интегрального уравнения относительно магнитного тока в щелевых отверстиях связи электродинамических объемов, учитывающее как геометрию задачи, так и ее электродинамические характеристики, и с высокой степенью точности аппроксимирующее в виде одной функции распределение тока в щелях длиной до $(2.5 - 2.75)\lambda$. Применение для расчета характеристик волноводно-щелевой структуры метода наведенных магнитодвижущих сил с использованием базисных функций, полученных в разделе 2, позволяет свести задачу о распределении эквивалентных магнитных токов в щелях длиной до 2.75λ к решению СЛАУ, порядок которой определяется только числом щелевых элементов (либо числом щелей N при толщине стенки волновода $t \leq d$, либо $2N$, при $t > d$). В разделе 3 показано, что при расчете характеристик электрически более длинных щелей, когда при использовании метода Галёркина число тригонометрических функций на щели может определяться десятками и сотнями, можно ограничиться небольшим числом базисных функций для получения АФР с высокой степенью точности.

Решения этих задач позволяют впервые применить метод Галеркина и метод наведенных МДС для расчета характеристик излучения многоэлементных волноводно-щелевых решеток, для которых их исследование достаточно строгими электродинамическими методами до сих пор не представлялось возможным, а также выявить ряд новых физических особенностей в формировании полей, излучаемых системой щелей, выяснить возможности использования их в миллиметровом диапазоне волн, проанализировать пути оптимального конструирования

ния и решения задачи оптимального синтеза характеристик излучателей. Изложение некоторых впервые полученных результатов их теоретического исследования и расчетов энергетических характеристик является целью данного раздела.

Базируясь на принципе двойственности электромагнитного поля и общности решения интегро-дифференциальных уравнений для токов в излучателях методом моментов и Галеркина, здесь же будут приведены результаты исследования полей, излучаемых вибраторными элементами и системами, расположенными на поверхности изолированного диэлектрического волновода, а также результаты экспериментальных исследований неэквидистантных фазированных двухполяризационных антенных решеток на основе полосковых излучателей.

Исследования, проведенные в данном разделе, представлены публикациями: [A(2, 3, 5, 7, 135, 137)] (п.п. 5.1.3, 5.2); [A(11, 83-85)] (п. 5.3.2); [A(17, 20, 49)] (п. 5.2.5); [A(18, 19, 53, 86, 87, 89, 90, 92, 103, 110)] (п. 5.3.1); [A(27, 39, 42, 44, 45, 54, 88, 111, 115-118, 123, 124, 126, 127, 131)] (п.п. 5.1.1, 5.1.3, 5.2.1, 5.2.2, 5.2.3); [A(34, 101)] (п. 5.1.2); [A(36, 61, 77, 96)] (п. 5.2.2); [A(43, 67, 109, 112)] (п. 5.2.4).

5.1. Система двух щелей и «групповые» излучатели

Поскольку в основе решения задачи по расчету антенных решеток методом наведенных МДС лежит решение задачи о системе двух щелей, являющихся базовыми элементами решетки, то в связи с этим в данном подразделе работы целесообразно привести полученные впервые решения задач о рассеянии (излучении) электромагнитных волн системой двух щелей, расположенных в стенках прямоугольного волновода, с использованием асимптотического метода усреднения при решении интегро-дифференциальных уравнений относительно магнитных токов в щелях и задачи о системе двух наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке при аппроксимации электрического поля в щелях тригонометрическими функциями.

Решение задач о системе двух щелей, позволяет исследовать характеристики так называемых «групповых» щелевых излучателей. Такие излучатели пред-

ставляют интерес, как самостоятельные излучающие структуры, так и как элементы антенных решеток. Поскольку такие излучатели позволяют получить устройства с новыми функциональными свойствами, здесь же приведены некоторые результаты исследования их электродинамических характеристик, которые ранее в литературе не отмечались.

В работах [52-54, 71, 94-97] и работах автора [52, 76; А(7, 56, 61, 65, 66, 68)] предложено электродинамическое решение задачи возбуждения прямоугольного волновода системой двух произвольно ориентированных линейных прямоугольных щелей, расположенных на произвольном расстоянии одна от другой, позволяющее применить метод Галеркина для исследования характеристик излучателей сложной конфигурации (например, ||, //, Λ , Т, Х – образные, линейной или круговой и эллиптической поляризации, а также линейной решетки Х-образных щелей [93]).

Однако, как уже отмечалось, полученные в этих работах решения электродинамической задачи имеют ограниченные возможности применения в случае многоэлементной щелевой решетки и не пригодны для расчета характеристик структур с электрически длинными щелями и щелями непрямоугольной формы.

В данном подразделе будут впервые приведены решения задач о рассеянии (излучении) электромагнитных волн системой двух произвольно расположенных продольных и поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода с использованием аппроксимирующих функций для магнитных токов в щелях, полученных в разделе 2, и о системе двух наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода, имеющих вырезы в его широкой стенке.

5.1.1. Базисные функции метода усреднения в задаче о системе щелей. Решение задачи о системе из *двух узких прямолинейных продольных щелей*, расположенных в широкой стенке бесконечного прямоугольного волновода сечением $\{a \times b\}$, (рис. 5.1), в приближении его бесконечно тонкой стенки (учет конечной толщины стенки можно произвести по

аналогии с одиночной щелью воспользовавшись соотношениями (2.61)) сводится к решению системы уравнений относительно эквивалентных магнитных токов в щелях. Полагаем, что геометрические размеры щелей удовлетворяют соотношениям

$$\frac{d_1}{2L_1} \ll 1, \quad \frac{d_2}{2L_2} \ll 1, \quad \frac{d_1}{\lambda} \ll 1, \quad \frac{d_2}{\lambda} \ll 1, \quad (5.1)$$

где d_1 , d_2 и $2L_1$, $2L_2$ – ширина и длина щелей. Поскольку метод усреднения применим к задачам о щелях, длина которых не более $(2.5 \div 2.75)\lambda$, то при пред-

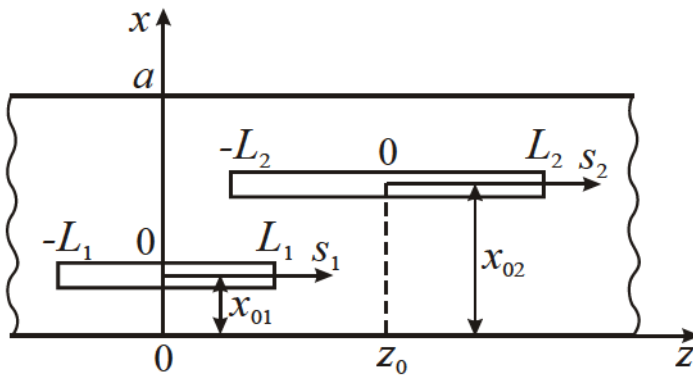


Рис. 5.1. Система продольных щелей.

Геометрия задачи и принятые обозначения.

ставлении функции распределения поля в щели и выводе соответствующих формул удобно длину щели обозначить как $2L$. Удовлетворяя требованиям граничных условий непрерывности тангенциальных составляющих магнитных полей на поверхности каждой из щелей, получаем систему интегродифференциальных уравнений от-

носительно эквивалентных магнитных токов в щелях $J_1(s_1)$ и $J_2(s_2)$ в виде:

$$\begin{cases} \left(\frac{d^2}{ds_1^2} + k^2 \right) \left[\int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_1}^\Sigma(s_1, s'_1) ds'_1 + \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_1}^\Sigma(s_1, s'_2) ds'_2 \right] = -i\omega [H_{0s_1}^s(s_1) + H_{0s_1}^a(s_1)], \\ \left(\frac{d^2}{ds_2^2} + k^2 \right) \left[\int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_2}^\Sigma(s_2, s'_2) ds'_2 + \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_2}^\Sigma(s_2, s'_1) ds'_1 \right] = -i\omega [H_{0s_2}^s(s_2) + H_{0s_2}^a(s_2)]. \end{cases} \quad (5.2)$$

Здесь $G_{s_m}^\Sigma(s_m, s'_n) = G_{s_m}^{in}(s_m, s'_n) + G_{s_m}^{ext}(s_m, s'_n)$ ($m, n = 1, 2$), где $G_{s_m}^{in}$ и $G_{s_m}^{ext}$ – квазиодномерные ($|x_m - x'_m| = d/4$) функции Грина для векторного потенциала соответственно внутреннего (прямоугольный волновод, индекс “in”) и внешнего (прямоугольный волновод, резонатор, полупространство над бесконечным экраном и

так далее, индекс “*ext*”) электродинамических объемов; $H_{0s_m}^{s,a}$ – проекции симметричной (индекс “*s*”) и антисимметричной (индекс “*a*”) составляющих магнитного поля сторонних источников на оси щелей.

Ввиду того, что для продольных щелей в прямоугольном волноводе возбуждающее поле может быть представлено в виде двух составляющих, токи в каждой из щелей будут состоять также из двух гармоник – симметричной и антисимметричной относительно центра ($s_m = 0$) щелей. Представим их в виде неизвестных амплитуд $J_{0m}^{s,a}$ и заданных функций распределения $f_m^{s,a}(s_m)$:

$$J_1(s_1) = J_{01}^s f_1^s(s_1) + J_{01}^a f_1^a(s_1); \quad J_2(s_2) = J_{02}^s f_2^s(s_2) + J_{02}^a f_2^a(s_2), \quad (5.3)$$

при этом функции $f_m^{s,a}(s_m)$ должны удовлетворять краевым условиям $f_m^{s,a}(\pm L_m) = 0$. Подставляя (5.3) в уравнения (5.2) и воспользовавшись методом наведенных МДС для многощелевой структуры [7], получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд токов $J_{0m}^{s,a}$.

Внутренние и внешние взаимные проводимости щелей, являющиеся коэффициентами СЛАУ, находятся согласно (1.22) с использованием функций $f_m^{s,a}(s_m)$, найденных методом усреднения при решении интегрального уравнения относительно магнитного тока в одиночной продольной щели (2.9), и выражений для магнитной функции Грина объемов, возбуждаемых щелями. Решение задачи по определению взаимных проводимостей щелей и определению их энергетических характеристик приведено в Приложении Ж.1.

Отметим, что разработанная математическая модель позволяет создать эффективный алгоритм расчета многопараметрических характеристик такого щелевого излучателя и впервые применить его для расчета излучающих структур со щелевыми элементами длиной до 2.75λ . Приведем некоторые, полученные впервые, результаты расчета.

Исследования зависимостей коэффициента передачи по мощности $|S_\Sigma|^2 = |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2$ от электрической длины щелей, связывающих по широкой

стенке два прямоугольных волновода, при различном положении щелей относительно друг друга $\Delta x = |x_{01} - x_{02}|$ и стенок волновода показали, что две близко расположенные щели имеют существенно отличающиеся характеристики $|S_{\Sigma}|^2 = f(2L/\lambda)$ в зависимости от их расположения в стенке волновода, причем, если одна из щелей находится на осевой линии волновода, имеют место два резонанса, расположенные по обе стороны от резонансных пиков для одиночной щели (рис. 5.2, рис. 5.3). Здесь и далее сечение волновода $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$. Этот факт можно объяснить, если проанализировать изменения нормированных величин амплитуды тока и проводимостей щелей в диапазоне $0.4 \leq 2L/\lambda \leq 0.5$, когда основной вклад в токи вносят симметричные составляющие (рис. 5.4). При $x_{02} = a/2$ из формул (Ж.14) следует, что энергетические характеристики системы щелей будут определяться током в первой из них, амплитуда которого согласно (Ж.13) равна (индекс “s” опускаем):

$$\begin{aligned} \tilde{J}_{01} &= \frac{\frac{1}{2} \cos \frac{\pi x_{01}}{a} f(kL)}{[\text{Re} Y_{11}^{in}(kL) - \text{Re} Y_c^{in}(kL)] + i \text{Im} Y_{11}^{in}(kL)}, \\ \text{Re} Y_c^{in}(kL) &= \frac{\text{Re} Y_{12}^{in}(kL) \text{Re} Y_{21}^{in}(kL)}{\text{Re} Y_{22}^{in}(kL)}, \end{aligned} \quad (5.4)$$

где учтено, что $Y_{mn}^{in} = \text{Re} Y_{mn}^{in} + i \text{Im} Y_{mn}^{in}$ и $\text{Im} Y_{22}^{in} = \text{Im} Y_{12}^{in} = \text{Im} Y_{21}^{in} = 0$, как это следует из (Ж.5) для $z_0 = 0$ и $x_{02} = a/2$. Анализ формулы (5.4) показывает, что в случае одиночной щели ($Y_{12}^{in} = Y_{21}^{in} = 0$) амплитуда тока достигает максимального значения при выполнении условия $\text{Re} Y_{11}^{in}(kL) = 0$, то есть, когда реактивная энергия всех не распространяющихся типов колебаний в окрестности щели равна нулю (резонанс). При наличии второй щели, расположенной на осевой линии волновода, к значению $\text{Re} Y_{11}^{in}(kL)$ добавляется некоторая величина $\text{Re} Y_c^{in}(kL)$, пропорциональная $1/\text{Re} Y_{22}^{in}(kL)$. Из-за малости величины $\Delta x = |x_{01} - x_{02}|$, $\text{Re} Y_{22}^{in}(kL) \cong \text{Re} Y_{11}^{in}(kL)$, а $\text{Re} Y_{12}^{in}(kL) = \text{Re} Y_{21}^{in}(kL) \neq 0$ (рис. 5.4).

Таким образом, амплитуда тока в этом случае обратно пропорциональна

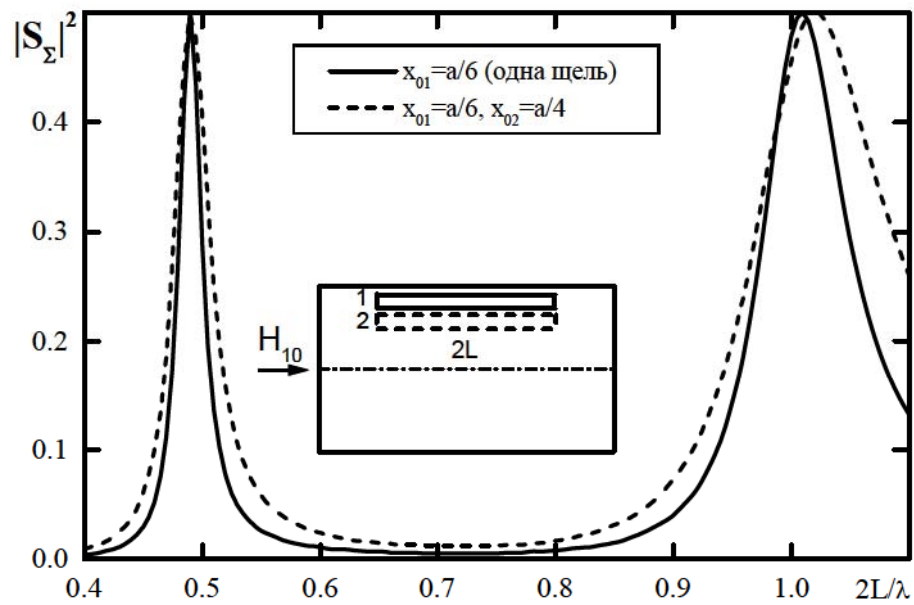


Рис. 5.2. Зависимость коэффициента передачи по мощности от электрической длины щелей при $d = a/15\text{мм}$, $t = 2\text{мм}$, $\lambda / \lambda_{\text{кр}} = 0.625$, $\Delta x = a/12\text{мм}$.

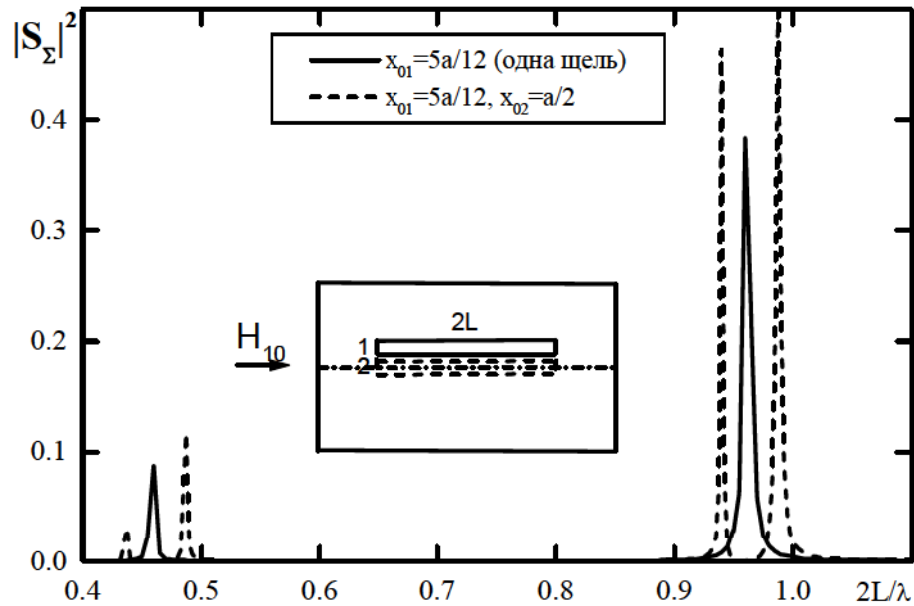


Рис. 5.3. Зависимость коэффициента передачи по мощности от электрической длины щелей при $d = a/15\text{мм}$, $t = 2\text{мм}$, $\lambda / \lambda_{\text{кр}} = 0.625$, $\Delta x = a/12\text{мм}$ и расположении одной из щелей на оси волновода.

некоторой функции $F(x) = f(x) - \frac{C^2}{f(x)}$, равенство нулю которой, то есть $\operatorname{Re} Y_{11}^{in}(kL) - \operatorname{Re} Y_c^{in}(kL) = 0$, и является условием резонанса для данной пары щелей. Из функции $F(x)$ следует, что амплитуда тока минимальна при $\operatorname{Re} Y_{11}^{in}(kL) = 0$ и имеет два максимума при $\operatorname{Re} Y_{11}^{in} \cong \pm \operatorname{Re} Y_{12}^{in}$ (рис. 5.4). Отметим, что в следующем резонансе ($0.9 \leq 2L/\lambda \leq 1.0$, (рис. 5.3)) все вышесказанное остается в силе, но основной вклад в амплитуду тока будет вносить уже антисимметричная составляющая. В этом случае коэффициенты передачи по полю во второй волновод равны между собой $|S_{13}| = |S_{14}|$ (рис. 5.5), то есть такая структура при данных длинах щелей не обладает направленными свойствами.

Как для одиночной щели, так и в случае двух щелей переход фазы коэффициента отражения через ноль ($\arg S_{11} = 0$) является условием резонанса, при котором резко возрастает амплитуда поля, рассеянного (излученного) щелями. Если пара щелей расположена симметрично относительно осевой линии волновода (рис. 5.6), то уменьшение расстояния Δx между ними приводит к повышению добротности резонансных пиков (понижается уровень взаимодействия щелей с возбуждающим полем) и значительному смещению резонансной длины щелей в область «укорочения» (по сравнению с «настроенной» щелью $2L = n\lambda/2$, $n = 1, 2, 3, \dots$). Это соответствует характеру изменения величины резонансной длины одиночной продольной щели в зависимости от ее положения относительно осевой линии широкой стенки волновода, как это показано в п.п. 2.4.2.

Сравнение с расчетами методом Галеркина (рис. 5.6, кривая — о —), когда токи в щелях представляются в виде (1.12), подтверждает эффективность использования предложенных базисных функций для моделирования физических процессов в рассматриваемой волноводно-щелевой структуре.

В задаче о системе из *двух узких прямолинейных поперечных щелей*, связывающих между собой два электродинамических объема с бесконечно тонкой стенкой (рис. 5.7), токи в щелях целесообразно аппроксимировать функциями

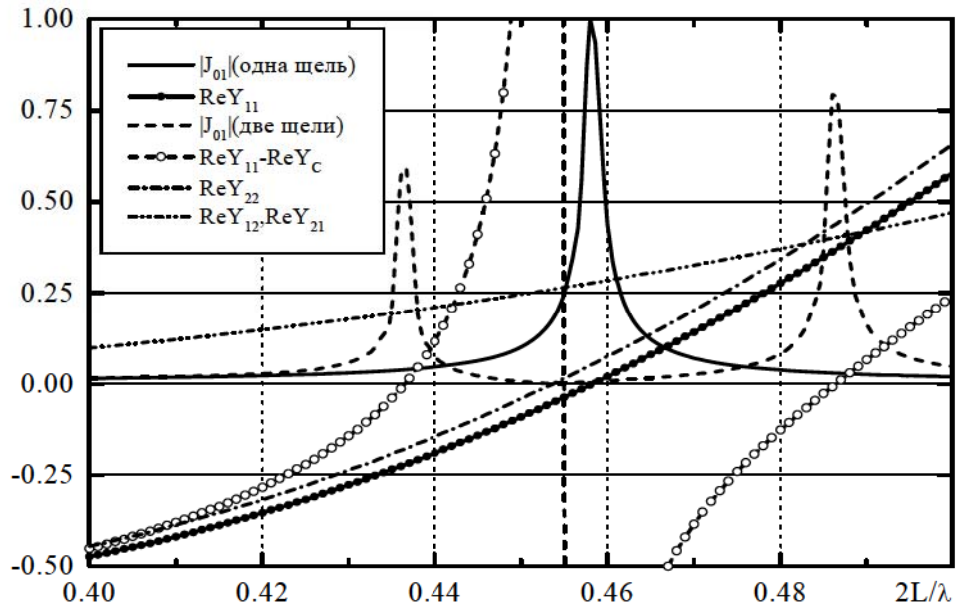


Рис. 5.4. Амплитуды токов и проводимости щелей длиной $0.4 \leq 2L/\lambda \leq 0.5$ при $\Delta x = a/12$ мм и $x_{02} = a/2$ мм.

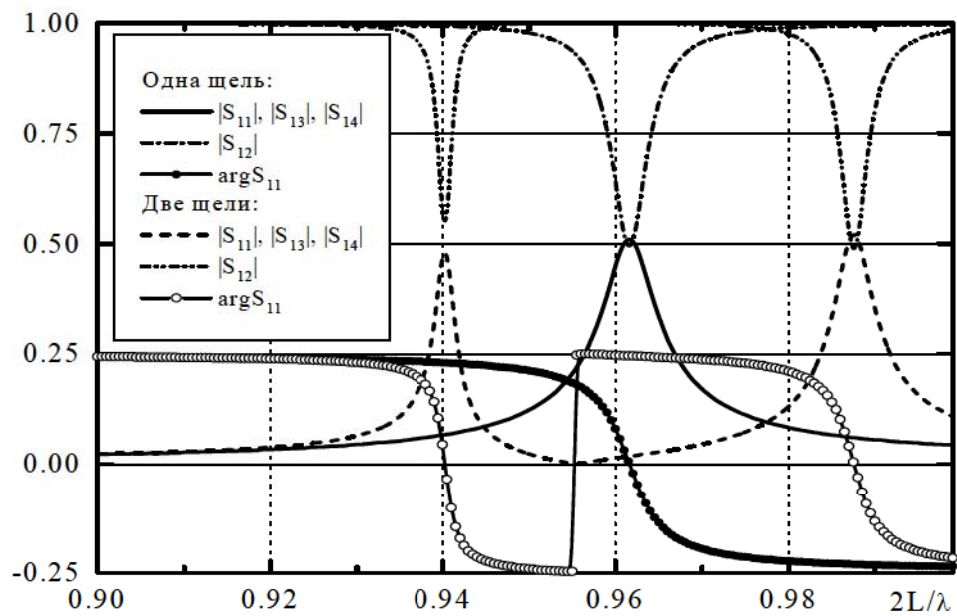


Рис. 5.5. Коэффициенты отражения, передачи и прохождения по полю при $0.9 \leq 2L/\lambda \leq 1.0$.

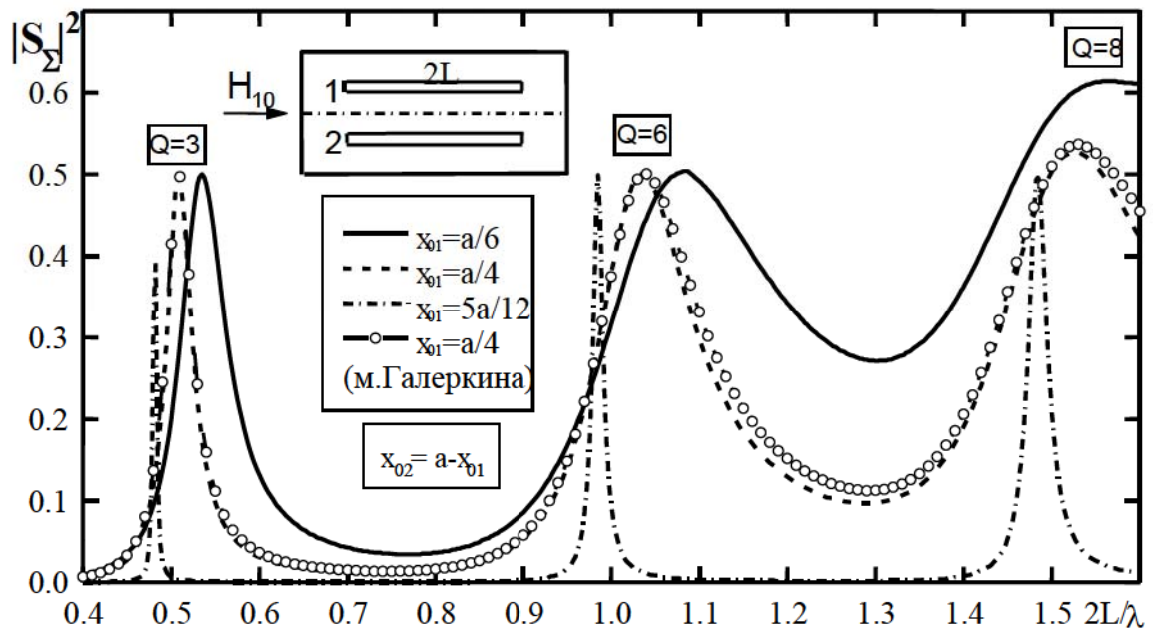


Рис. 5.6. Коэффициент передачи по мощности щелей, расположенных

симметрично относительно оси волновода при $\Delta x = \frac{2a}{3}, \frac{a}{2}, \frac{a}{6}$.

(Q – число базисных функций в методе Галеркина)

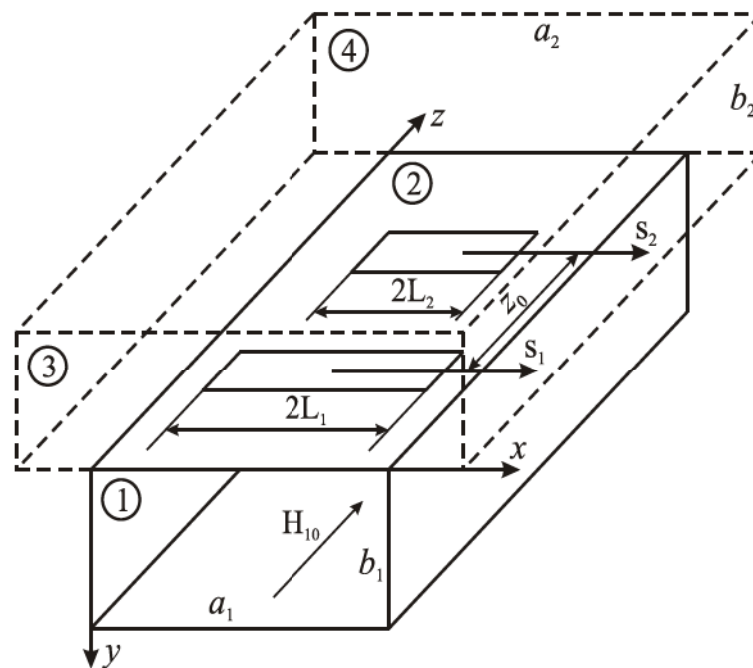


Рис. 5.7. Система поперечных щелей. Геометрия задачи и принятые обозначения.

(2.58). Взаимные проводимости щелей и выражения для энергетических коэффициентов приведены в Приложении Ж.2.

Экспериментальные и расчетные значения в зависимостях $|S_{\Sigma}^2|(\lambda)$ (рис. 5.8), а также расчетные зависимости $|S_{\Sigma}^2|(2L)$ (рис. 5.9), полученные методом наведенных магнитодвижущих сил с использованием выражений (Ж.21), (Ж.22) и методом Галеркина, достаточно удовлетворительно совпадают в разных частях диапазона H_{10} волны и при разных длинах щелей, в то время как полуволновая аппроксимация не вполне соответствует истинному распределению магнитных токов в щелях (рис. 5.9). Это позволяет утверждать, что полученные решения являются основой создания эффективного алгоритма расчета характеристик таких щелевых структур.

Анализ расчетных исследований энергетических характеристик системы щелей в зависимости от их длины, взаимного расположения, длины волны, а также высоты связываемых щелью волноводов (рис. 5.10 – рис. 5.17, здесь $d_1 = d_2 = 1.6\text{мм}$) и выражений (Ж.21), (Ж.22) для токов и энергетических характеристик системы щелей позволяет сделать следующие выводы:

1. Если расстояние между щелями $z_0 \geq (\lambda_{cp}/2)$ (в этом случае взаимным влиянием между щелями по высшим типам волн Y_{12}^{mn} (рис. 5.10) можно пренебречь) и рабочая длина волны λ равна $\lambda_{рез}$ для одиночной щели длиной $2L = 2L_1$ (из (Ж.21) следует, что в этом случае $\text{Re} Y_{11} = 0$ и $|S_{\Sigma}|^2 = 0.5$), то коэффициент излучения системы по мощности $|S_{\Sigma}|^2$ не зависит от длины второй щели (так как согласно (Ж.22) $\tilde{J}_2 = 0$) и остается равным значению 0.5 (рис. 5.11). Заметим, что для определенности выбора соотношений между z_0 и λ целесообразно ввести понятие λ_{cp} , определяемую как рабочая длина волны, при которой длина волны в волноводе λ_g равна $\lambda_{кр}$ волны H_{10} . Для волновода сечением $23 \times 10\text{мм}^2$ $\lambda_{cp} = 32.53\text{мм}$.

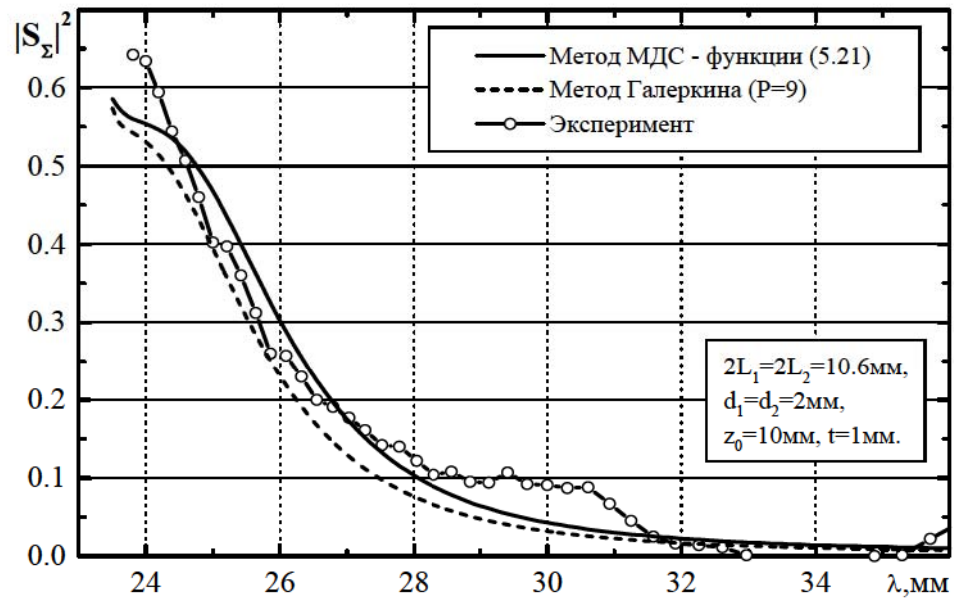


Рис. 5.8. Расчетные и экспериментальные зависимости коэффициента излучения от λ .

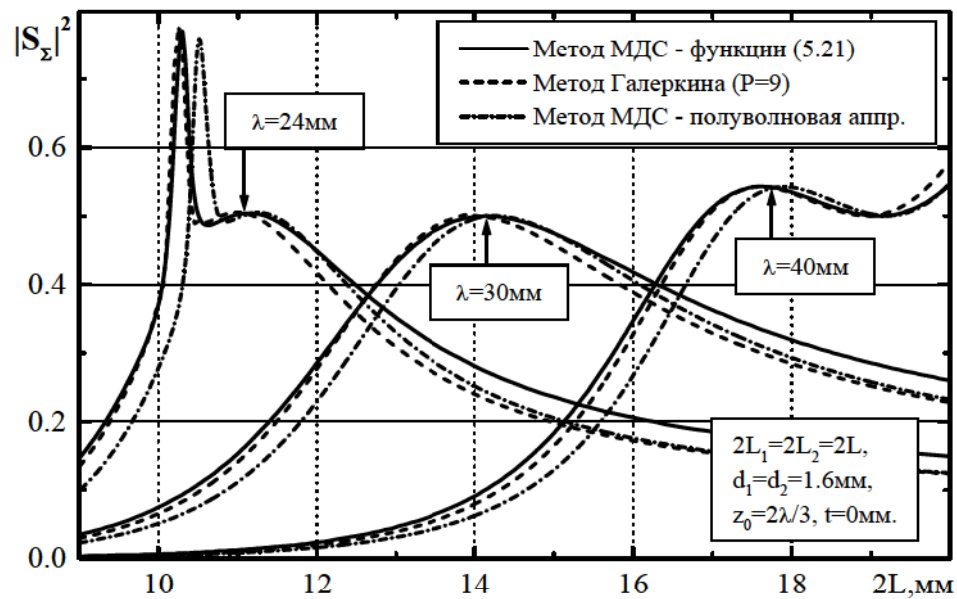


Рис. 5.9. Сравнение различных методов расчета зависимостей $|S_{\Sigma}|^2(2L)$.

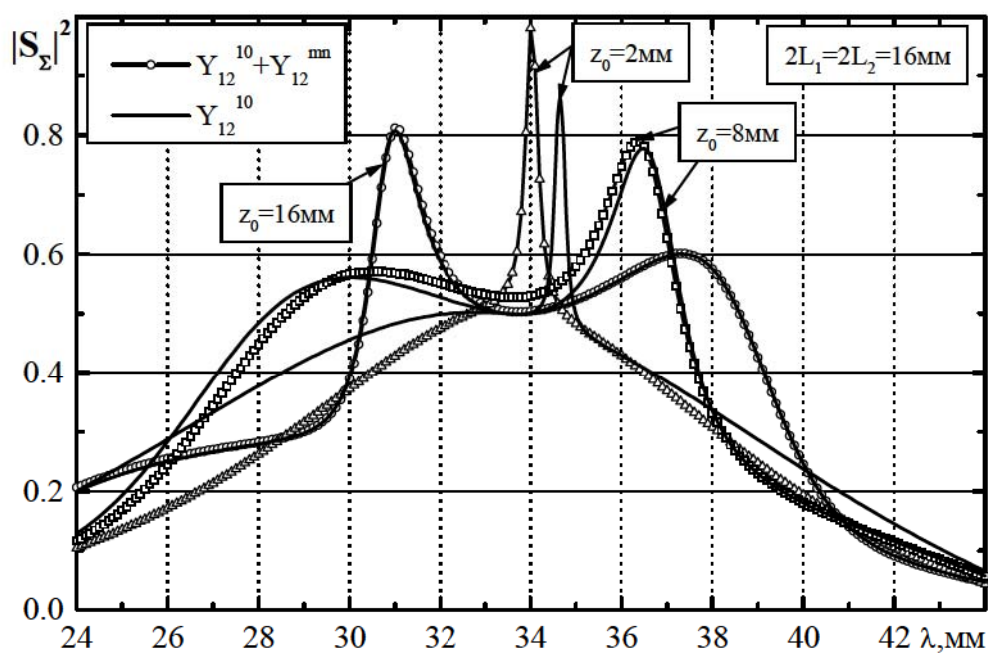


Рис. 5.10. Коэффициент передачи при учете высших типов волн во взаимодействии между щелями.

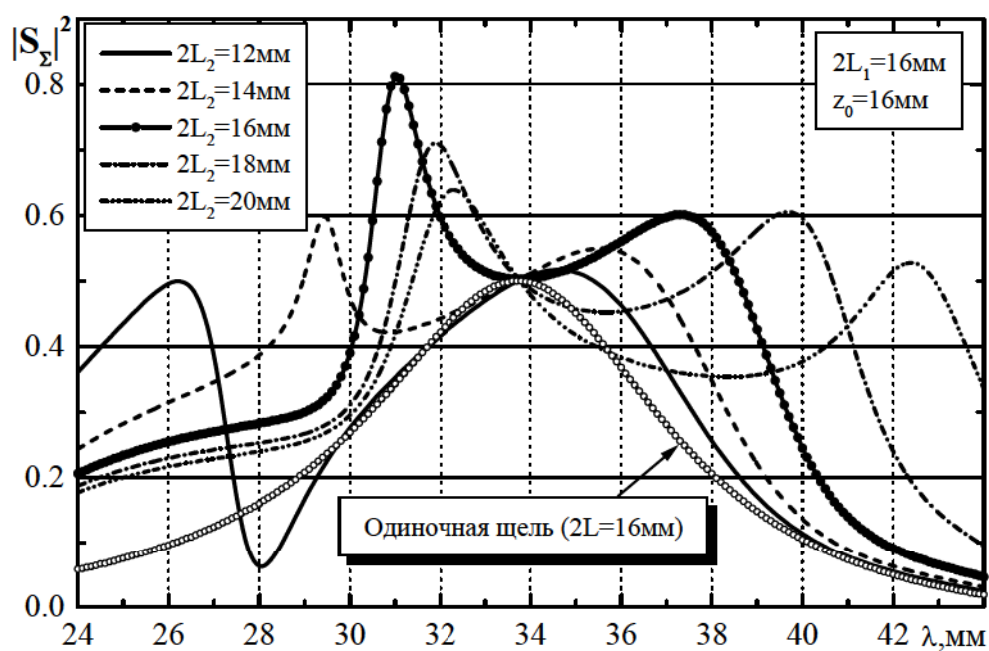


Рис. 5.11. Коэффициент передачи при разной длине одной из щелей.

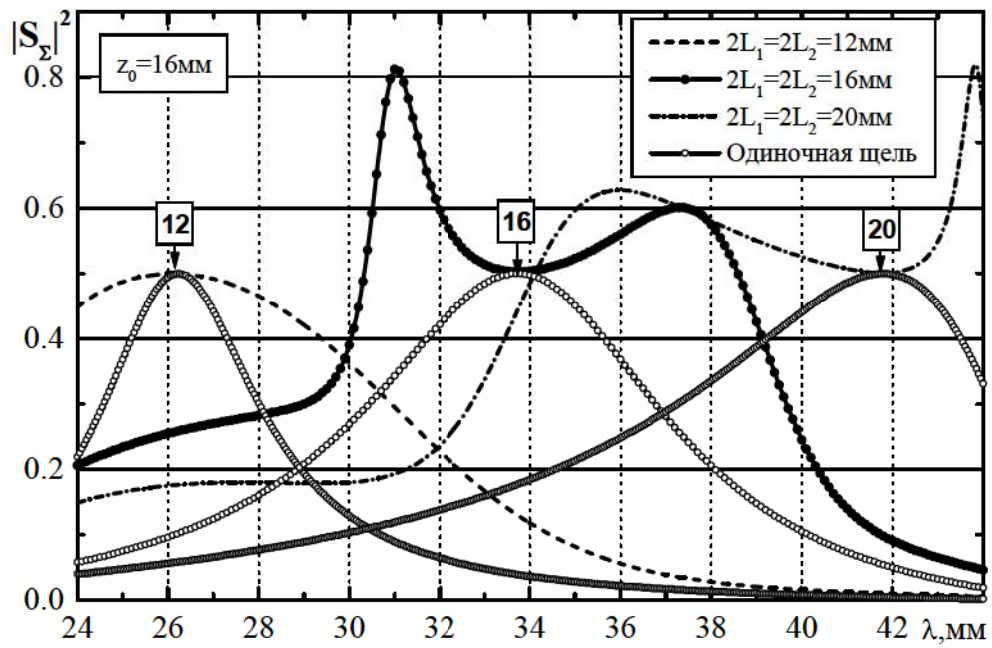


Рис. 5.12. Коэффициент передачи при одинаковой длине щелей.

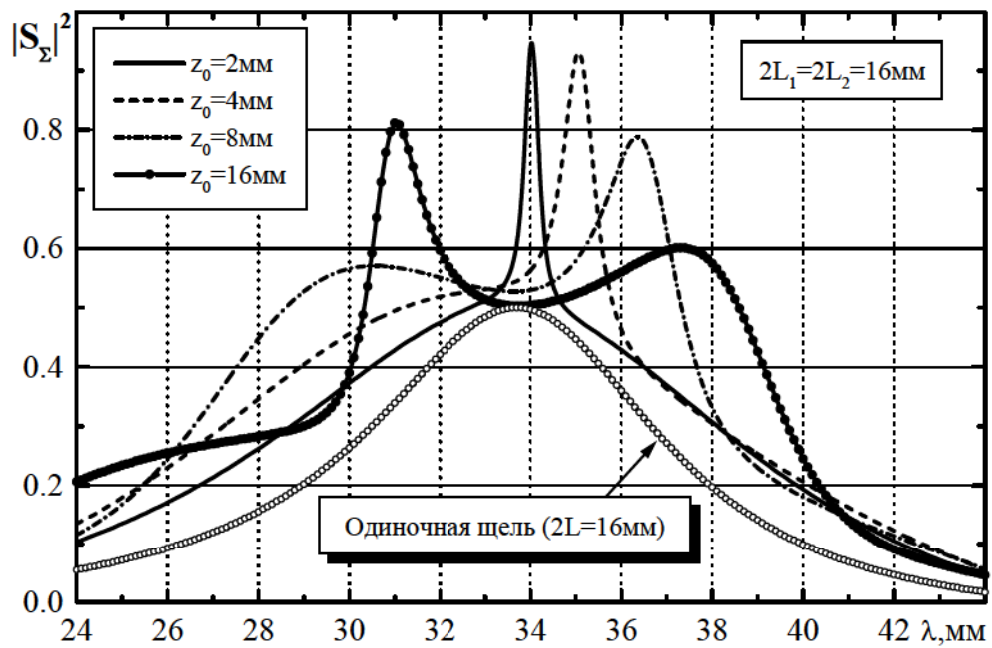


Рис. 5.13. Коэффициент передачи при разных расстояниях между щелями в зависимости от λ .

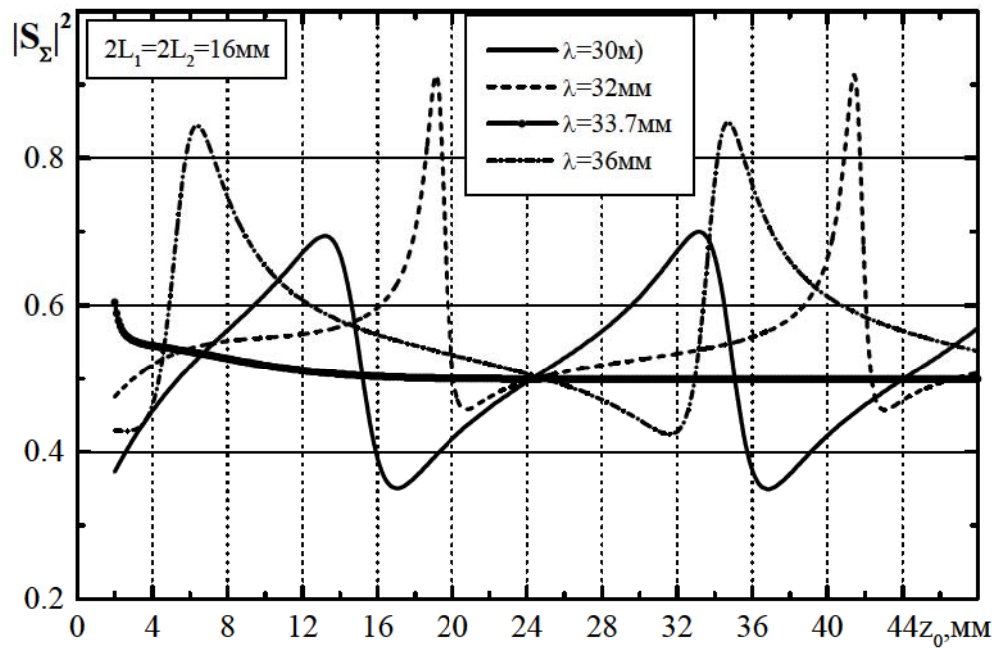


Рис. 5.14. Коэффициент передачи в зависимости от расстояния между щелями при разных значениях λ .

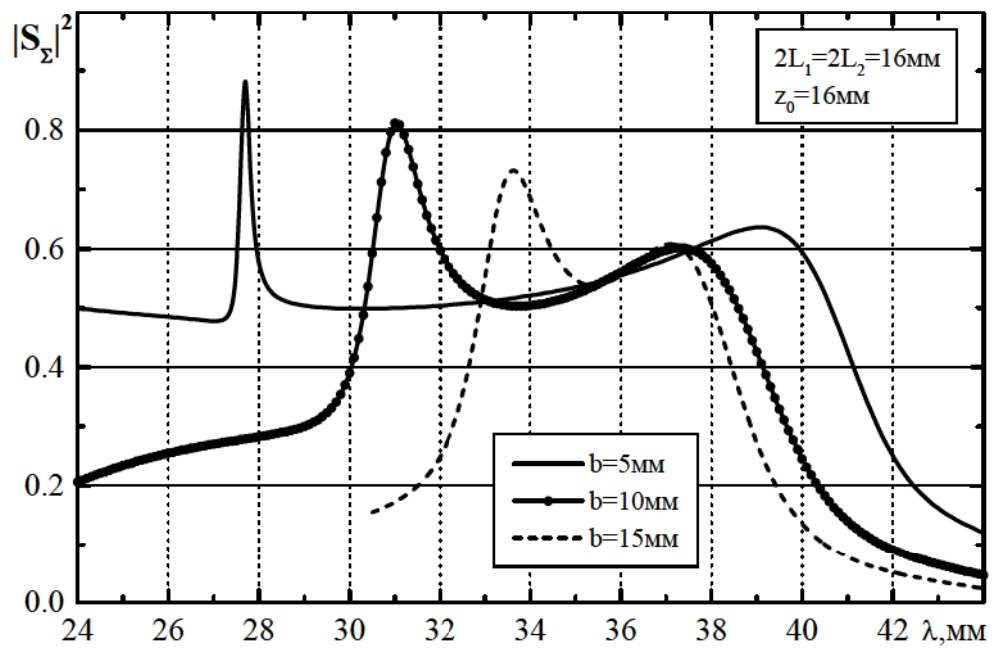


Рис. 5.15. Коэффициент передачи для разной высоты волноводов.

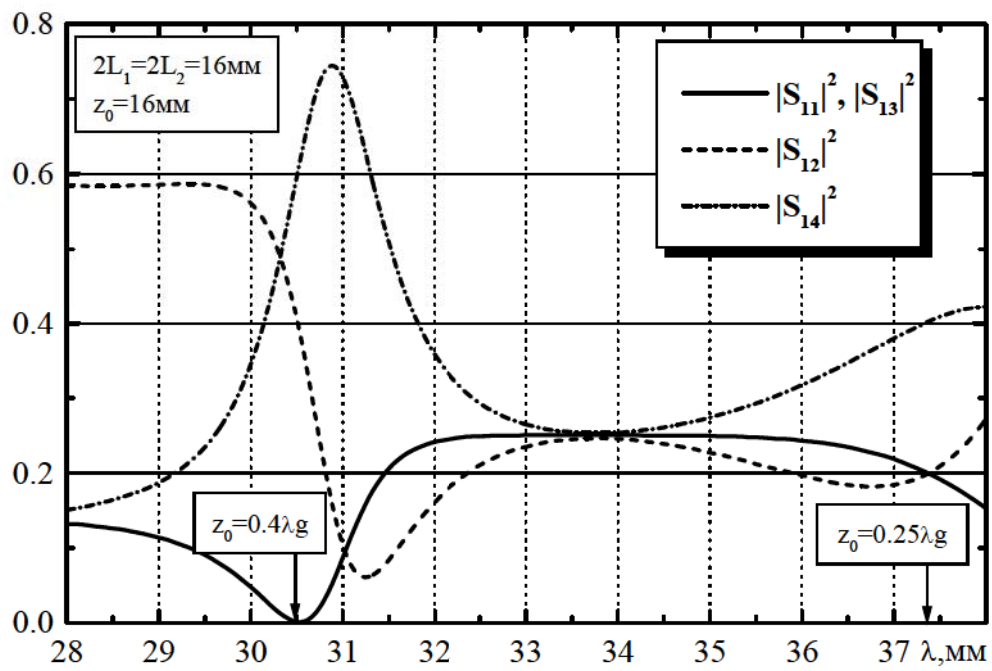


Рис. 5.16. Коэффициенты отражения, прохождения и передачи при $z_0 = 2L$.

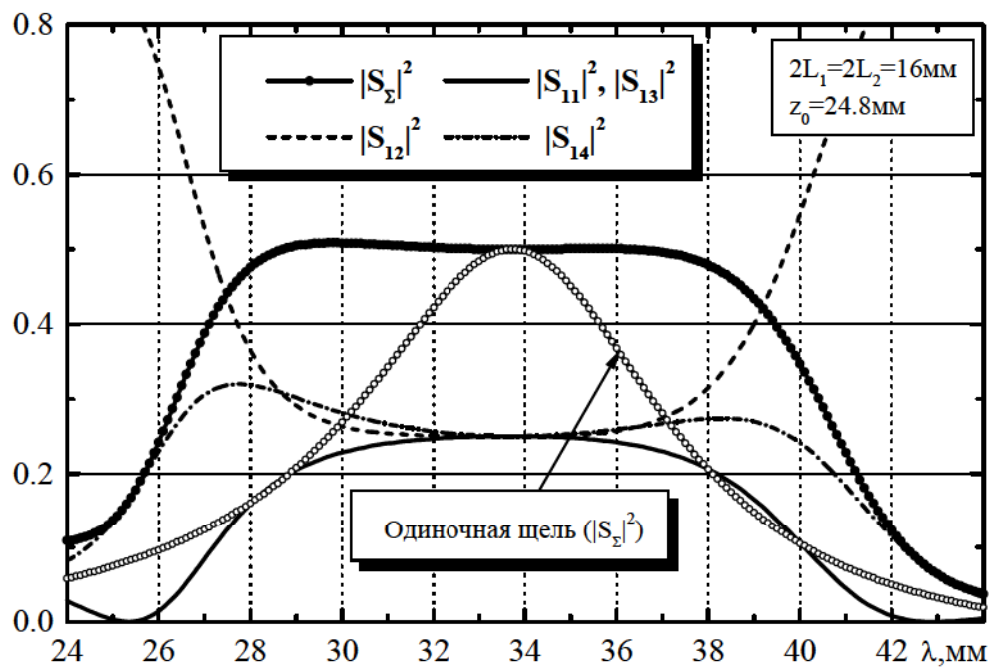


Рис. 5.17. Коэффициенты отражения, прохождения и передачи при $z_0 = \lambda_g^{pe3} / 2$.

2. В случае, если $2L_1 = 2L_2 = 2L_{рез}$ для одиночной щели и $z_0 \geq (\lambda_{cp}/2)$, то $\text{Re} Y_{11} = \text{Re} Y_{22} = 0$, $Y_{12} = Y_{12}^{10}$ и для системы двух щелей $|S_{11}| = |S_{12}| = |S_{13}| = |S_{14}| = 0.5$ (рис. 5.12).

3. При расстояниях $z_0 < (\lambda_{cp}/2)$ вследствие сильного взаимодействия между щелями по высшим типам колебаний ($Y_{12} = Y_{12}^{10} + Y_{12}^{mn}$) наблюдается существенное возрастание коэффициента излучения $|S_{\Sigma}|^2$ в узкой полосе частот (рис. 5.10, рис. 5.13). Аналогичный результат получен в [78] для двух близкорасположенных продольных щелей в широкой стенке волновода. Отметим, что если $z_0 \ll (\lambda_{cp}/2)$, то $\text{Re} \tilde{J}_1 = -\text{Re} \tilde{J}_2$, $\text{Im} \tilde{J}_1 = \text{Im} \tilde{J}_2$ (причем $\text{Im} \tilde{J} \ll \text{Re} \tilde{J}$) и согласно выражениям (Ж.21) $|S_{11}| = |S_{12}| = |S_{13}| \cong 0$, $|S_{14}| \cong 1$, т.е. практически вся мощность падающей волны поступает в 4-е плечо ($z_0 = 2$ на рис. 5.10, рис. 5.13).

4. Если расстояние между щелями $z_0 \geq (\lambda_{cp}/2)$ и $2L_1 = 2L_2$, то $|S_{\Sigma}|^2$ не зависит от z_0 на резонансной длине волны $\lambda_{рез}$ одиночной щели (рис. 5.14, кривая для $\lambda = 33.7$ мм).

5. При $z_0 = (n\lambda_g^{рез}/2)$ ($n = 1, 2, 3, \dots$, $\lambda_g^{рез}$ – длина волны в волноводе, соответствующая резонансной длине волны одиночной щели) из (Ж.22) следует, что в случае $2L_1 = 2L_2$ коэффициент излучения $|S_{\Sigma}|^2 = 0.5$ и не зависит от длины волны в окрестности резонанса одиночной щели (рис. 5.14).

6. Чем больше высота связываемых щелями волноводов, тем уже полоса передачи по уровню мощности $|S_{\Sigma}|^2 = 0.5$ (рис. 5.15).

7. Из-за сильного взаимного влияния щелей друг на друга минимальное значение коэффициента отражения $|S_{11}|$ достигается при $z_0 = 0.4\lambda_g$, а не для $z_0 = 0.25\lambda_g$, как это было бы при отсутствии взаимодействия (рис. 5.16). В этом случае $|S_{12}|^2 = |S_{14}|^2 = 0.5$, то есть вся падающая мощность делится поровну между вторым и четвертым плечами.

8. Если $z_0 = \lambda_g^{рез} / 2 = 24.8 \text{ мм}$ ($\lambda_{рез} = 33.7 \text{ мм}$ для $2L = 2L_1 = 2L_2 = 16 \text{ мм}$), то мощность, поступающая в первое плечо основного волновода, делится на четыре равные части в широком диапазоне длин волн: $|S_{11}|^2 = |S_{12}|^2 = |S_{13}|^2 = |S_{14}|^2 = 0.25$ (рис. 5.17). При этом относительная полоса частот $\Delta f / f_{рез}$ для значений коэффициента передачи $|S_{\Sigma}|^2$ по уровню -3дБ составляет в случае одиночной щели 24%, а для системы двух щелей 45%, то есть практически в два раза больше.

Таким образом, применение функций, полученных методом усреднения для токов в системе из двух щелей, в качестве базисных в методе наведенных магнитодвижущих сил позволяет получить (в отличие от полуволновой аппроксимации) результаты, достаточно удовлетворительно совпадающие с численным решением интегральных уравнений относительно магнитного тока в щелях методом Галеркина и с экспериментальными данными. Это позволяет значительно упростить расчет направленных и энергетических характеристик многоэлементных волноводно-щелевых решеток и устройств антенно-фидерных трактов с полным учетом взаимного влияния щелей друг на друга как по внутреннему, так и по внешнему пространству взаимодействия, поскольку порядок системы уравнений метода наведенных магнитодвижущих сил определяется (в отличие от метода Галеркина) только количеством щелевых элементов.

5.1.2. Наклонные щели в узкой стенке прямоугольного волновода. В разделе 4 отмечалось, что результаты работ [82-88] по исследованию одиночных наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке, по сути, не пригодны для широкого практического применения для расчета и многостороннего исследования многоэлементных систем. В литературе практически отсутствуют работы по разработке электродинамических методов расчета и исследованию характеристик систем щелевых излучателей в узкой стенке волновода с произвольной ориентацией щелевых элементов и произвольным расстоянием между ними.

Полученные в подразделе 4.4 результаты раскрывают возможность приме-

нения апробированного и доступного для широкого практического применения метода наведенных магнитодвижущих сил для расчета системы двух наклонных щелей в узкой стенке волновода, а затем применения его и для расчета многоэлементных щелевых структур.

Рассмотрим две наклонные щели в узкой стенке толщиной t прямоугольного волновода сечением $a \times b$ с параметрами ε, μ среды, заполняющей полость волновода (рис. 5.18). Обозначим через $l_{e1,2}, d_{1,2}, \theta_{1,2}$ соответственно длину вырезов щелей в широкой стенке волновода, ширину и углы наклона щелей. Расстояние между центрами щелей равно z_0 . Волновод возбуждается полем основной волны типа H_{10} с длиной волны в свободном пространстве λ .

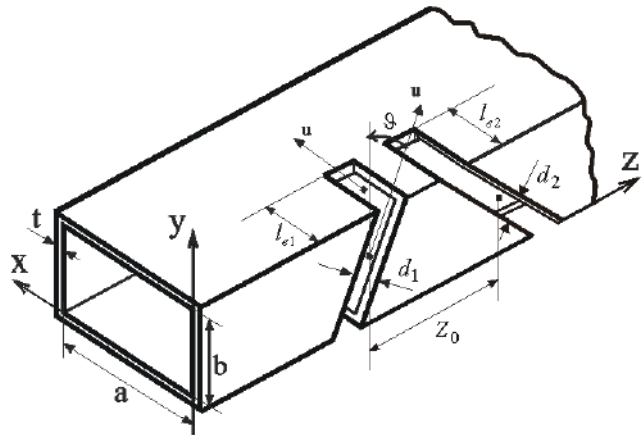


Рис. 5.18. Геометрия задачи и обозначения.

Считаем, что электрическое поле $\vec{e}_i$ в раскрыве i -й щели поперечно и имеет вид $\vec{e}_i = V_i \vec{e}_{sli}$ (аналогичный (1.7)). Функция распределения $e_{sli}(u_i)$ электрического поля в i -той щели может быть представлена в виде, аналогичном (4.79). С учетом этого и (1.22) могут быть определены взаимные внутренние и внешние проводимости щелей и их энергетические характеристики (Приложение Ж.3).

Полученные решения позволяют построить эффективные алгоритмы расчета и впервые провести исследования характеристик такой щелевой структуры электродинамическим методом. В частности расчеты совпадают с известным фактом, что при расстоянии между щелями равном $\lambda_g/2$, мнимая часть взаимной проводимости обращается в нуль, а реальная часть имеет максимальное значение и тем большее, чем больше размер выреза l_e (рис. 5.19). (При исследовании характеристик щелей использовали волновод сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$, $t = 1 \text{ мм}$).

Зависимости фазы напряжений на щелях и коэффициент излучения системы двух щелей зависят от угла наклона каждой из щелей.

При углах наклона, когда вторая щель представляет собой линейную наклонную щель в узкой стенке волновода без вырезов, происходит скачкообразное увеличение коэффициента излучения, что связано с резким изменением ее эквивалентной длины (рис. 5.20, $|\vartheta_2| > 58^\circ$).

Вследствие взаимодействия щелей кривые зависимостей максимального значения коэффициента излучения $|S_{\Sigma}|_{\max}^2(\vartheta_2)$ и длины волны $\lambda_{\max}(\vartheta_2)$, на которой коэффициент излучения системы двух щелей максимален, от угла наклона второй щели имеют несимметричный вид относительно значений при $\vartheta_2 = 0$. Длина волны $\lambda_{\max}$ при изменении угла наклона второй щели от 0° до 90° изменяется на (7-9)% (рис. 5.21). С увеличением длины выреза щели в широкой стенке волновода происходит увеличение излучаемой мощности и увеличение резонансной длины волны. Из сравнения расчетных и экспериментальных данных (рис. 5.22) следует, что разработанная в работе методика расчета энергетических характеристик многощелевой системы наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода обеспечивает вполне удовлетворительное согласование с экспериментальными данными и позволяет провести теоретические (расчетные) исследования характеристик щелевых систем, данные о которых в литературе отсутствуют.

Следует отметить, что нет принципиальных трудностей записать решение задачи возбуждения волновода такой щелью и с учетом высших гармоник функции распределения поля в щели с использованием метода Галеркина.

5.1.3. «Г р у п п о в ы е» и з л у ч а т е л и. Характеристики многоэлементных щелевых систем, например, фазированных антенных решеток, определяются, прежде всего, параметрами одиночного щелевого излучателя. В последние годы в литературе отмечается перспективность использования в антенных

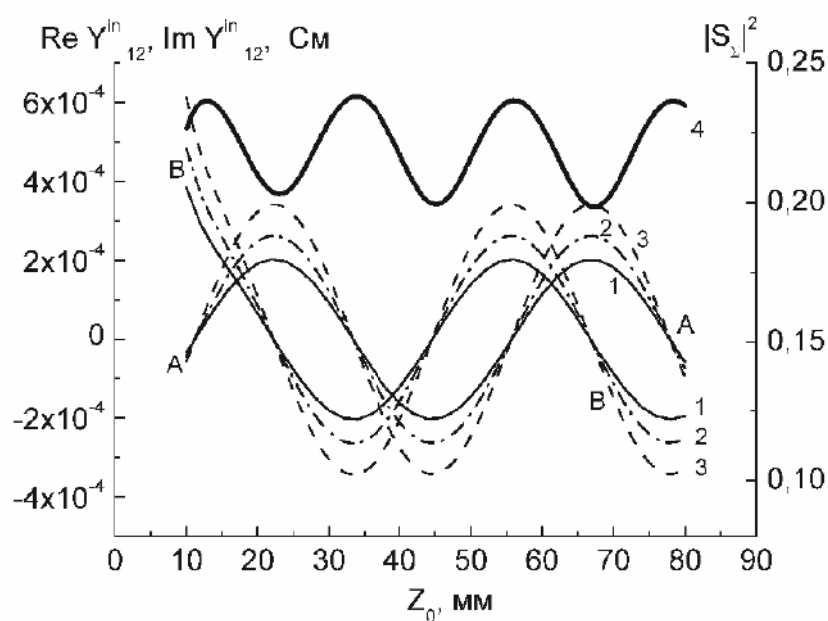


Рис. 5.19. Зависимости активной (А) и реактивной (В) частей внутренней взаимной проводимости и коэффициента излучения (кривая 4) от z_0 при

$$\lambda = 32 \text{ мм}, \vartheta_1 = 30^\circ, \vartheta_2 = -30^\circ, d_1 = d_2 = 1.5 \text{ мм}, l_{e1} = l_{e2} = l_e:$$

$$1 - l_e = 1 \text{ мм}; 2 - l_e = 2 \text{ мм}; 3 - l_e = 3 \text{ мм}.$$

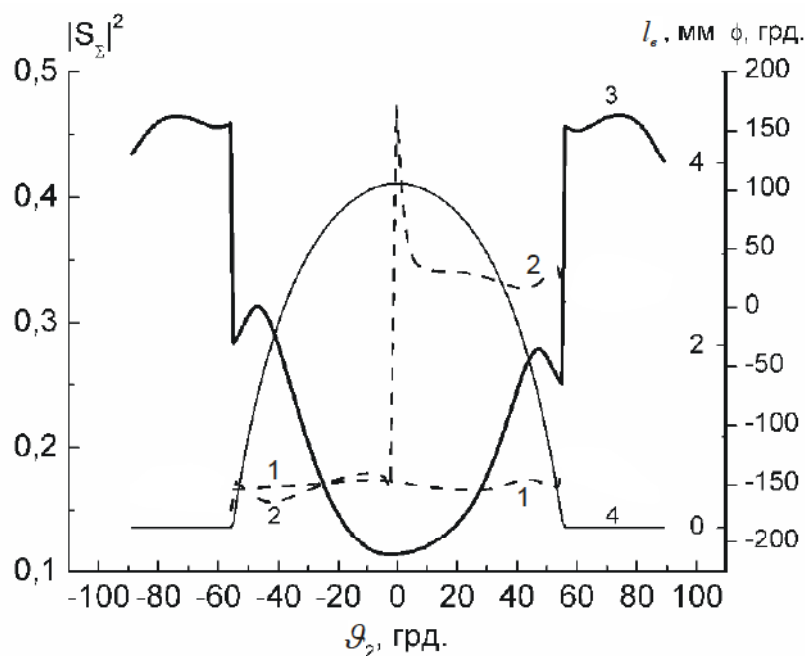


Рис. 5.20. Зависимости фаз напряжений на щелях (1 - первая щель; 2 - вторая щель) и коэффициента излучения (кривая 3) от угла наклона (величины l_{e2} , кривая 4) второй щели при $2L_1 = 2L_2 = 17.55 \text{ мм}$,

$$\vartheta_1 = 30^\circ, z_0 = 22.3 \text{ мм}, \lambda = 32 \text{ мм}.$$

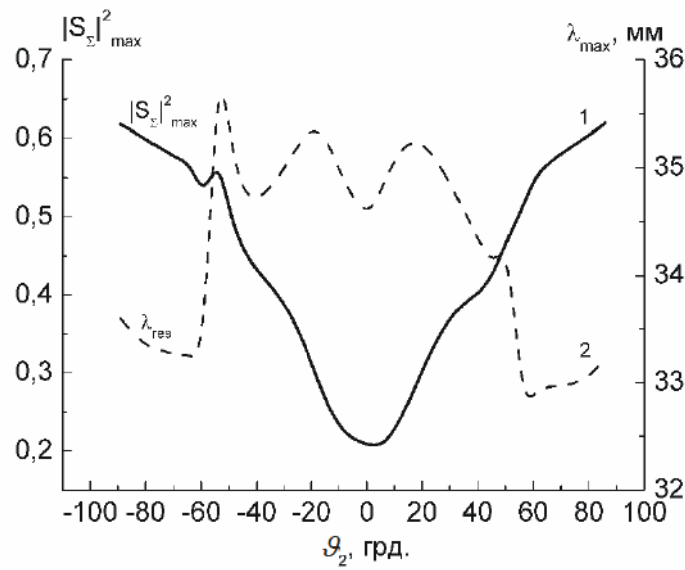


Рис. 5.21. Зависимость максимального значения коэффициента излучения (кривая 1) и $\lambda_{\max}$ (кривая 2) от угла наклона второй щели θ_2° при $2L_1 = 2L_2 = 17.55 \text{ мм}$, $\theta_1 = 30^\circ$, $z_0 = 22.3 \text{ мм}$, $\lambda = 32 \text{ мм}$.

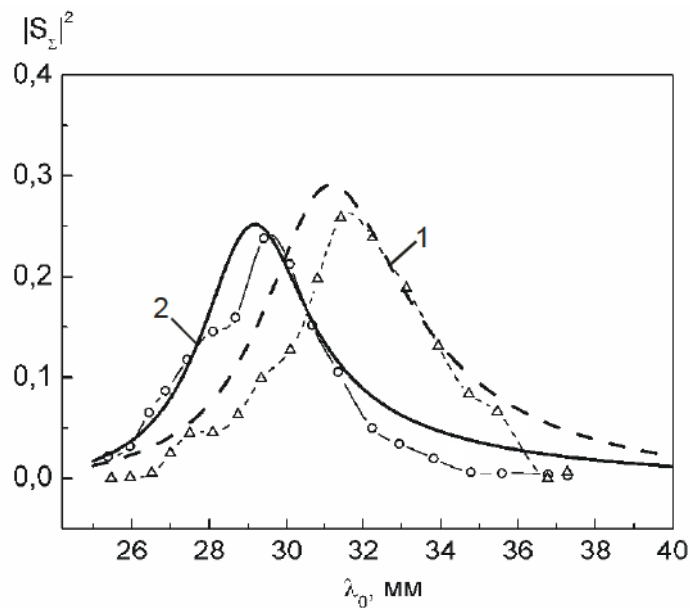


Рис. 5.22. Зависимость коэффициента излучения системы из двух щелей от длины волны при $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = -30^\circ$, $d_1 = d_2 = 1.5 \text{ мм}$, $z_0 = 22.3 \text{ мм}$, $\lambda = 32 \text{ мм}$:

1 – $l_{\epsilon 1} = l_{\epsilon 2} = 1 \text{ мм}$ (Δ - эксперимент); 2 – $l_{\epsilon 1} = l_{\epsilon 2} = 2 \text{ мм}$ ($\circ$ - эксперимент).

решетках в качестве одиночного излучателя, так называемого «группового» щелевого излучателя, особенности частотно-энергетических характеристик которого и позволяют изменять частотные свойства многоэлементных решеток.

Такой излучатель представляет собой две или три параллельные щели (рис. 5.23), расположенные в стенках волновода на таких малых расстояниях относительно друг друга, что между щелями существует сильное взаимодействие по внутреннему и внешнему пространству, и это может служить дополнительным механизмом, влияющим на электродинамические характеристики излучателя. Именно поэтому удастся создать принципиально новый комбинированный излучатель, частотные и излучающие характеристики которого радикально отличаются от аналогичных характеристик составляющих его одиночных щелей.

Ввиду сильной взаимной связи между близко расположенными щелями ($\Delta z = Z_{01} - Z_{02} \ll \lambda$ или $\Delta x = x_{02} - x_{01} \ll \lambda$), составляющими «групповой» излучатель, создание излучателя с необходимыми частотно-энергетическими характеристиками на основе проведения только экспериментальных исследований или применения приближенных методов расчета, не строго учитывающих истинное распределение электрического поля в щели и взаимодействия щелей по высшим модам, практически не возможно.

На наш взгляд, наиболее целесообразно и эффективно с точки зрения трудоемкости, затрат времени счета на ЭВМ и особенно достоверности результатов и возможности их дальнейшего применения для исследования многоэлементных решеток со щелевыми элементами произвольной электрической длины, исследования характеристик таких излучателей провести на основе результатов, приве-

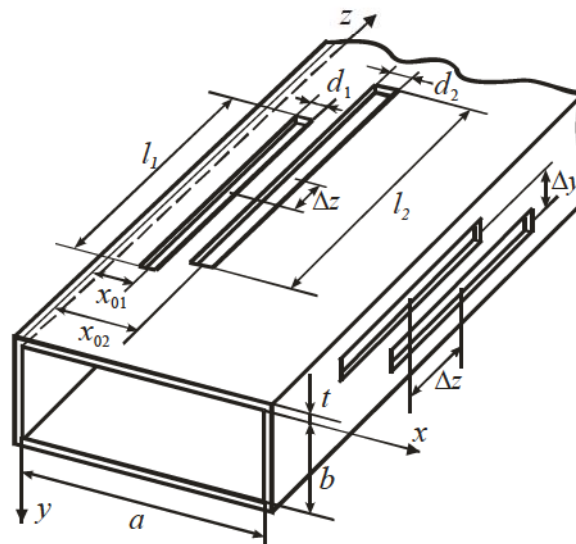


Рис. 5.23. Геометрия системы.

денных в данной работе (разделы 2, 3 и подраздел 5.1.1).

В принципе, результаты работ Л.П. Яцук [54] и автора данной работы [52, 76, 94-97], могут служить основой для проведения расчетных исследований характеристик излучателей со щелевыми элементами, длины которых близки к $\lambda/2$. Однако, до сих пор, многосторонние и многопараметрические оценки частотно-энергетических характеристик таких комбинированных («групповых») щелевых излучателей не проводились, и в литературе данные о них отсутствуют. В работах [71-75, 77, 78] проводились исследования сдвоенных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода, но электродинамические характеристики излучающей структуры, состоящей из щелей разной длины, щелей, смещенных относительно друг друга по оси Z , или щелей, длины которых значительно больше $\lambda/2$ не исследовались и не оптимизировались. Так, например, в работах [77, 78, 271] исследовались излучатели в виде двух параллельных продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода. При этом щели одинаковой длины и ширины располагались симметрично друг относительно друга. Авторы показали, что при расположении сдвоенной щели вблизи оси широкой стенки (даже непосредственно на оси) имеет место высокоэффективное узкополосное излучение. При этом диаграмма направленности имеет провал по нормали к поверхности излучателя. Следует отметить, что в [77, 78] исследования проводились в приближении полуволновой аппроксимации поля в щели.

Полученные в предыдущих разделах работы результаты позволяют использовать, по сути, строгое представление для функции распределения магнитного тока в щелях, оптимизировать характеристики «группового» излучателя и показать, что возможно создание двух типов таких излучателей, работающих как в узкой, так и в широкой полосе частот с различными величинами излучаемой мощности. При этом ДН излучателей в плоскостях $\vec{E}$ и $\vec{H}$ могут оставаться близкими к ДН одиночной щели. Они также позволяют впервые провести исследования характеристик «групповых» излучателей на базе системы продольных щелей в общем случае произвольной длины и их расположения.

Приведем некоторые результаты исследований частотно-энергетических характеристик «групповых» излучателей, создаваемых на основе близко расположенных *продольных щелей*, прорезанных в широкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода, где в отличие от работ [77, 78] щели имеют разные размеры по длине, ширине и разные положения координат центров x_0 , z_0 (рис.5.23), а также на основе поперечных щелей с произвольным расположением по осям x и z каждой из них.

Для «группового» излучателя из двух продольных щелей при различной длине щелей, симметричном их расположении ($\Delta z=0$) и постоянном значении Δx_0 зависимости $|S_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ имеют две явно выраженные резонансные области, то есть такой щелевой излучатель резонирует на двух частотах. Причем эти частоты отличаются от $\lambda_{рез}$ для одиночных щелей, составляющих комбинированный излучатель. Если зафиксировать положение обеих щелей и размеры одной из них, а длину второй увеличивать, то резонанс, обусловленный наличием более длинной щели, смещается в длинноволновую область, максимумы коэффициентов излучения будут разнесены по частоте и между ними возникает область с малым коэффициентом излучения (рис. 5.24). (Здесь и далее при проведении исследований применялся волновод сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$ при $t=1 \text{ мм}$). Этот эффект может быть использован, например, при создании селективных устройств СВЧ.

При увеличении расстояния Δx_0 между щелями $\Delta z = 0$ связь между ними уменьшается и кривая зависимости $|S_\Sigma|^2(\lambda)$ превращается в кривую с явно выраженным одним резонансным значением, обусловленным щелью длиной l_1 , имеющей больший коэффициент излучения (рис. 5.25).

Несимметричное расположение центров продольных щелей по оси z ($\Delta z \neq 0$) приводит к сильному изменению фазовых соотношений электрических полей в щелях, составляющих «групповой» излучатель, и изменению его энергетических характеристик (рис. 5.26а,б). Путем соответствующего подбора положения центров каждой из щелей, Δx_0 и Δz можно для отдельного излучателя

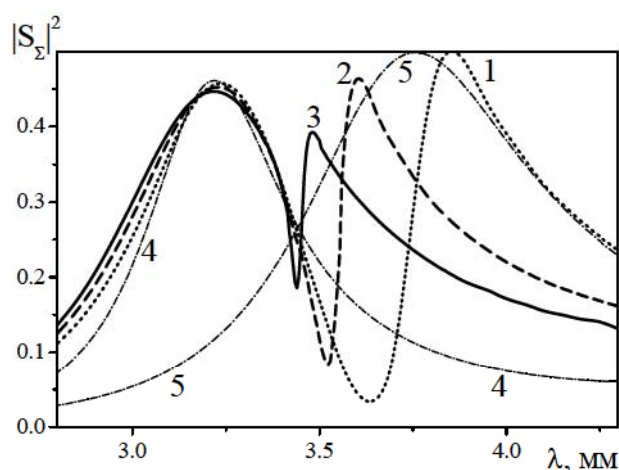


Рис. 5.24. Зависимость коэффициента излучения от λ излучателей с $x_{01} = 2$ мм, $x_{02} = 4$ мм при разных длинах щелей: 1 – $l_1 = 16$ мм, $l_2 = 20$ мм; 2 – $l_1 = 16$ мм, $l_2 = 18$ мм; 3 – $l_1 = 16$ мм, $l_2 = 17$ мм; 4 – одиночная щель, $l = 16$ мм; 5 – одиночная щель, $l = 20$ мм.

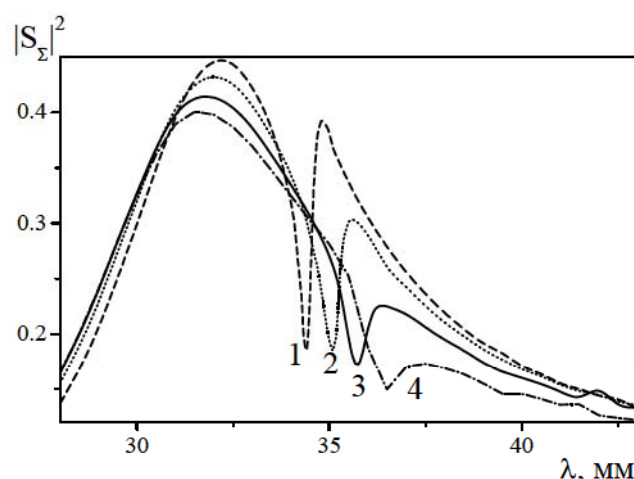
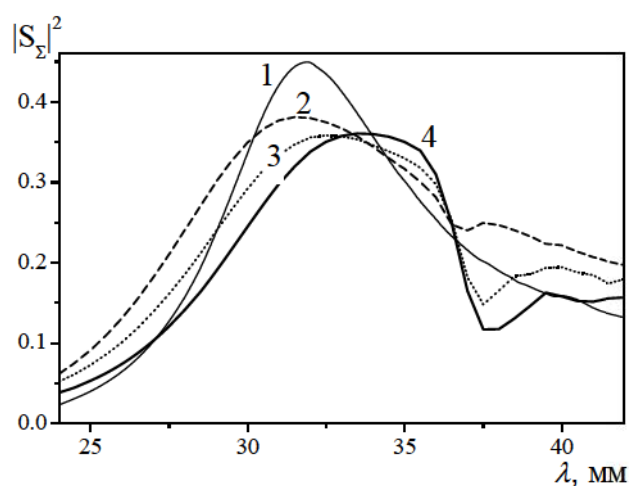
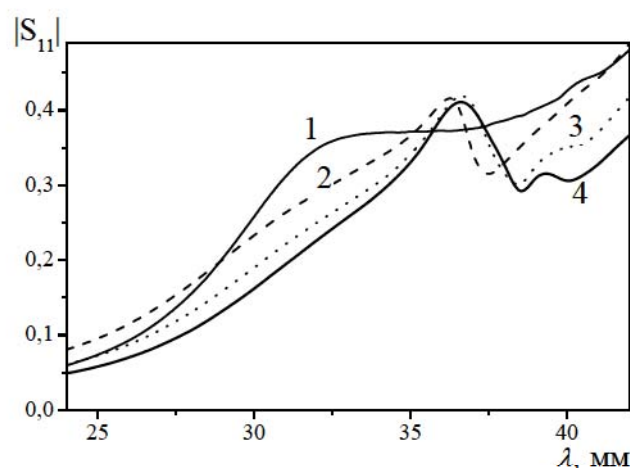


Рис. 5.25. Зависимость коэффициента излучения от длины волны излучателей с $l_1 = 16$ мм, $l_2 = 17$ мм, $x_{01} = 2$ мм, при разных значениях x_{02} : 1 – $x_{02} = 4$ мм; 2 – $x_{02} = 5$ мм; 3 – $x_{02} = 6$ мм; 4 – $x_{02} = 7$ мм.



а)



б)

Рис. 5.26. Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) от длины волны для одиночной щели (1 – $l = 16$ мм, $d = 3$ мм, $x_0 = 2$ мм) и для групповых излучателей с $l_1 = 16$ мм, $l_2 = 17$ мм, $d_1 = d_2 = 3$ мм, $\Delta z = 1$ мм, $\Delta x_0 = 4$ мм, при разных значениях x_0 : 2 – $x_{01} = 2$ мм, $x_{02} = 6$ мм; 3 – $x_{01} = 4$ мм, $x_{02} = 8$ мм; 4 – $x_{01} = 5$ мм, $x_{02} = 9$ мм.

обеспечить излучение по уровню -3дБ в широкой $\approx(25\div30)\%$ полосе длин волн. При этом диаграмма направленности комбинированного излучателя остается близкой к диаграмме направленности одиночной щели.

Изменения геометрию системы щелей, составляющих «групповой» излучатель, можно получить также и узкополосные частотные зависимости коэффициентов излучения и отражения комбинированных слабонаправленных излучателей. Так, при несимметричном расположении щелевых элементов по оси z и максимальном приближении обеих щелей к центральной линии широкой стенки волновода полоса длин волн по уровню -3 дБ уменьшается (рис. 5.27). (При $\Delta z = 1\text{ мм}$ для исследуемых щелей полоса длин волн может составлять менее 2% (кривая 3 на рис. 5.27)). Подбором геометрических параметров щелей и их положения (x_{01} , x_{02} и Δz) кроме полосы длин волн, добротности излучателя можно изменять резонансную длину волны и создать излучатель с максимумом излучения на любой заданной рабочей длине волны как в коротковолновой, так и в длинноволновой частях рабочего диапазона одномодового режима волновода (рис. 5.28, кривые 1,2). (На рис. 5.28 так же представлены коэффициенты излучения для одиночных щелей соответствующих размеров, расположение которых было таким, что максимальная величина их коэффициентов излучения равнялись $|S_{\Sigma}|^2_{\max}$ комбинированных излучателей.)

Диаграммы направленности таких узкополосных «групповых» излучателей в плоскости, перпендикулярной оси волновода, незначительно отличаются от диаграмм направленности одиночных щелей.

Таким образом, разработка «группового» излучателя на основе не симметрично расположенных продольных щелей разной длины позволяет создать узкополосный излучатель с ДН, максимум которой (в отличие от [77-78]) направлен по нормали к его апертуре. Такой излучатель может быть использован при построении фазированных антенных решеток.

В качестве примера на рис. 5.29 приведена диаграмма направленности в плоскостях векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ решетки из 10 синфазных «групповых» излучате-

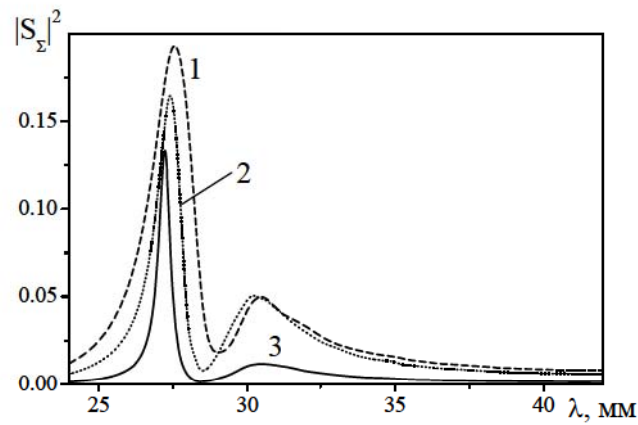


Рис. 5.27. Зависимости коэффициента излучения от λ излучателя с $l_1=13$ мм, $l_2=14$ мм при разных значениях Δx_0 : 1 – $x_{01}=7$ мм, $x_{02}=10$ мм; 2 – $x_{01}=8$ мм, $x_{02}=10$ мм; 3 – $x_{01}=9.5$ мм, $x_{02}=11$ мм.

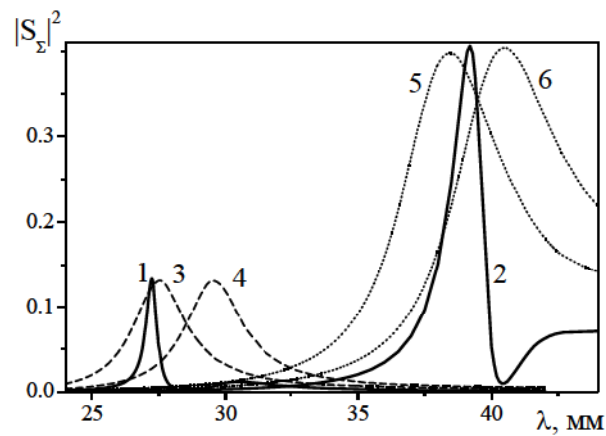


Рис. 5.28. Зависимости коэффициента излучения от λ щелей с $x_{01}=9.5$ мм, $x_{02}=1$ мм и разной длиной: 1 – $l_1=13$ мм, $l_2=14$ мм; 2 – $l_1=19$ мм, $l_2=20$ мм и одиночных щелей 3 – $l=13$ мм, $x_0=7.5$ мм; 4 – $l=14$ мм, $x_0=8.2$ мм; 5 – $l=19$ мм, $x_0=8$ мм; 6 – $l=20$ мм, $x_0=8.6$ мм.

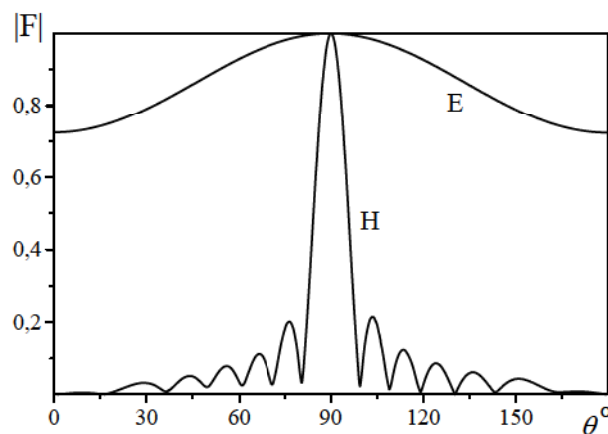


Рис. 5.29. Диаграммы направленности решетки комбинированных излучателей.

лей, (зависимость коэффициента излучения решетки от длины волны представлена на рис. 5.27, кривая 3) при $\lambda = 27.2$ мм. Рабочая полоса частот в данном случае по уровню -3дБ также не превосходила 2%.

Следует отметить, что в разделе 3 обращалось внимание на перспективность использования щелевых излучателей в сверхразмерных волноводах в мм-диапазоне волн. В этом случае возникает вопрос о возбуждении щелью в волноводе волн высших типов. В этой связи, прежде чем привести результаты исследования характеристик «группового» излучателя, на базе *поперечных* щелей (рис. 5.42), для наглядности целесообразно привести некоторые обобщенные характеристики одиночной щели от ее геометрических и электрических параметров и параметров волновода, данные о которых в литературе отсутствуют.

Коэффициент преобразования волны mn -типа в волны типа $m'n'$ может быть определен как [7]

$$\Gamma_{(mn)}^{(m'n')} = -\frac{1}{4} \sum_q^P \sum_q^Q V_{pq}^{(mn)} F_{Pq}^{(m'n')}. \quad (5.5)$$

При уменьшении рабочей длины волны λ и с переходом в многомодовый режим возбуждения волновода коэффициент излучения одиночной щели резко уменьшается. Когда в волноводе возникает высший тип волны, в зависимости $|S_\Sigma|^2(\lambda)$, появляется особенность – коэффициент излучения (а также и коэффициент отражения) щели обращается в нуль (рис. 5.30 - рис. 5.32). Характеристики даже очень узких щелей зависят от их длины, ширины и дисперсионных свойств волновода. Рабочая полоса длин волн по уровню -3дБ в зависимостях $|S_\Sigma|^2(\lambda)$ для щелей, расположенных симметрично (рис. 5.30) и несимметрично (рис. 5.31, рис. 5.32) относительно центра широкой стенки волновода изменяется при изменении геометрических параметров щели. Она для щелей несимметрично расположенных может составлять от 40 % (рис. 5.32а; кривая 4) до значений менее 1% для симметрично расположенных щелей (рис. 5.30а; $l = 8$ мм). (Поскольку эффект влияния толщины стенки t волновода на частотно-энергетические характеристики щели сравним с соответствующим влиянием на ее характеристики

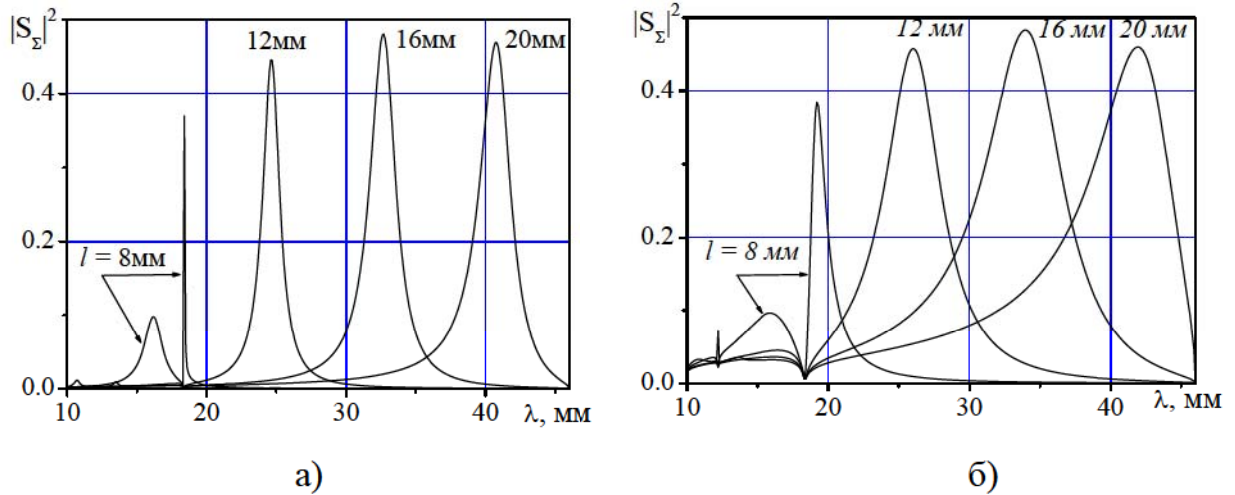


Рис. 5.30. Зависимость коэффициента излучения от длины волны для одиночных щелей разной длины при симметричном их расположении:

а) $d = 10^{-5}$ мм, б) $d = 1$ мм.

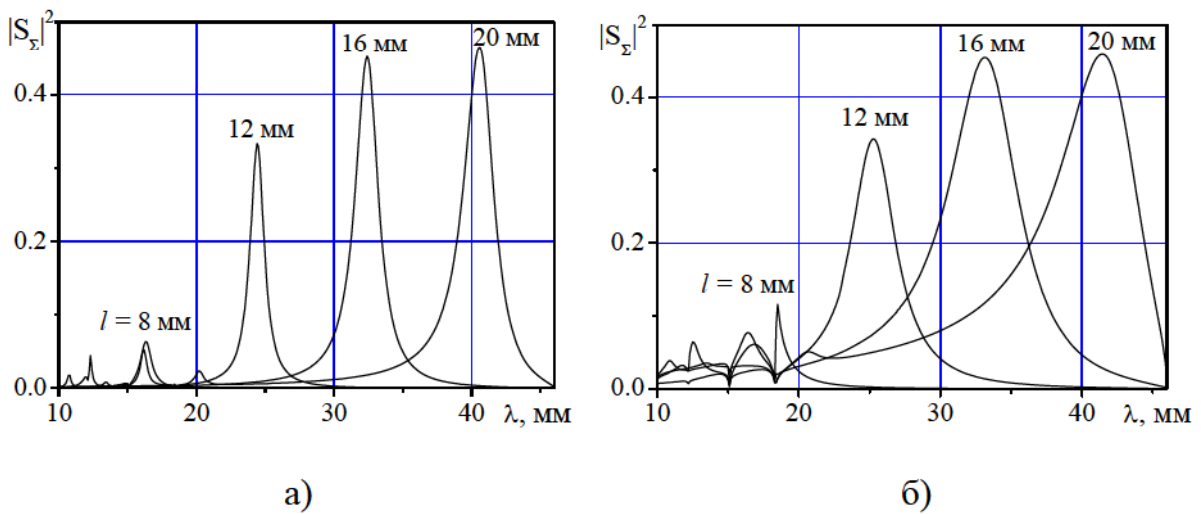


Рис. 5.31. Зависимость коэффициента излучения от длины волны для одиночных щелей разной длины при несимметричном их расположении

а) $d = 10^{-5}$ мм, б) $d = 1$ мм.

ширины щели d , особенно при $t = d$, то для наглядности оценки изменения характеристик щели в зависимости только от ее ширины на рис. 5.32а,б результаты расчета приведены в приближении бесконечно тонкой стенки волновода).

Так как набор собственных волн в волноводе определяется набором значений критических поперечных волновых чисел, заданных геометрическим размером поперечного сечения волновода, то, очевидно, что резонансная длина щелевого излучателя зависит не только от длины щели, ее ширины и положения в стенке, но и от высоты волновода (рис. 5.33а,б; $\lambda_{рез}$ - длина волны, на которой щель имеет максимальное значение коэффициента излучения). С уменьшением высоты волновода расширяется диапазон, в пределах которого сохраняется одномодовый режим возбуждения, и нет особенностей в зависимостях коэффициента излучения от λ . Резонансная длина щелевого излучателя остается практически неизменной и близкой к величине 0.49λ в большей части диапазона длин волн, возбуждающих волновод, от $\lambda_{кр}^{H_{11}}$ для волны H_{11} до $\lambda_{кр}^{H_{10}}$ волны H_{10} только в случае узких щелей $d=1\text{мм}$ (рис. 5.33б).

С увеличением ширины щели резонансная длина $l/\lambda_{рез}$ уменьшается, максимальное изменение резонансной длины щели наблюдается в коротковолновом диапазоне одномодового режима волновода (рис. 5.33а,б).

При создании «группового» излучателя на основе соответствующей комбинации нескольких близко расположенных друг к другу *поперечных щелей* так же можно получить как узкополосные, так и широкополосные зависимости $|S_{\Sigma}|^2(\lambda)$ и $|S_{11}|(\lambda)$ (рис. 5.34а,б; графики зависимостей соответствуют приближению бесконечно тонкой стенки волновода).

Учет толщины стенки волновода приводит к смещению резонансного значения $\lambda_{рез}$ в коротковолновую область и к увеличению добротности щелевого излучателя (рис. 5.35а,б).

Увеличение расстояния между щелями, образующими излучатель, приводит к смещению резонансной длины волны в длинноволновую область и

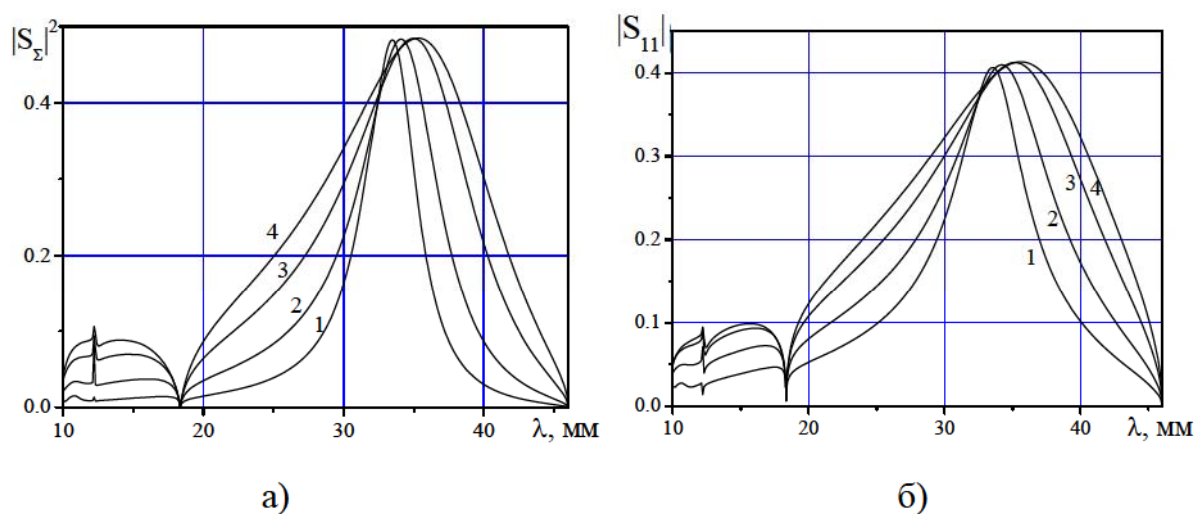


Рис. 5.32. Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) от длины волны несимметрично расположенной щели длиной $l = 16$ мм при разных значениях ширины щели d (1 – $d = 1$ мм, 2 – $d = 2$ мм, 3 – $d = 3$ мм, 4 – $d = 4$ мм).

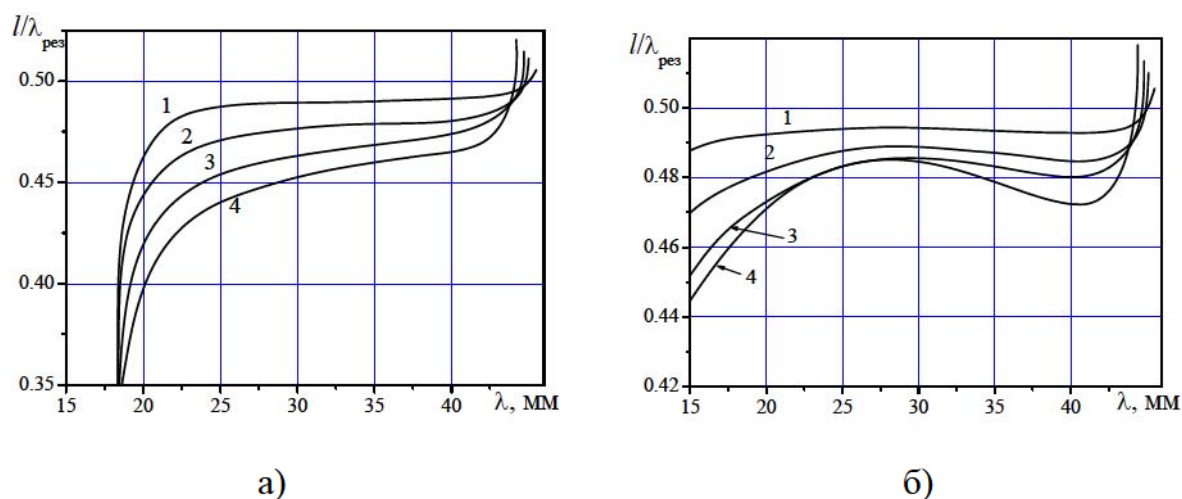


Рис. 5.33. Зависимости $l/\lambda_{рез}$ поперечных щелей от длины волны для разных значений ширины щели d (1 – $d = 1$ мм; 2 – $d = 2$ мм; 3 – $d = 3$ мм; 4 – $d = 4$ мм) и высоты волновода: а) волновод 23×10 мм², б) волновод 23×5 мм².

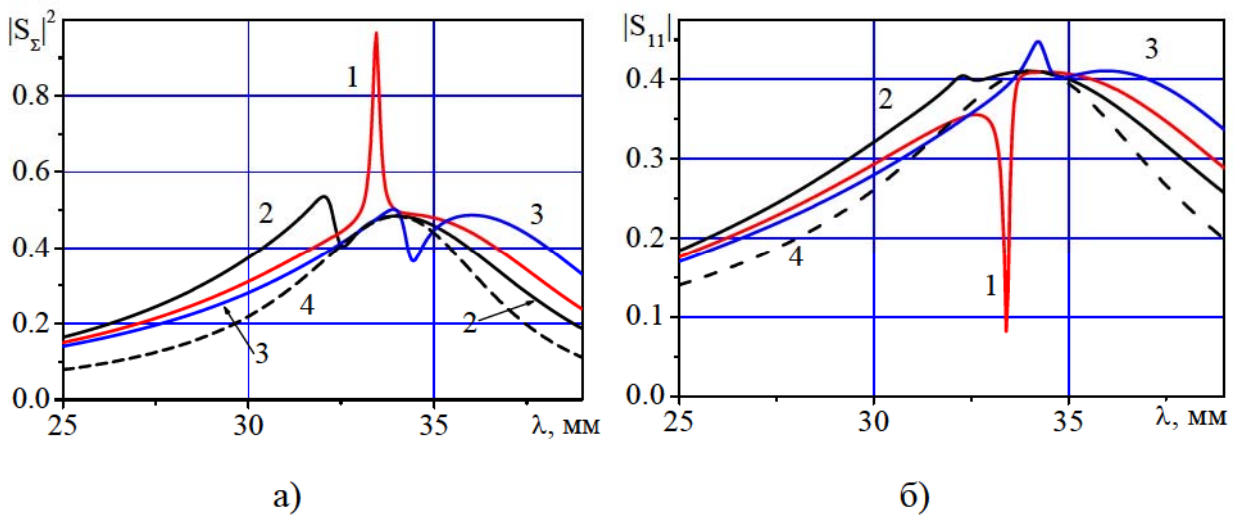


Рис. 5.34. Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) для двух симметрично расположенных щелей от длины волны при $\Delta z = 2$ мм $\Delta x_0 = 0$ (1 – $l_1 = l_2 = 16$ мм; 2 – $l_1 = 16$ мм, $l_2 = 15$ мм; 3 – $l_1 = 16$ мм, $l_2 = 17$ мм) и для одиночной щели (4 – $l = 16$ мм).

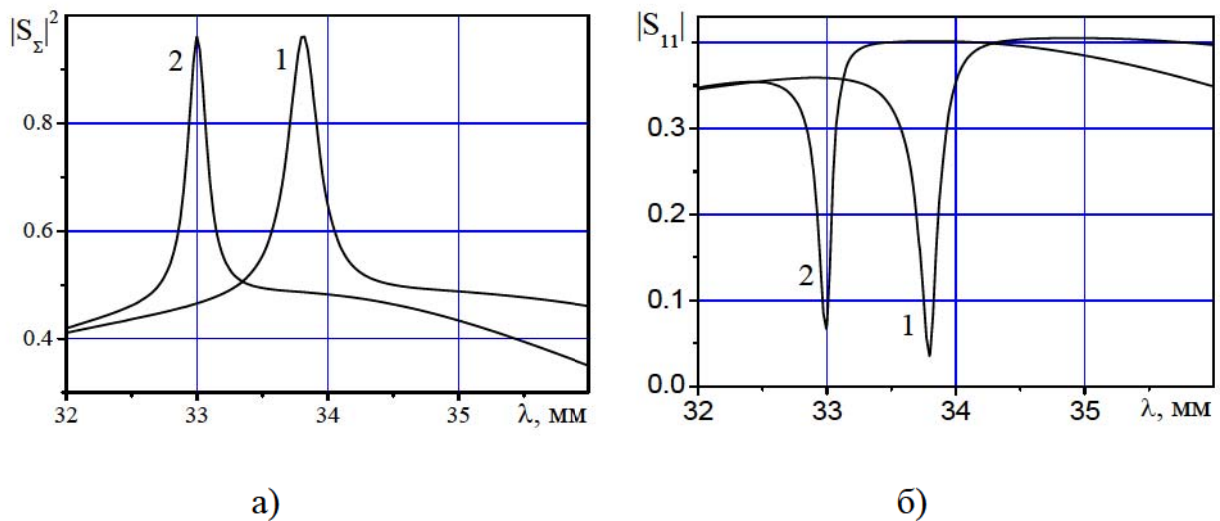


Рис. 5.35. Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) для двух щелей одинаковой длины $l_1 = l_2 = 16$ мм при $\Delta z = 2$ мм, $\Delta x_0 = 0$:
1 – $t = 0$, 2 – $t = 1$ мм.

уменьшению добротности излучателя (рис. 5.36).

На основе поперечных щелей в широкой стенке волновода можно создать комбинированный излучатель как с узкополосной (рис. 5.37а,б; кривые 1), так и с широкополосной (рис. 5.37а,б; кривые 3) частотной зависимостью характеристик излучаемого поля. (В качестве примера на рис. 5.37а,б приведены зависимости коэффициента излучения (рис. 5.37а) и отражения (рис. 5.37б) для трех щелей одинаковой длины, трех щелей разной длины и для 11 щелей разной длины, когда $l_1 = 10$ мм, а длина каждой последующей щели увеличивается на 1 мм по сравнению с предыдущей и длина щели $l_{11} = 20$ мм при $\Delta z = 2$ мм и ширине всех щелей $d = 0.5$ мм (кривые 3)).

«Групповой» излучатель на базе системы продольных щелей одинаковой длины, расположенных симметрично ($\Delta z = 0$) в узкой стенке с фиксированным расстоянием между щелями, не позволяет получить принципиально новых функциональных свойств по сравнению с одиночной щелью (рис. 5.38).

Характер зависимостей $|S_{\Sigma}|^2(\lambda)$, можно существенно изменить, если смещать щели одна относительно другой по оси z и изменять расстояние между ними Δy (рис. 5.39 – рис. 5.41). В этом случае можно сказать, что комбинированный излучатель из двух одинаковых щелей, который излучает на резонансной частоте 95% падающей мощности, а по уровню -3дБ полоса частот составляет не более $\pm 2\%$ от $f_{рез}$. При этом на резонансной длине волны (частоте) коэффициент отражения по мощности составляет 0.04 (рис 5.41).

В данном подразделе впервые проведены многопараметрические (в зависимости от длины и ширины щели, расположения щели в волноводе, с учетом высших типов волн, с учетом толщины стенки и высоты волновода и его дисперсионных свойств) теоретические исследования частотно-энергетических характеристик и характеристик направленности «групповых» излучателей на основе продольных и поперечных щелей. Показано, что изменение взаимной связи между щелями в «групповом» излучателе позволяет влиять на форму зависимости коэффициента излучения от рабочей длины волны и, по сути, формировать

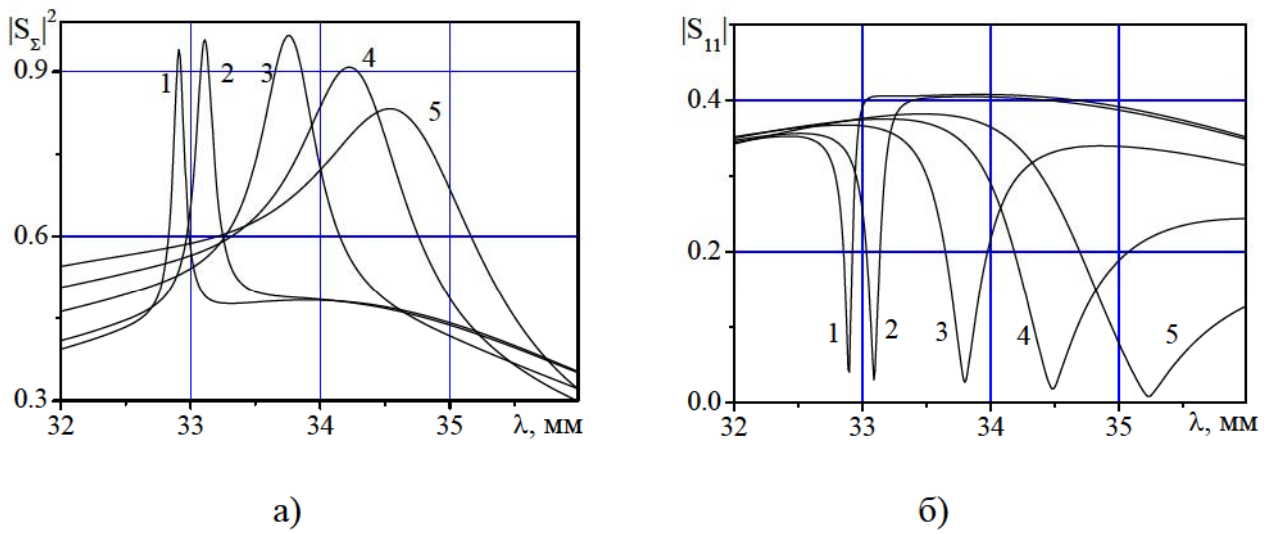


Рис. 5.36. Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) от длины волны для двух щелей ($l_1 = l_2 = 16$ мм, $d_1 = d_2 = 1$ мм) при $\Delta x_0 = 0$ и разном расстоянии Δz между ними (1 – $\Delta z = 1.5$ мм; 2 – $\Delta z = 2$ мм; 3 – $\Delta z = 4$ мм; 4 – $\Delta z = 6$ мм; 5 – $\Delta z = 8$ мм).

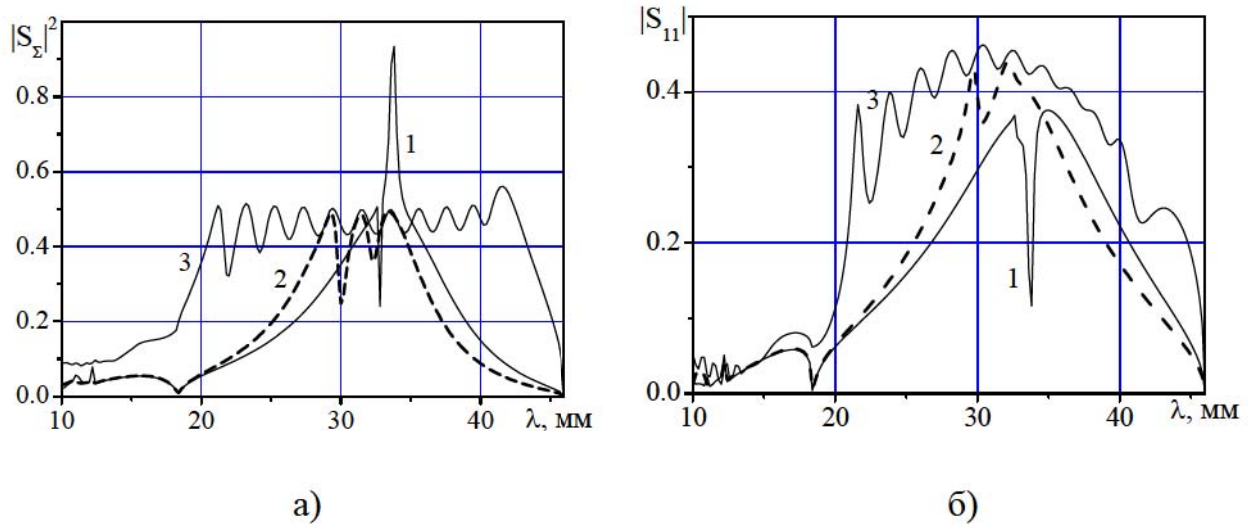


Рис. 5.37. Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) для щелей $N=3$, $d_{1,(2),(3)} = 0.1$ мм; $\Delta z = 2$ мм, $\Delta x_0 = 0$, длиной $l_{1,(2),(3)}$ (1 – $l_1 = l_2 = l_3 = 16$ мм; 2 – $l_1 = 14$ мм, $l_2 = 15$ мм, $l_3 = 16$ мм) и $N=11$ (кривая 3).

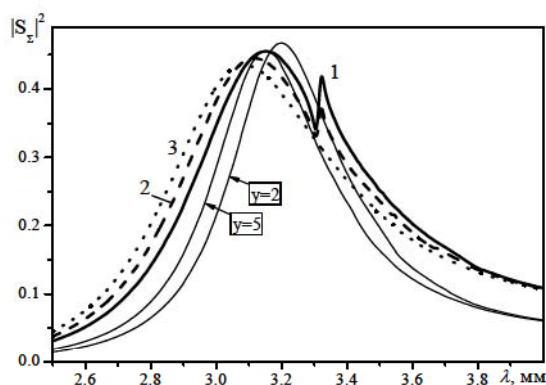


Рис. 5.38. Зависимости коэффициента излучения от λ для двух щелей $l_{1(2)} = 16\text{ мм}$, $\Delta z = 0$, $\Delta y = 2\text{ мм}$ при смещении их по оси y (1 – $y_1 = 1\text{ мм}$, $y_2 = 3\text{ мм}$; 2 – $y_1 = 3\text{ мм}$, $y_2 = 5\text{ мм}$; 3 – $y_1 = 4\text{ мм}$, $y_2 = 6\text{ мм}$) и одиночных щелей при $y = 2\text{ мм}$ и $y = 5\text{ мм}$.

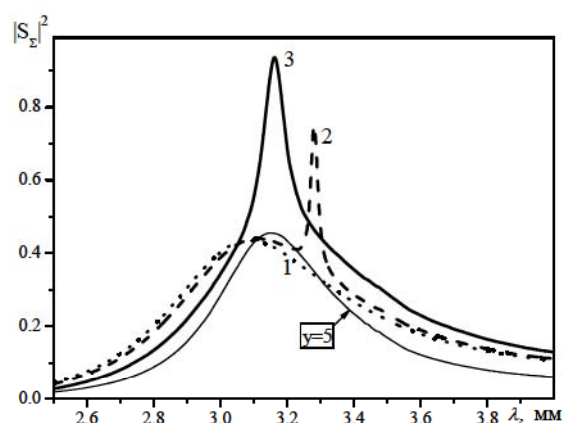


Рис. 5. 39. Зависимости коэффициента излучения от λ щелей $l_{1(2)} = 16\text{ мм}$ при $\Delta y = 2\text{ мм}$ ($y_1 = 4\text{ мм}$, $y_2 = 6\text{ мм}$) и разных значениях Δz (1 – $\Delta z = 0$; 2 – $\Delta z = 2\text{ мм}$; 3 – $\Delta z = 5\text{ мм}$) и одиночной щели при $y = 5\text{ мм}$.

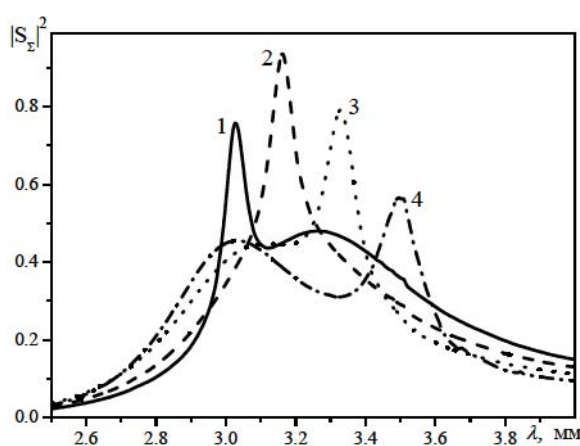


Рис. 5.40. Зависимости коэффициента излучения от λ $l_{1(2)} = 16\text{ мм}$, $\Delta z = 5\text{ мм}$ симметричных к $y = 5\text{ мм}$ при и разных значениях Δy (1 – $\Delta y = 1.1\text{ мм}$; 2 – $\Delta y = 2\text{ мм}$; 3 – $\Delta y = 8\text{ мм}$).

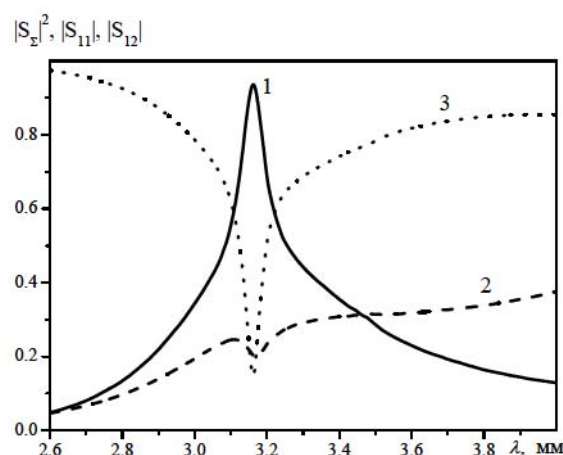


Рис. 5.41. Зависимости коэффициентов излучения (1), отражения (2) и прохождения (3) от λ двух щелей, $l_{1(2)} = 16\text{ мм}$ при $\Delta z = 5$ $y_{01} = 4\text{ мм}$, $y_{02} = 6\text{ мм}$.

частотные характеристики фазированных антенных решеток. Рабочая полоса частот по уровню -3дБ излучаемой мощности, может составить менее 2% в узкополосных и до 40% и более в широкополосных излучателях.

Впервые показана возможность создания излучателя как с отклоненным максимумом диаграммы направленности, так и с максимумом диаграммы направленности, направленным ортогонально излучающей апертуре. Дан анализ характеристик щелевого излучателя, расположенного в сверхразмерном волноводе и возбуждаемого высшими типами волн.

На практике комбинированный волноводно-щелевой излучатель может быть использован как самостоятельная антенна, как элемент щелевой решетки и как элемент связи двух различных электродинамических объемов.

5.2. Многоэлементные волноводно-щелевые системы излучателей

Полученные впервые решения задач рассеяния волноводных волн на щели или системе двух и более щелей в общем случае произвольной длины и различной конфигурации, определение собственных и взаимных проводимостей щелей, позволяют значительно расширить возможности, а в ряде случаев и, вообще, впервые на практике применить обобщенный метод наведенных магнитодвижущих сил для расчета характеристик многоэлементных эквидистантных и неэквидистантных решеток с такими щелевыми элементами.

В данном подразделе приведены некоторые результаты расчета и экспериментальных исследований характеристик электромагнитного поля, излучаемого многоэлементными щелевыми решетками, для которых в литературе отсутствуют данные об электродинамических методах их расчета и об экспериментальных исследованиях, перспективных для практического применения. Также впервые приведен анализ физических особенностей в формировании излучаемых полей и путей реализации требуемых амплитудно-фазовых распределений на излучающей апертуре антенных решеток и их частотно-энергетических характеристик.

5.2.1. Антенны вытекающей волны на основе волновода с системой поперечных щелей. Решение задач по определению магнитного тока в системе близко расположенных щелей (подраздел 5.1) позволяет впервые применить метод наведенных магнитодвижущих сил для расчета многоэлементных волноводно-щелевых решеток и исследования характеристик волноводно-щелевой антенны в виде произвольного числа близко расположенных поперечных щелей (с произвольной длиной, шириной и смещением каждой из них), прорезанных в широкой стенке произвольной толщины прямоугольного волновода или резонатора (рис. 5.42). В литературе отсутствуют данные по применению электродинамических методов расчета таких антенных решеток.

Рассмотрим систему из N узких прямолинейных щелей, расположенных в широкой стенке толщиной t прямоугольного волновода (рис. 5.43). Щели могут иметь разные размеры по длине и ширине, а также могут располагаться произвольным образом относительно друг друга и средней линии широкой стенки волновода. При аппроксимации тока на поверхностях щелей S_1 и S_2 , соответственно со стороны внутреннего объема волновода и свободного полупространства, функциями вида (5.3) с учетом (Ж.16), используя граничные условия непрерывности тангенциальных составляющих магнитных полей на обеих поверхностях каждой из щелей (1.18) (или условия (5.2), дополненные наличием объема щели “v”) получаем СЛАУ относительно неизвестных амплитуд токов в щелях J_{0n} с учетом толщины стенки волновода и полного взаимодействия щелей по всем волноводным модам и внешнему пространству, дальнейшее решение которой позволяет найти энергетические и пространственные характеристики антенной решетки (Приложение 3.1).

Следует отметить, что предложенная аппроксимация функций распределения токов в щелях (5.3) позволила получить для проводимостей щелей в бесконечном (полубесконечном) волноводе $Y_{\{mm\}}^{Wg}$ (3.3, 3.4) и резонаторе $Y_{\{mm\}}^R$ (3.5), образованным полостью щелей, выражения в виде двойных быстро сходящихся рядов, а в формуле для проводимости щели в бесконечном экране

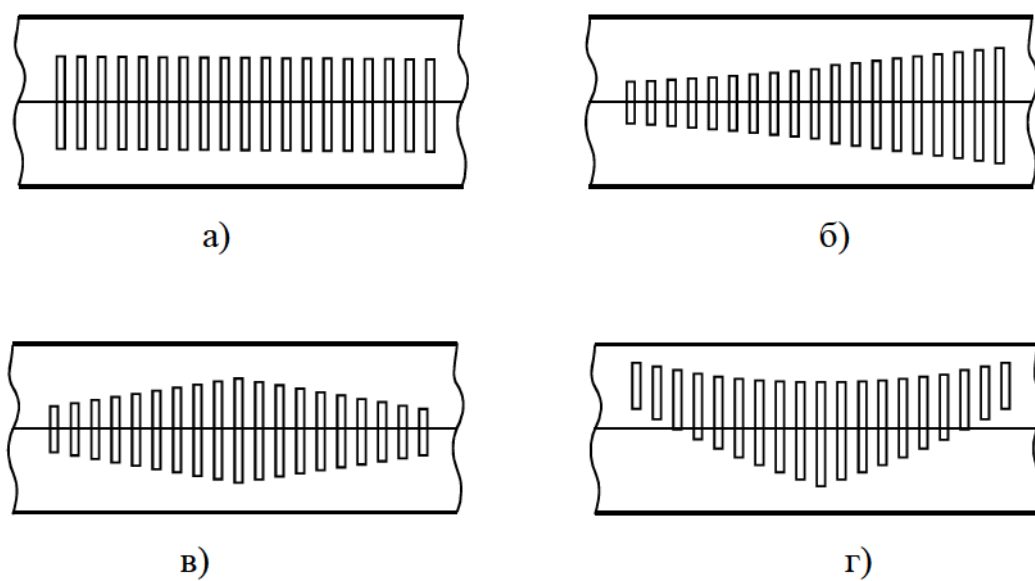


Рис. 5.42. Схематический вид волноводно-щелевых решеток на основе поперечных щелей в прямоугольном волноводе.

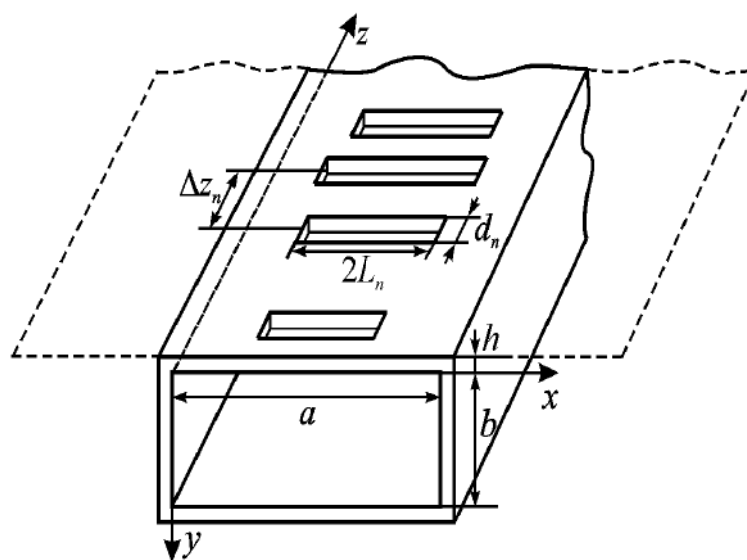


Рис. 5.43. Геометрия системы поперечных щелей в прямоугольном волноводе.

Y_{mn}^{Hs} (3.6) можно свести двойной интеграл к одинарному. Это в результате приводит к достаточно малому времени вычислений характеристик антенны даже при большом количестве излучателей (порядка нескольких сотен).

Наличие строгого электродинамического метода и эффективного алгоритма расчета характеристик излучения многоэлементной щелевой системы, по сути, с произвольными геометрическими и электродинамическими параметрами излучателей позволяет впервые провести исследования по возможной оптимизации ее энергетических характеристик и диаграммы направленности (3.8), (3.9).

Обычно рассматриваемая система щелей представляет собой антенну вытекающей волны. При расчете таких антенн *априори* предполагают, что амплитудное распределение на апертуре антенны описывается функцией экспоненциально спадающей вдоль щелевой системы. В используемых на практике антеннах уровень боковых лепестков в диаграмме направленности при этом недопустимо большой и составляет ≈ -10 дБ. В качестве примера, позволяющим впервые показать возможности проведения теоретических исследований и сравнить полученные нами расчетные и экспериментальные характеристики, приведем результаты исследования антенны вытекающей волны, состоящей из 20 щелей (длина всей излучающей апертуры составляет $L_A = 228.0$ мм, $L_A \approx 7.1\lambda$), прорезанных в широкой стенке волновода с поперечным сечением $a \times b = 23 \times 10$ мм². На рис. 5.44 представлены теоретические (кривые 1-3) и экспериментальные при $t = 1$ мм (символы « $\circ$ ») зависимости коэффициента излучения по мощности $|S_\Sigma|^2$ системы щелей, имеющих одинаковую длину ($l/\lambda = 0.4$) и ширину ($d/l = 0.077$), расположенных на расстоянии $\Delta z = 0.375\lambda$ симметрично относительно средней линии волновода, от длины волны. Амплитудное распределение поля в апертуре антенны при $t = 1$ мм представлено на рис. 5.45 (кривая 1), а диаграмма направленности антенны – на рис. 5.46 (кривая 1). Сравнение расчетных зависимостей $|S_\Sigma|^2(\lambda)$ и диаграммы направленности, полученных нами методом наведенных магнитодвижущих сил с использованием для тока в щели базисных функций метода усреднения, с зависимостями, полученными методом Галеркина, и экспериментальными

ми значениями в очередной раз позволяет сделать вывод о правомерности и эффективности аппроксимации токов в щелях функциями (Ж.16).

Предлагаемые методика и алгоритм расчета щелевой системы позволяют впервые применить электродинамический метод для исследования и реализации, например, так называемых “модулированных” антенн вытекающей волны [60], когда путем подбора длин каждой из щелей и расстояний между ними можно получить требуемое амплитудное распределение поля в апертуре антенны, например, амплитудное распределение, спадающее к краям системы, и сформировать диаграмму направленности с приемлемым уровнем боковых лепестков. Так, амплитудное распределение, представленное на рис. 5.45 кривой 2, формируется в системе со щелями, длины которых изменяются в соответствии с графиком, приведенным на рис. 5.47. Соответствующая диаграмма направленности представлена на рис. 5.46, кривая 2. Уровень боковых лепестков при этом уменьшается до -19дБ, а коэффициент излучения 20-ти элементной решетки $|S_\Sigma|^2 \geq 0.9$.

Уменьшить уровень боковых лепестков диаграммы направленности можно, используя излучающую апертуру с неэквидистантным расположением излучателей. На рис. 5.48 приведены диаграммы направленности антенны общей длиной 13.44λ , состоящей из 50 щелей с $l=0.33\lambda$ с неизменным расстоянием между щелями $\Delta z=0.27\lambda$ (пунктирная кривая 1) и диаграмма направленности данной системы щелей, расстояния между которыми $\Delta z_n=z_{n+1}-z_n$ в зависимости от номера n изменяется по закону синуса (кривая 2). В неэквидистантной решетке уровень боковых лепестков уменьшается при постоянном значении $|S_\Sigma|^2 \geq 0.9$.

Значительно улучшить диаграмму направленности можно, если использовать щелевые системы, у которых в зависимости от номера щели изменяются ее длина l_n , расстояния между щелями Δz_n и расположение щелей относительно средней линии широкой стенки волновода x_n . На рис. 5.48 (кривая 3) приведена диаграмма направленности той же антенны длиной 13.44λ , состоящей из 50 щелей, у которой l_n , Δz_n и x_n изменяются в зависимости от номера щели n по законам,

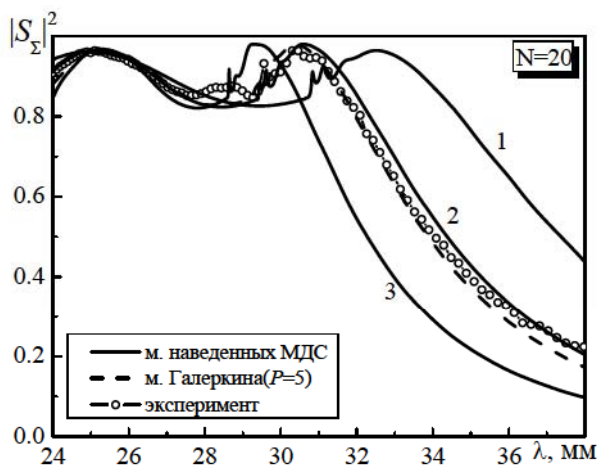


Рис. 5.44. Зависимость коэффициента излучения 20-ти элементной эквидистантной решетки от длины волны (1 – $t = 0$; 2 – $t = 1$ мм; 3 – $t = 2$ мм).

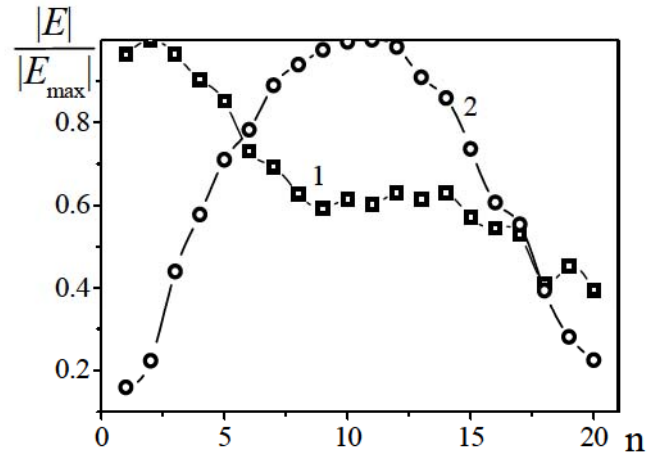


Рис. 5.45. Амплитудные распределения в 20-ти элементных волноводно-щелевых решетках вытекающей волны (1 – экспоненциально спадающее; 2 – спадающее к краям решетки).

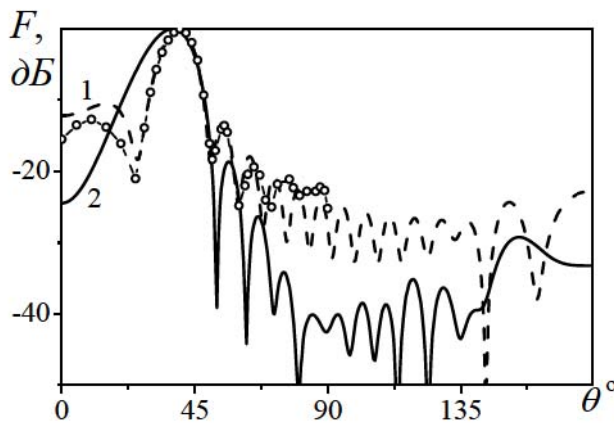


Рис. 5.46. Диаграммы направленности 20-ти элементных решеток с разным амплитудным распределением: 1 – экспоненциально спадающее (“—” – расчет; -○- – эксперимент); 2 – спадающее к краям решетки.

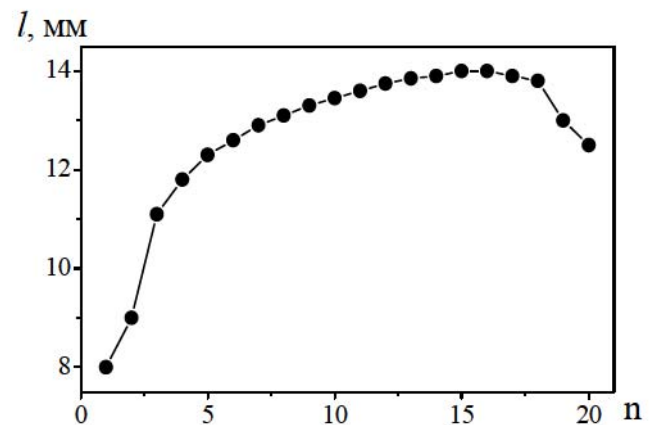


Рис. 5.47. Длины щелей в 20-ти элементной решетке при формировании синусоидального амплитудного распределения.

близким к синусоидальному.

В эквидистантных решетках заданных электрических размеров со щелевыми элементами одинаковой длины и расположения в стенке волновода путем выбора числа щелей и их длин также можно существенно изменять и оптимизировать вид ДН и величину излучаемой мощности. Так, на рис. 5.49, кривая 1, представлена диаграмма направленности эквидистантной ($\Delta z_n = 10.0 \text{ мм}$) антенной решетки, состоящей из 100 одинаковых щелей ($2L_n = 11.5 \text{ мм}$, $d_n = 1.0 \text{ мм}$; $t = 1.0 \text{ мм}$). Коэффициент излучения по мощности для такой системы равен 0.91, а амплитудное распределение токов плавно уменьшается вдоль решетки в пределах значений $1.0 \div 0.3$ (вставка на рис. 5.49, кривая 1). Если в такой структуре, сохранив общую длину излучающей апертуры, увеличить количество щелей в 2 раза и соответственно уменьшить расстояние между ними $\Delta z_n = 5 \text{ мм}$, то $|S_\Sigma|^2$ существенно возрастает ($|S_\Sigma|^2 = 0.997$), однако главный лепесток диаграммы направленности расширяется, возрастает уровень боковых лепестков и коэффициент направленного действия решетки заметно падает рис. 5.49, кривая 2. Это объясняется тем, что в данном случае наиболее эффективно возбуждаются лишь ближайшие к генератору щели, а остальные слабо участвуют в формировании поля излучения системы. Соответствующим подбором длины щелей для такой решетки ($2L_n = 9.98 \text{ мм}$) можно получить такое же распределение токов, как и в первоначальном случае 100 щелевой решетки, при этом $|S_\Sigma|^2$ также равен 0.91, а уровень дальних боковых лепестков диаграммы направленности существенно снижается (рис. 5.49, кривая 3). Вид диаграммы направленности 100-элементной эквидистантной ВЦР при частотном сканировании приведен на рис. 5.50.

Известно, что управлять частотно-энергетическими характеристиками щелевых излучателей можно также путем полного или частичного заполнения диэлектриками полости волновода, щели или внешнего пространства. Полученные в данной работе результаты позволяют, по сути, впервые провести электродинамическими методами расчеты характеристик излучения таких щелевых решеток.

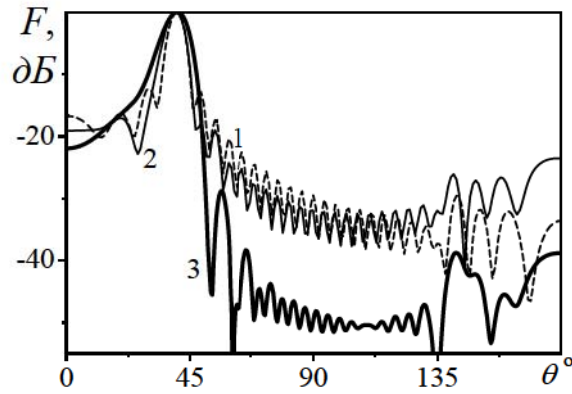


Рис. 5.48. Диаграммы направленности 50-ти элементных решеток (1 – эквидистантная решетка; 2 – неэквидистантная решетка; 3 – неэквидистантная решетка с изменяющейся длиной и расположением щелевых элементов).

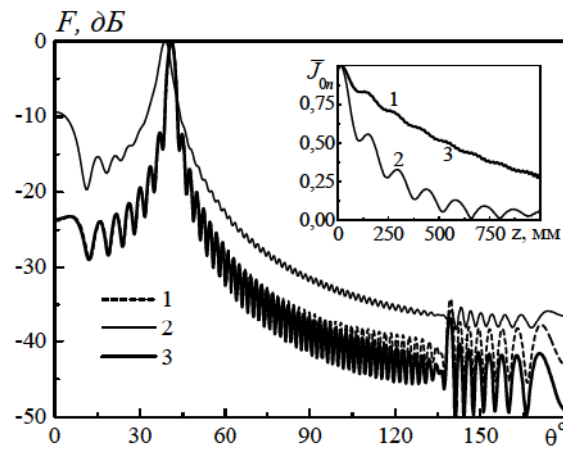


Рис. 5.49. Диаграммы направленности 100- и 200-элементных эквидистантных решеток вытекающей волны $\lambda = 32$ мм при одинаковых длинах антенн L_A и одинаковых щелевых элементах (1 – $N=100$, $2L_n = 11.5$ мм; 2 – $N=200$, $2L_n = 11.5$ мм; 3 – $N=200$, $2L_n = 9.98$ мм).

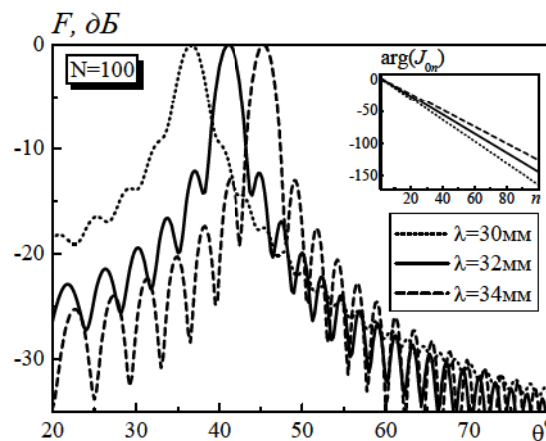


Рис. 5.50. Изменение ДН 100-элементной решетки при сканировании.

Для примера приведем результаты исследований характеристик 20-ти элементной щелевой антенны при укрытии ее внешним диэлектриком с разным значением ε^{ext} (в приближении отсутствия потерь в диэлектрике) (рис. 5.51 – рис. 5.56). Такая антенна имеет спадающее к краям решетки амплитудное распределение и при излучении в свободное пространство ее диаграмма направленности представляется с пониженным уровнем боковых лепестков (рис. 5.46, кривая 2).

Функции $D=f(\varepsilon^{ext})$ и $G=f(\varepsilon^{ext})$ при определенной величине ε^{ext} (соответственно равном 1.4 и 1.45) достигают максимальных значений (рис. 5.51). Наблюдается сужение и отклонение максимума диаграммы направленности к нормали решетки при введении диэлектрика по сравнению со случаем, когда $\varepsilon^{ext}=1$ (рис. 5.52, рис.5.53). Коэффициент усиления антенны при укрытии диэлектриком возрастает на $\approx 20\%$.

Из анализа результатов исследования частотно-энергетических характеристик антенн следует, что рабочая полоса частот ограничивается такими факторами: в области коротких длин волн λ – возрастанием уровня дальних боковых лепестков диаграммы направленности (рис. 5.56), а в области длинных волн – уменьшением $|S_\Sigma|^2$. При использовании диэлектрического укрытия удастся не только увеличить коэффициент направленного действия в диапазоне частот, но и поднять коэффициент излучения в длинноволновой области, и тем самым увеличить рабочую полосу частот излучающей системы в целом (рис. 5.54, рис. 5.55).

В заключение отметим, что время расчета диаграммы направленности для рассматриваемых систем из 100 щелей (порядок системы уравнений (Ж.1) при этом равен $\{200 \times 200\}$) на ПК с процессором Athlon XP 2000 составило ≈ 15 сек. Излучающая апертура решеток представляет собой систему щелей, длина которых не более 0.7λ . В то же время, применение метода Галеркина для решения задачи о системе таких «коротких», но близко расположенных щелей требует при аппроксимации поля в щели использовать не менее 5 базисных функций, что приводит к существенному увеличению порядка СЛАУ (1000×1000) и времени счета (до 3 минут).

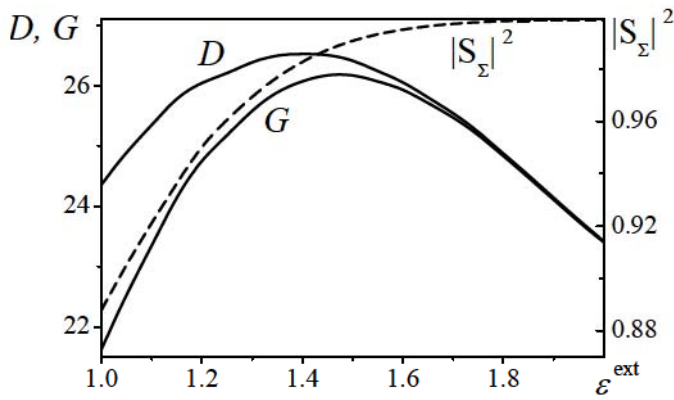


Рис. 5.51. Зависимости коэффициентов направленного действия, усиления и излучения от ε^{ext} 20-ти элементной решетки с синусоидальным амплитудным распределением, $\lambda = 32$ мм.

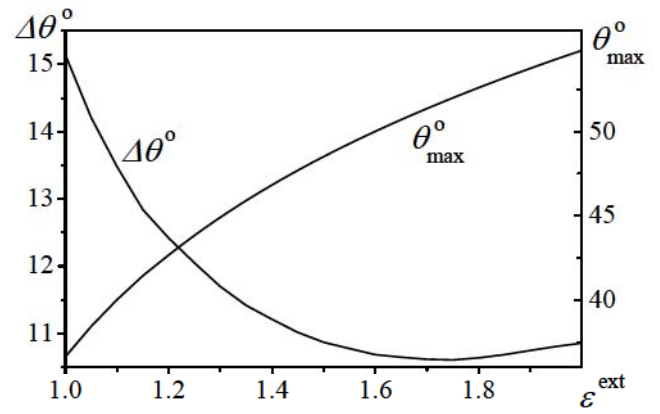


Рис. 5.52. Зависимость угла направления главного максимума θ_{max}^0 и ширины диаграммы направленности по уровню 0.5 мощности $\Delta\theta_{max}^0$ 20-ти элементной решетки от ε^{ext} , $\lambda = 32$ мм.

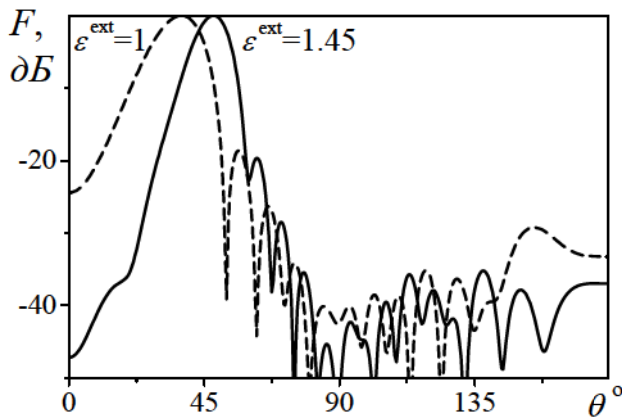


Рис. 5.53. Диаграммы направленности 20-ти элементной решетки («—» - $\varepsilon^{ext} = 1.45$; «-----» - $\varepsilon^{ext} = 1$).

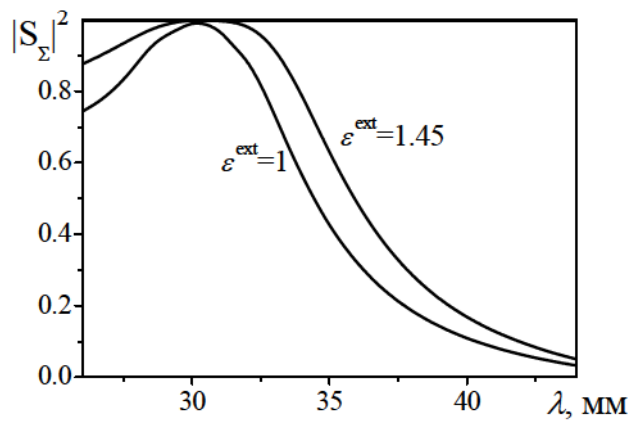


Рис. 5.54. Зависимости коэффициентов излучения 20-ти элементной решетки от длины волны при разных значениях ε^{ext} .

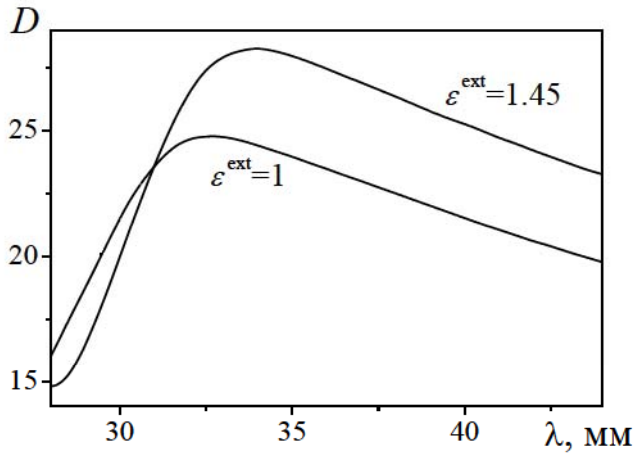


Рис. 5.55. Зависимости коэффициентов направленного действия 20-ти элементной решетки от длины волны.

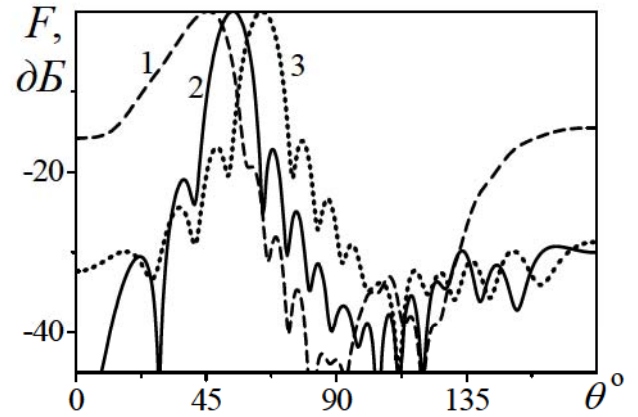
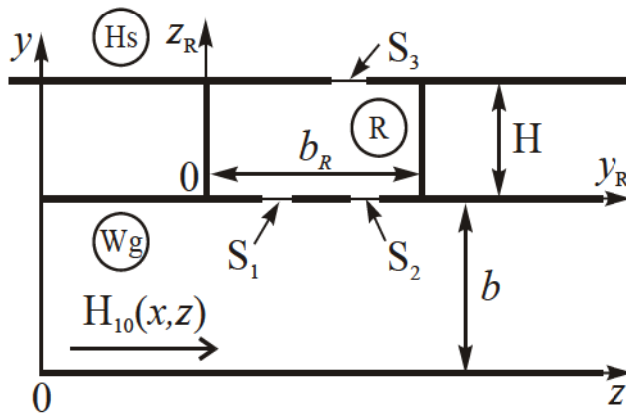
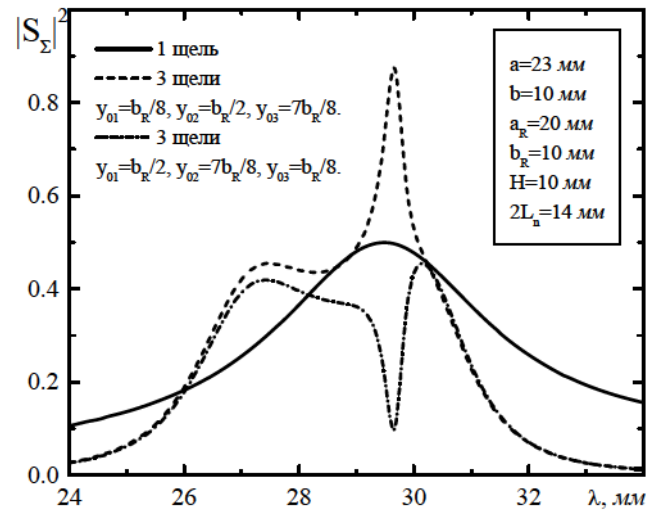


Рис. 5.56. Диаграммы направленности 20-ти элементной волноводно-щелевой решетки при $\varepsilon^{\text{ext}}=1.45$ и разных значениях длины волны:
1 – $\lambda=30\text{мм}$; 2 – $\lambda=35\text{мм}$;
3 – $\lambda=40\text{мм}$.



а)



б)

Рис. 5.57. Волноводно-резонаторный 3-х элементный щелевой излучатель:

а) геометрия структуры;

б) зависимость коэффициента излучения от рабочей длины волны.

Перспективность, полученного в работе решения задач о щелевой связи нескольких электродинамических объемов (“*in*”, “*v*”, “*ext*”) обусловлена тем, что решения могут быть представлены в виде, аналогичном (3.1), (3.2), для исследования многосвязных структур, где в качестве внешнего объема может быть несколько (в общем случае любых) электродинамических объемов со щелевой связью. Полученные результаты позволяют непосредственно исследовать волноводно-резонаторно-щелевые структуры (рис. 5.57а) с применением объемных резонаторов на щелевых элементах, являющихся аналогами полосовых или режекторных фильтров СВЧ (рис. 5.57б). Такие структуры перспективны для применения при формировании требуемых частотно-энергетических характеристик и диаграммы направленности волноводно-резонаторно-щелевых решеток [А54], характеристики которых невозможно получить на основе щелевых элементов.

Таким образом, полученные решения (3.1)-(3.8) с использованием аппроксимации поля в щелях функциями (Ж.16) представляют собой простое, эффективное и достаточно точное решение многопараметрической задачи об излучении электромагнитных волн многоэлементной системой поперечных щелей (с произвольной геометрией и диэлектрическим заполнением), расположенных в широкой стенке конечной толщины бесконечного (полубесконечного) полого или нагруженного диэлектриком прямоугольного волновода, и впервые позволяют провести исследования по созданию и оптимизации их направленных и частотно энергетических характеристик.

5.2.2. Двухчастотная щелевая решетка на многомодовом волноводе. Разработка многочастотных многоканальных антенн в виде нескольких антенных решеток, размещенных в одном раскрыве, позволяет решить проблему повышения эффективности работы как бортовых, так и наземных радиокомплексов. В ряде случаев представляется рациональным с точки зрения практической реализации характеристик радиотехнических комплексов применение многофункциональных антенн в виде многощелевых систем с различной длиной щелевых элементов на базе многомодового волновода. В литературе

практически отсутствуют методы, алгоритмы расчета и результаты исследований электродинамических характеристик щелевых многоэлементных многочастотных антенн на многомодовых волноводах, что, безусловно, ограничивает их применение в антенной технике. Результаты, полученные в данной работе, позволяют впервые применить электродинамический метод наведенных магнитодвижущих сил для расчета характеристик излучения многоэлементных волноводно-щелевых решеток, включающих в себя несколько, в общем случае произвольного вида, подрешеток со щелевыми элементами различной длины, работающих на разных частотах и расположенных в стенках одного волновода.

В качестве примера, позволяющего на основе полученных в работе результатов впервые провести расчетные исследования характеристик и выяснить физические особенности в формировании излучаемого поля, ниже приведены результаты исследования двухчастотной синфазной волноводно-щелевой решетки, расположенной в широкой стенке прямоугольного волновода.

Излучающая апертура представляет собой две системы щелей, расположенных в широкой стенке толщиной t прямоугольного волновода (рис. 5.58).

Излучающая апертура представляет собой две системы щелей, расположенных в широкой стенке толщиной t прямоугольного волновода (рис. 5.58). Продольные щели с длиной l_1 и шириной d_1 возбуждаются волной основного типа на частоте f_1 , а щели с длиной l_2 и шириной d_2 – волной H_{30} на частоте f_2 . Первая система работает в длинноволновом, а вторая – в коротковолновом диапазоне длин волн. Поле в каждой щели может быть представлено в виде суммы линейно-независимых вектор-функций (1.20). Тогда поле в раскрыве многофункциональной антенны:

$$\vec{E} = \sum_p \sum_r V_{p,r}^{(1)} \vec{E}_{p,r}^{(1)} + \sum_q \sum_v V_{q,v}^{(2)} \vec{E}_{q,v}^{(2)}, \quad (5.6)$$

где v, r – номера щелей; p, q – номера гармоник на щелях. Первое слагаемое – это

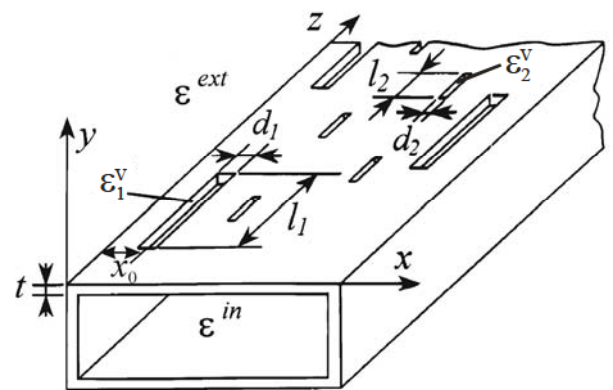


Рис. 5.58. Геометрия двухчастотной волноводно-щелевой решетки.

поле в раскрыве, созданное щелями с длиной l_1 , второе – поле в раскрыве коротких щелей с длиной l_2 . Определив электрическое поле в раскрыве антенны согласно выражению (5.6), находим энергетические характеристики и диаграмму направленности многочастотной антенны (Ж.30), (Ж.31), (Приложение Ж.4).

Чтобы уяснить физические особенности взаимодействия щелей в каждой из подрешеток, как и в случае решеток с поперечными щелями (подраздел 5.2.1), целесообразно привести некоторые результаты исследования характеристик излучения одиночной продольной щели, прорезанной в стенке волновода, размеры которого допускают распространение высших типов волн, поскольку в литературе такие исследования, практически, отсутствуют и фрагментарно представлены в работах [50, 51; А70]. Величина коэффициентов излучения и отражения продольной щели, возбуждаемой волной H_{30} в волноводе сечением 28.5×12.6 мм² в диапазоне длин волн, значительно меньше соответствующих величин при возбуждении щелей $l \approx 0.5\lambda$ ($|S_\Sigma|^2 = 0.5$) основной волной волновода H_{10} (рис. 5.59). Электрическая длина резонансной щели $l/\lambda_{\text{рез}}$ (длина щели с максимальным коэффициентом излучения) зависит от дисперсионных свойств волновода и изменяется при изменении отношения $\lambda/\lambda_{\text{кр}}$ ($\lambda_{\text{кр}}$ – критическая длина волны H_{30} , возбуждающей щель). При приближении λ к $\lambda_{\text{кр}}$ величина $l/\lambda_{\text{рез}}$ стремится к значению 0.5, а с уменьшением длины волны уменьшается. (Например, для щели с $l = 7$ мм при $\lambda = 15.6$ мм ($\lambda/\lambda_{\text{кр}} \approx 0.82$) значение $l/\lambda_{\text{рез}} \approx 0.449$). В зависимостях $|S_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ и $|S_{11}| = f(\lambda)$ появляются минимальные значения коэффициента излучения при таких λ , при которых возникают волны высших порядков. Такую особенность зависимостей $|S_\Sigma|^2 = f(\lambda)$ и $|S_{11}| = f(\lambda)$ необходимо учитывать при выборе электрических размеров щелевых излучателей и рабочей полосы частот многоэлементной коротковолновой антенны.

Для узких щелей характерна очень сильная зависимость энергетических коэффициентов от толщины стенки t , максимум излучения наблюдается при величине t , близкой к значению d . Изменяя соотношение между d и t при фиксиро-

ванном x_0 , можно существенно изменять коэффициент излучения щели $|S_\Sigma|^2$ в многомодовом режиме, что особенно важно при формировании необходимого амплитудно-фазового распределения в щелевых решетках с большим количеством излучателей (рис. 5.60, рис. 5. 61).

При разработке многопараметрических антенн, для оценки их эффективности необходимо учитывать коэффициенты преобразования $|\Gamma_{30}^{10}|$ и $|\Gamma_{30}^{20}|$ волны H_{30} соответственно в волну H_{10} и H_{20} для щелей различной длины (рис. 5.62). (В рассматриваемых излучателях (рис. 5.62) коэффициенты преобразования весьма малы и их можно не учитывать при расчете КУ щелевого излучателя).

С учетом особенностей в формировании характеристик излучения одиночными щелевыми излучателями приведем некоторые результаты исследования двухчастотных электрически коротких $L_A=(3\div 8)\lambda$, ($N=6\div 11$) и электрически длинных $L_A=(30\div 100)\lambda$, ($N=60\div 100$) решеток, сложная структура которых до сих пор не позволяла применить электродинамические методы для их расчета. Так, на рис. 5.63 представлены результаты расчета амплитудного распределения в решетке длиной $L_A=134$ мм, состоящей из 6 щелей длиной l_1 и 11 более коротких щелей с $l_2=8$ мм при возбуждении их волной H_{30} с $\lambda=16$ мм. Центры щелей с размерами l_1 располагались на стенке волновода в точках, в которых поверхностные токи волны H_{30} равны нулю. Тем не менее, за счет взаимного влияния эти щели возбуждались. Выбором размеров щелей (величина l_1 изменялась от 17.8 мм до 22 мм) и их расположения удается ослабить амплитуду поля, наводимого короткими щелями l_2 в щелях с длиной l_1 и, тем самым, уменьшить взаимодействие подрешеток, а также создать требуемое амплитудно-фазовое распределение в раскрыве антенны на каждой из рабочих частот.

Диаграммы направленности рассматриваемой щелевой решетки приведены на рис. 5.64. Уменьшение уровня боковых лепестков до -20дБ в диаграмме направленности достигалось созданием спадающего амплитудного распределения в раскрывах антенн путем изменения длины щелей и их расположения на стенке волновода (рис. 5.64, кривые 1,2). Влияние длинноволновой антенны на диа-

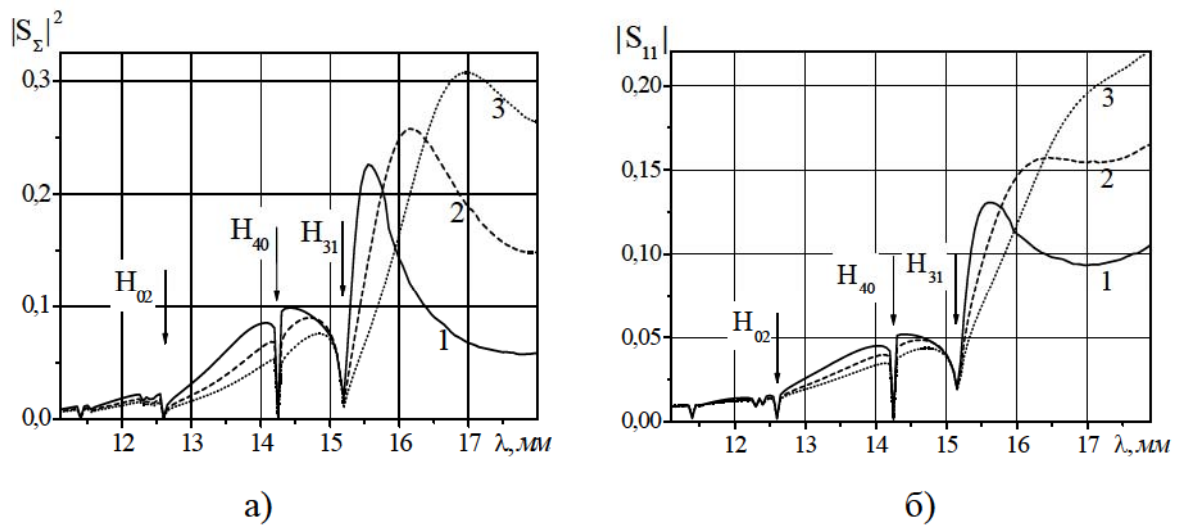


Рис. 5.59 Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) от длины волны для щелей ($d = 1$ мм; $x_0 = 4.75$ мм; $t = 1$ мм) разной длины (1 – $l = 7$ мм; 2 – $l = 7.5$ мм; 3 – $l = 8$ мм), возбужденных волной H_{30} .

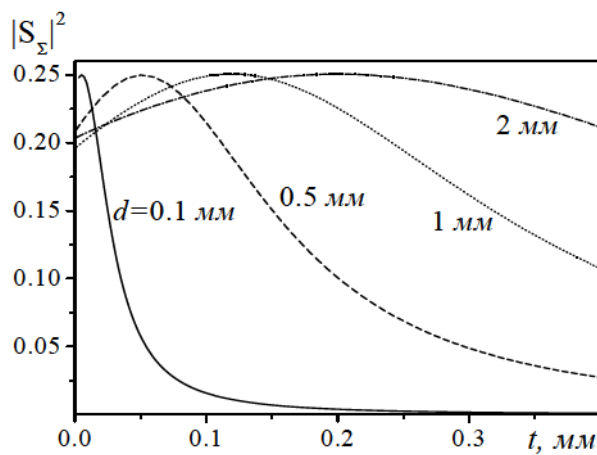


Рис. 5.60. Зависимости коэффициентов излучения от толщины стенки волновода, возбуждаемого волной H_{30} ($\lambda = 16$ мм) для щелей $l = 7.5$ мм, $x_0 = 4.75$ мм при разной их ширине d .

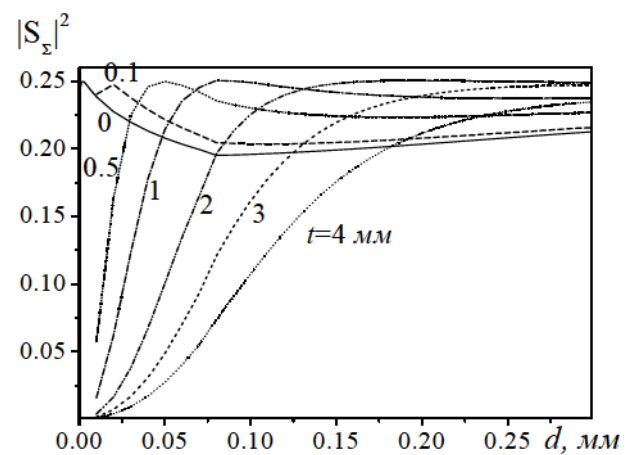


Рис. 5.61. Зависимости коэффициентов излучения от ширины щелей $l = 7.5$ мм, $x_0 = 4.75$ мм при разной толщине стенки t волновода, возбуждаемого волной H_{30} , $\lambda = 16$ мм.

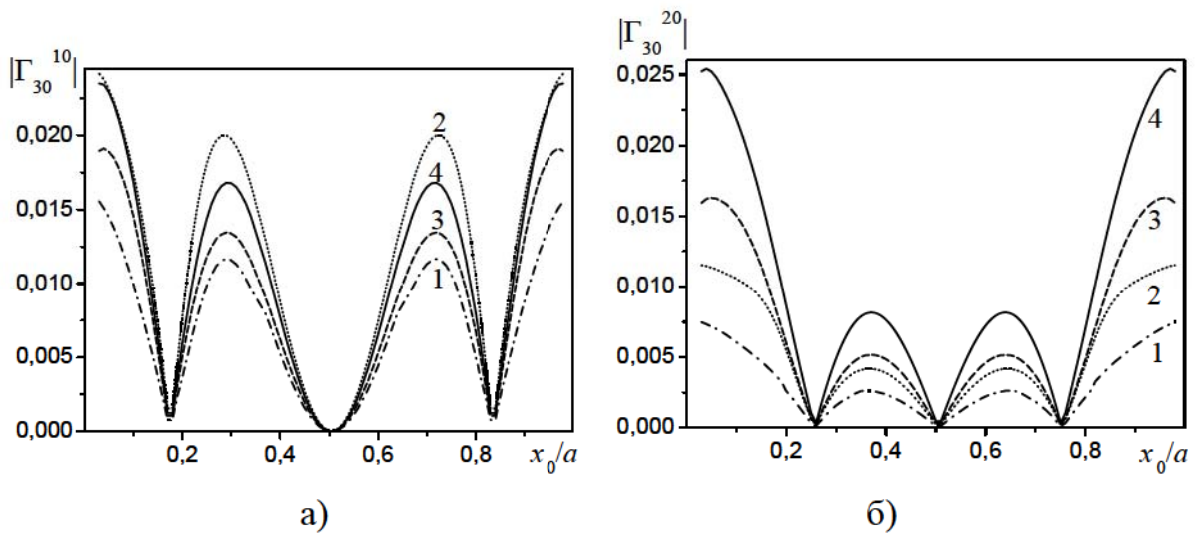


Рис. 5.62. Зависимости коэффициентов преобразования волны H_{30} в H_{10} (а) и H_{20} (б) от параметра x_0/a для щелей разной длины: 1 – $l=7$ мм; 2 – $l=8$ мм; 3 – $l=20$ мм; 4 – $l=22$ мм.

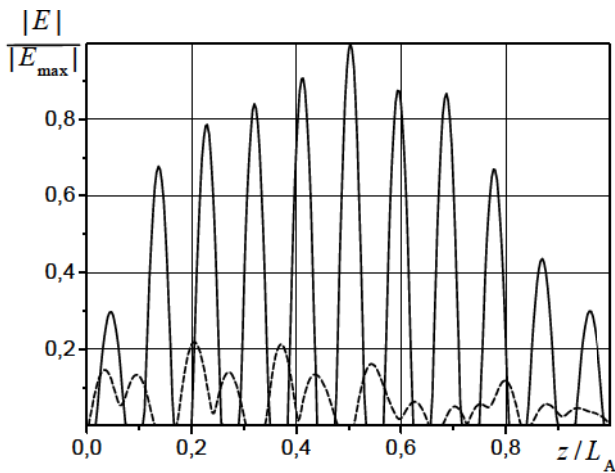


Рис. 5.63. Распределение поля в двухчастотной решетке (“----” – $N=11, l=8$ мм; “—” – $N=6, l=20$ мм).

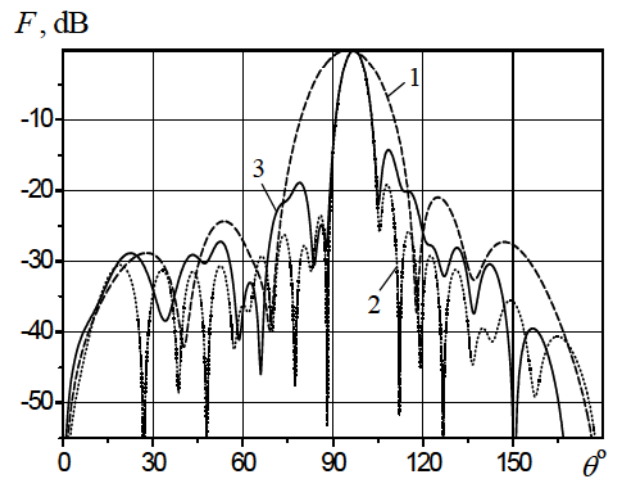


Рис. 5.64. Диаграммы направленности антенных решеток: 1 – двухчастотная антенна, $\lambda=44$ мм; 2 – одночастотная щелевая решетка с $l=8$ мм, $\lambda=16.5$ мм; 3 – двухчастотная антенна, $\lambda=16.5$ мм.

грамму направленности коротковолновой антенны проявилось в увеличении первого бокового лепестка до значения -13.6дБ (рис. 5.64, кривая 3). Нужно отметить, что при изменении частоты в пределах 8% не наблюдается увеличение бокового излучения выше величины -13.6дБ . Для данной антенны при возбуждении волной H_{30} с $\lambda=16.5\text{мм}$ значения коэффициентов излучения и отражения равны соответственно 0.949 и 0.012 (рис. 5.65), а при возбуждении волной H_{10} с $\lambda=44\text{мм}$ $|S_{\Sigma}|^2=0.905$ и $|S_{11}|=0.201$.

Используя разработанную в данной работе модификацию метода наведенных магнитодвижущих сил (разделы 2, 3 и подраздел 5.1), можно рассчитать и оптимизировать характеристики антенных решеток, состоящих из большого количества щелевых излучателей в общем случае произвольной длины. Так, например, реализация спадающего к краям амплитудного распределения в линейной решетке длиной $L_A=8.5\lambda$ путем соответствующего расположения системы 100 коротковолновых щелей в широкой стенке волновода сечением $a \times b=28.5 \times 12.6\text{мм}^2$, $t=1$, возбуждаемых волной H_{30} , позволяет снизить уровень боковых лепестков до -24дБ (рис. 5.66). При этом ширина главного лепестка диаграммы направленности данной антенны по уровню половинной мощности в плоскости вектора $\vec{H}$ составляет $\Delta\theta_{0.5}^H=1.5$, коэффициент направленного действия равен 144.6, коэффициенты излучения и отражения равны соответственно 0.997 и 0.053. В той же апертуре можно расположить систему из 60 длинноволновых щелей ($l_1=20\text{мм}$), расположенных так, чтобы их влияние на коротковолновую систему было минимальным. Влияние длинноволновой антенны проявилось в увеличении боковых лепестков диаграммы направленности до уровня $-17,7\text{дБ}$, что в большинстве практических случаев является допустимым (рис. 5.67). При этом коэффициент направленного действия равен 131.8.

Таким образом, показана эффективность применения метода наведенных магнитодвижущих сил с использованием полученного решения по определению электрического поля на апертуре многоэлементной щелевой решетки для расчета частотно-энергетических характеристик волноводно-щелевых решеток, в том

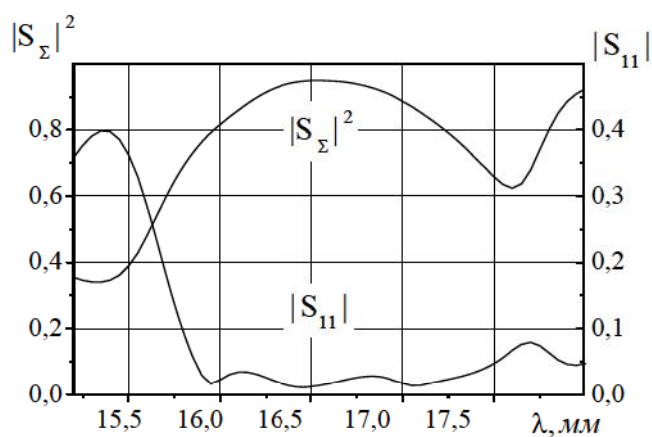


Рис. 5.65. Зависимости коэффициентов излучения и отражения двухчастотной антенны от длины волны при возбуждении волной H_{30} с $\lambda=16.5$ мм.

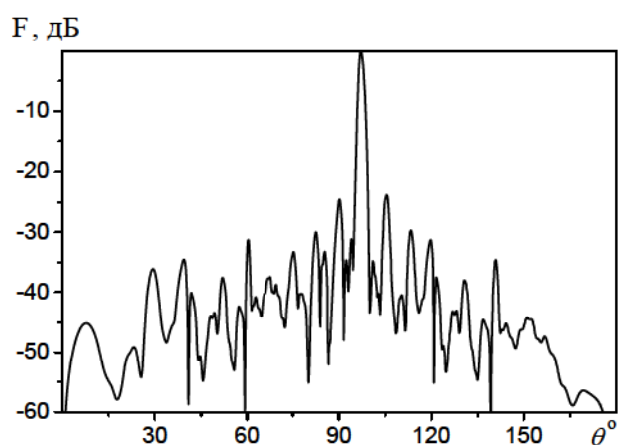


Рис. 5.66. Диаграмма направленности одно частотной коротковолновой антенной решетки с $N=100$, $l=7.2$ мм, возбуждаемой волной H_{30} при $\lambda=16.5$ мм.

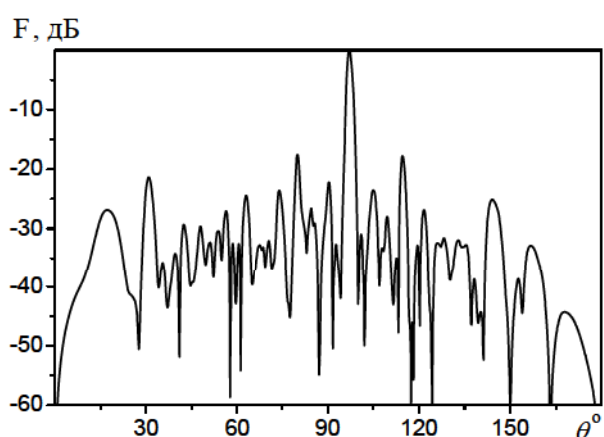


Рис. 5.67. Диаграмма направленности двухчастотной антенной решетки с 60 щелями длиной $l_1 = 20$ мм и 100 щелями длиной $l_2 = 7.2$ мм, возбуждаемой волной H_{30} при $\lambda=16.5$ мм.

числе многоэлементных и на базе многомодовых волноводов, исследования характеристик которых электродинамическими методами до сих пор не представлялось возможным и в литературе отсутствуют.

Показано, что полученные решения позволяют впервые применить электродинамические методы для расчета многоэлементных многочастотных антенн и расчетным путем выбрать геометрические параметры элементов подрешеток, обеспечивающие наилучшую их развязку на рабочих частотах при сохранении основных характеристик антенны в целом: ширины диаграммы направленности, коэффициента направленного действия, коэффициента усиления, уровня боковых лепестков, рабочих частот и др.

Построенные математические модели и эффективные алгоритмы расчета позволяют определить критерии выбора и условия, ограничивающие выбор электрических размеров щелевых излучателей и рабочей полосы частот при построении волноводно-щелевой решетки на базе сверхразмерных волноводов.

5.2.3. Амплитудное и фазовое распределения поля в волноводно-резонаторно-щелевых излучающих структурах. В разделе 1 отмечалось, что в современных радиотехнических комплексах, не смотря на технологические трудности создания, используются сложные волноводно-щелевые антенные решетки, имеющие многоэтажную волноводно-резонаторно-щелевую систему возбуждения излучающих щелей и секционированную излучающую апертуру.

Ввиду сложности структуры многоэлементных волноводно-щелевых решеток с секционированной апертурой при их расчете, как правило, используются инженерные методы, основанные на применении модели в виде длинных линий с включенными эквивалентными проводимостями излучающих щелей и щелей связи [10, 80, 81, 265]. Однако ошибка в расчете характеристик ВЦР при этом связана не только с тем, что используются приближенные методы решения сложной электродинамической задачи и приближенные методики определения эквивалентных проводимостей щели, но и с тем, что такая инженерная модель не

учитывает всех геометрических и электродинамических параметров структуры, всего комплекса взаимодействия излучающих щелей и щелей связи, а также влияния этого взаимодействия на формирование поля на апертуре решетки.

Поскольку в щелевой решетке необходима высокая точность реализации амплитудно-фазового распределения для обеспечения требуемых характеристик направленности, возникает необходимость в их исследовании непосредственно электродинамическими методами. Для расчета характеристик таких многоэлементных волноводно-щелевых решеток может быть применен рассмотренный в предыдущих разделах метод наведенных МДС с использованием метода усреднения или метода Галеркина для определения поля на щелях.

В данном подразделе ставится цель – впервые на основе электродинамического метода расчета характеристик щелевых излучателей провести исследования влияния условий возбуждения на амплитудно-фазовое распределение волноводно-резонаторно-щелевой линейной решетки, являющейся фрагментом двумерной волноводно-щелевой решетки с секционированной апертурой.

Решетка (рис. 5.68), состоит из резонатора, выполненного на отрезке прямоугольного волновода с размерами $a \times b \times c$, и возбуждающего его прямоугольного волновода с размерами поперечного сечения $a_w \times b_w$. Короткозамкнутый на одном торце возбуждающий (полубесконечный) волновод расположен ортогонально к резонатору. В верхней широкой стенке резонатора прорезано N излучающих продольных щелей. В его нижней широкой стенке, общей с возбуждающим волноводом, прорезана щель связи. Со стороны резонатора щель связи может быть либо продольной (рис. 5.68), либо поперечной, а со стороны возбуждающего волновода – соответственно либо поперечной, либо продольной. Ам-

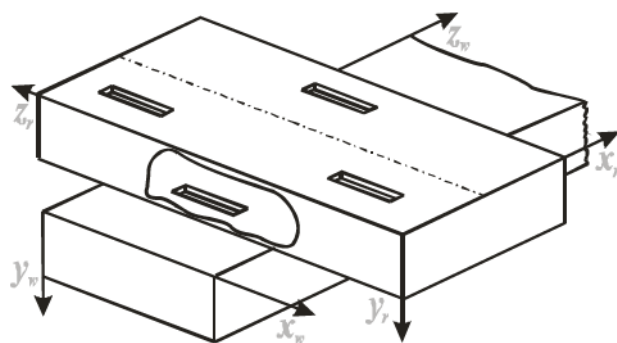


Рис. 5.68. Волноводно-резонаторно-щелевая линейная решетка.

плитудно-фазовое распределение данной линейной решетки определим при условии возбуждения полубесконечного волновода волной H_{10} .

Задача расчета амплитудно-фазового распределения волноводно-щелевой решетки сводится к определению комплексных амплитуд напряжений V_n в излучающих щелях из решения СЛАУ вида (1.19), (3.10). Определив собственные и взаимные проводимости каждой из щелей во всех электродинамических объемах (строго – в полубесконечном волноводе (объем “*in*”), резонаторе (объем “*r*”) и в $N + 1$ резонаторах, образованных полостями щелей в результате учета толщины стенок, в которых прорезаны щели (объемы “*v*”), приближенно (со стороны свободного пространства задача решается в приближении расположения щелей в бесконечном экране и без учета поведения полей вблизи ребер волновода) – во внешнем полупространстве (объем “*ext*”) и решив СЛАУ (Приложение 3.2) найдем комплексные амплитуды напряжений V_n в щелевых излучателях и щелях связи.

Отметим, что ориентация щели связи определяет тип колебаний, возбуждаемых ею в резонаторе с излучающими щелями. Поскольку поля, возбуждаемые продольной щелью связи в резонаторе, определяются z -компонентой магнитного вектора Герца, то в резонаторе возбуждаются только колебания типа H_{mnq} , причем $q \neq 0$. В случае поперечной щели связи, возбуждаемые поля определяются x -компонентой магнитного вектора Герца, и поэтому в резонаторе возбуждаются только колебания типа LE_{mnq} , причем $m \neq 0$.

Влияние условий возбуждения резонатора на характеристики щелей в решетке проанализируем на примере волноводно-резонаторно-щелевой структуры, выполненной на стандартных волноводах сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$ с толщиной стенок 1 мм.

Прежде всего, для понимания физических процессов в «многоэтажной» волноводно-резонаторно-щелевой структуре, как и ранее, рассмотрим структуру с одной излучающей щелью. Для обеспечения условий максимальной передачи мощности при возбуждении резонатора продольной щелью связи полагаем, что

ее центр находится на расстоянии $z_{щ.св} = \lambda_r / 4$ от короткозамыкателя и на $x_0 = 1.5 \text{ мм}$ от узкой стенки резонатора. Центр поперечной щели связи в резонаторе располагается на середине широкой стенки, а относительно одного из короткозамыкателей – на расстоянии $z_{щ.св} = \lambda_r / 2$. Здесь λ_r – собственная длина волны в резонаторе основного типа колебания. В случае возбуждения резонатора продольной щелью связи таковым является колебание типа H_{10q} , а в случае поперечной щели связи – колебание типа LE_{10q} .

Зависимости коэффициента излучения $|S_\Sigma|^2$ и фазы напряжения φ° одиночной продольной излучающей щели от смещения ее центра x_0 относительно края широкой стенки резонатора при разных положениях ее центра $z_0 = (2n - 1)\lambda_r / 4$, ($n=1, 2, 3, \dots, 7$) вдоль резонатора длиной $3.5 \lambda_r$ представлены на рис. 5.69 для случая возбуждения резонатора продольной щелью связи и на рис. 5.70 – для случая возбуждения резонатора поперечной щелью связи.

При совпадении центров продольной излучающей щели и продольной щели связи по оси z ($z_{щ.св} = z_0 = \lambda_r / 4$) между ними устанавливается сильное взаимодействие как по основному, так и по высшим колебаниям типа H_{mnq} . Это приводит к несимметричному виду зависимости коэффициента излучения $|S_\Sigma|^2$ и фазы напряжения φ° одиночной продольной излучающей щели относительно середины широкой стенки, при этом она может излучать до 90% подводимой мощности. По мере удаления излучающей щели относительно щели связи вдоль оси z взаимодействие по высшим типам колебаний ослабевает и при расстояниях между ними, $z > 0.5 \lambda_r$, устанавливается симметричность зависимостей коэффициента излучения $|S_\Sigma|^2$ и фазы амплитуды напряжения φ° от смещения x_0 .

В случае возбуждения резонатора поперечной щелью связи зависимости $|S_\Sigma|^2$ от x_0 (рис. 5.70а) имеют симметричный вид относительно середины широкой стенки резонатора $0.5a$ и независимо от расстояний между излучающей про-

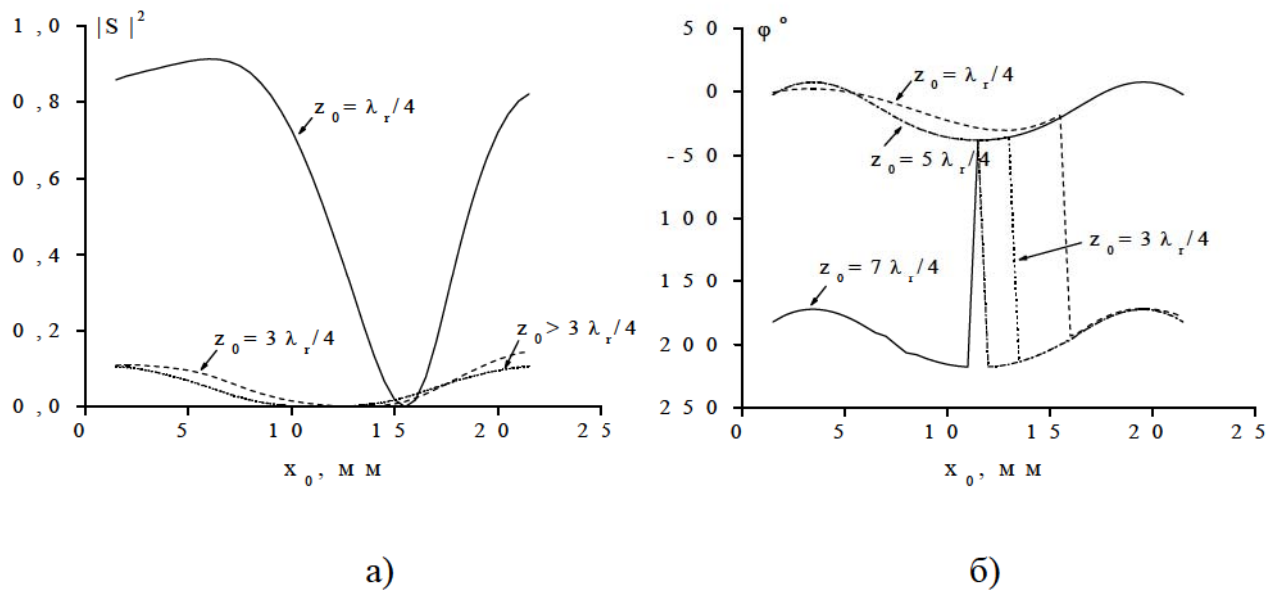


Рис. 5.69. Зависимости коэффициента излучения (а) и фазы напряжения (б) от смещения x_0 одиночной излучающей щели при возбуждении резонатора продольной щелью связи ($\lambda=32$ мм).

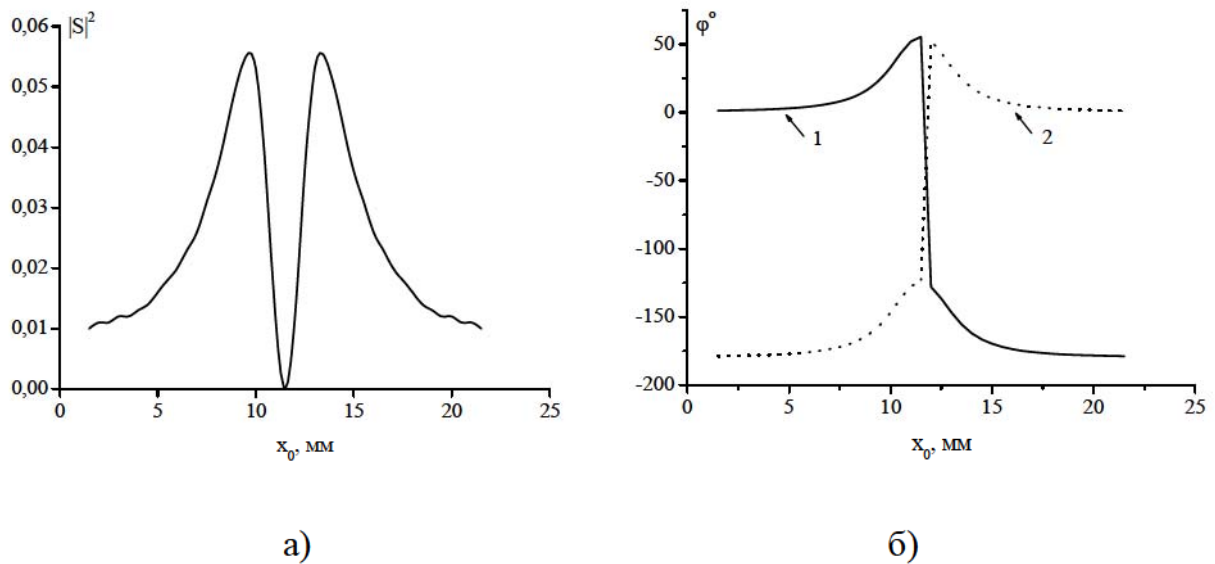


Рис. 5.70. Зависимости коэффициента излучения (а) и фазы напряжения (б) от смещения x_0 одиночной излучающей щели при возбуждении резонатора поперечной щелью связи ($\lambda=32$ мм).

дольной щелью и возбуждающей поперечной щелью являются идентичными с точностью до третьего знака. Зависимости фазы напряжения φ° от x_0 (рис.5.70б) также сохраняют идентичность при различных расстояниях между возбуждающей и излучающей щелями, только в положениях, отличающихся на нечетное число полувольт λ_r , излучающая щель является противофазной (кривые 1 и 2).

При переходе x_0 через точку $0.5a$ зависимости фазы амплитуды напряжения φ° изменяются на 180° . Подобный характер зависимостей объясняется тем, что продольная и поперечная щели как неоднородности в резонаторе возбуждают типы колебаний H_{mnq} , LE_{mnq} , и щели имеют слабую межтиповую связь.

Следует отметить, что при возбуждении резонатора поперечной щелью связи коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2$ и фаза напряжения φ° имеют отличный закон изменения от смещения x_0 , чем в случае возбуждения резонатора продольной щелью связи. Так, например, если при возбуждении резонатора продольной щелью связи коэффициент излучения монотонно уменьшается по мере приближения x_0 к $0.5a=11.5\text{мм}$, то при возбуждении резонатора поперечной щелью связи коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2$ сначала возрастает, достигая экстремального значения равного 0.055 при $x_0=9.5\text{мм}$, а затем резко падает до 0 при $x_0=11.5\text{мм}$. В обоих случаях возбуждения при смещениях $x_0 < 6\text{мм}$ фаза напряжения $\varphi < |6^\circ|$, то есть щель близка к резонансной.

Особенности в характеристиках излучения щели, обусловленные условиями возбуждения резонатора, определяют вид амплитудно-фазового распределения в многоэлементной решетке. В качестве примера приведем характеристики волноводно-резонаторно-щелевой линейной решетки, состоящей из $N=7$ одинаковых щелей, расположенных в шахматном порядке при одинаковых смещениях центров излучающих щелей относительно средней линии широкой стенки резонатора $\Delta x_{и.щ.} = |(a/2) - x_{0n}|$ (x_{0n} -положение центра щели относительно края широкой стенки резонатора) и при смещениях их центров вдоль резонатора на рас-

стояния $z_{r_n} = (2n - 1)\lambda_r / 4$ (n -номер излучающей щели). В расчетах полагалось, что длина резонатора $c = N\lambda_r / 2 \pm 0.01\text{мм}$, а щель связи и излучающие щели имеют одинаковую ширину $d=1.5\text{мм}$ и длину $L=\lambda/2$. При возбуждении резонатора продольной щелью связи для возбуждающего полубесконечного волновода щель связи является поперечной. Она располагалась в нем на середине смежной с резонатором широкой стенке с центром на расстоянии $z_{0w} = \lambda_g / 2$ от короткозамыкателя. Здесь λ_g – длина волны в возбуждающем полубесконечном волноводе. При возбуждении резонатора поперечной щелью связи в нем центр щели связи располагался на середине его широкой стенки, а относительно одного из короткозамыкателей - на расстояниях кратных $\lambda_r / 2$. В этом случае для возбуждающего полубесконечного волновода щель связи является продольной. Она располагалась на смежной с резонатором широкой стенке, причем ее центр находился на расстоянии $x_{0w} = 2.5\text{мм}$ от узкой стенки полубесконечного волновода и на расстоянии $z_{0w} = \lambda_g / 4$ от короткозамыкателя.

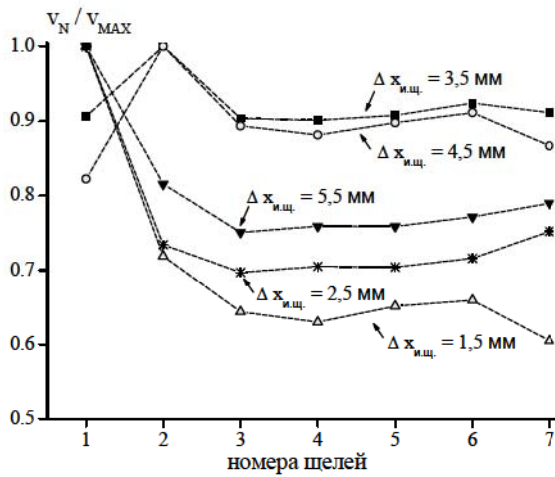
Распределения амплитуд напряжений по излучающим щелям 7-ми элементной решетки для случая несимметричного возбуждения резонатора, когда продольная или поперечная щели связи находятся у края резонатора представлены на рис. 5.7. Здесь параметром является поперечное смещение излучающих щелей относительно средней линии широкой стенки резонатора $\Delta x_{и.щ.}$. Видно, что возбуждение резонатора поперечной щелью связи обеспечивает более близкое к постоянному амплитудное распределение (рис. 5.71б), чем возбуждение резонатора продольной щелью связи (рис. 5.71а). Из анализа зависимостей, представленных на рис. 5.69а и рис. 5.71а, следует, что при возбуждении резонатора продольной щелью связи неравномерность амплитудного распределения обусловлена особенностью возбуждения излучающих щелей, ближайших к щели связи, при этом отметим, что продольная щель связи и излучающая щель с $z_{и.щ.} = z_{щ.св.}$ находятся по разные стороны от средней линии широкой стенки резонатора. Взаимодействие излучающих щелей между собой по внешнему про-

странству и внутри резонатора приводит к тому, что при обоих видах возбуждения резонатора имеются условия выбора смещения щелей, позволяющие обеспечить наиболее близкое к равномерному амплитудное распределение.

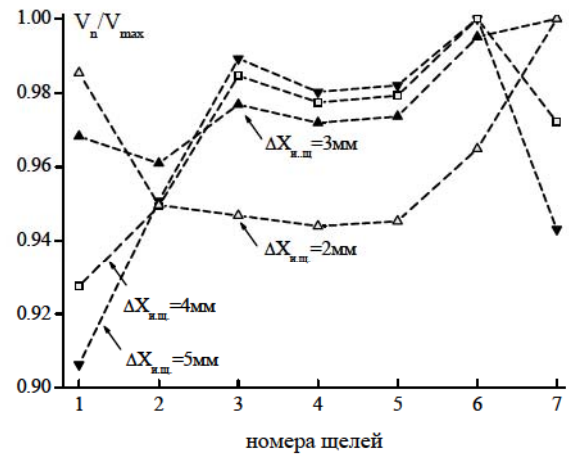
При возбуждении резонатора продольной щелью связи таковым является смещение $\Delta x_{и.щ.} = 3.5 \text{ мм}$, при этом нормированная амплитуда напряжений на излучающих щелях сохраняется в пределах $0.9 \div 1.0$. В случае возбуждения резонатора поперечной щелью связи оптимальным является смещение $\Delta x_{и.щ.} = 3.0 \text{ мм}$, которое обеспечивает изменение амплитудного распределения напряжений на излучающих щелях всего лишь от 1.0 до 0.96. В этом случае линейная щелевая решетка близка к синфазной (рис. 5.72).

Положение продольной щели связи относительно средней линии широкой стенки резонатора и поперечной щели связи относительно средней линии возбуждающего полубесконечного волновода являются одним из параметров, определяющим суммарную мощность излучения и КПД линейной решетки. Приведенные результаты соответствуют случаю, когда при оптимальных смещениях $\Delta x_{и.щ.}$ излучающих щелей и смещениях щелей связи (продольной щели связи – на $x_0 = 1.5 \text{ мм}$ от узкой стенки резонатора, а поперечной щели связи – на $x_{0w} = 2.5 \text{ мм}$ от узкой стенки полубесконечного волновода) в 7-ми элементной линейной решетке обеспечивалось излучение более 90% подводимой мощности. Закономерности поведения распределений амплитуд и фаз напряжений по излучающим щелям сохраняются в линейных решетках и при других количествах излучающих щелей независимо от возбуждения резонатора с края или в середине (симметричное возбуждение) и на других длинах волн. Расчетные зависимости КСВН от длины волны и диаграммы направленности (по мощности) линейных решеток удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными зависимостями (рис. 5.73, рис. 5.74).

Согласование теоретических и экспериментальных значений характеристик решетки подтверждает то, что разработанная математическая модель адекватно передает физические процессы формирования амплитудно-фазового



а)

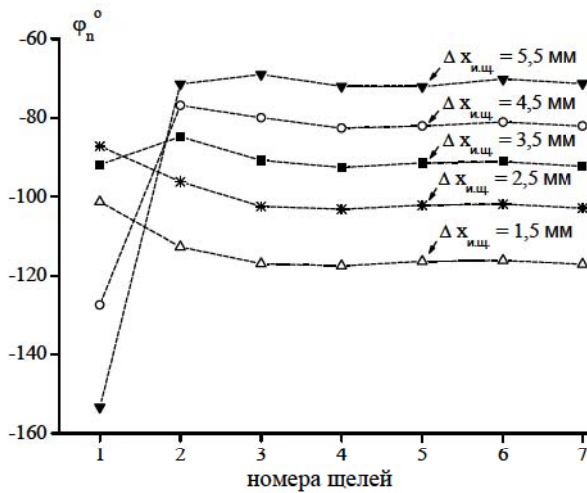


б)

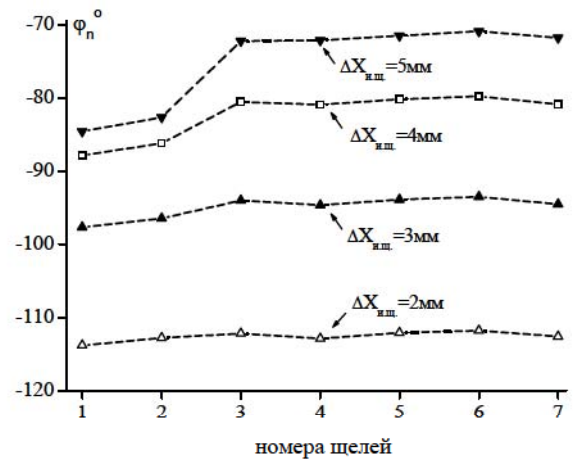
Рис. 5.71. Амплитудное распределение волноводно-резонаторной 7-ми элементной щелевой линейной решетки ($\lambda=32$ мм):

а) возбуждение резонатора продольной щелью связи;

б) возбуждение резонатора поперечной щелью связи.



а)



б)

Рис. 5.72. Фазовое распределение волноводно-резонаторной 7-ми элементной щелевой линейной решетки ($\lambda=32$ мм):

а) возбуждение резонатора продольной щелью связи;

б) возбуждение резонатора поперечной щелью связи.

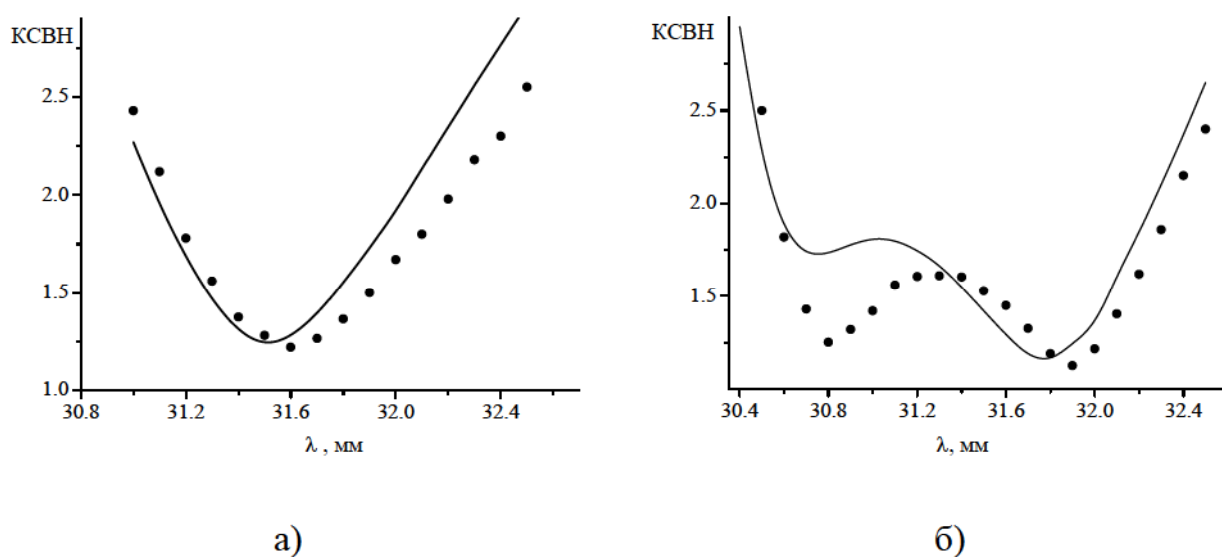


Рис. 5.73. Зависимость КСВН от длины волны 7-ми элементной решетки
 (“—” — расчет; “•” — эксперимент):

- а) симметричное возбуждение резонатора продольной щелью связи;
 б) возбуждение с края резонатора поперечной щелью связи.

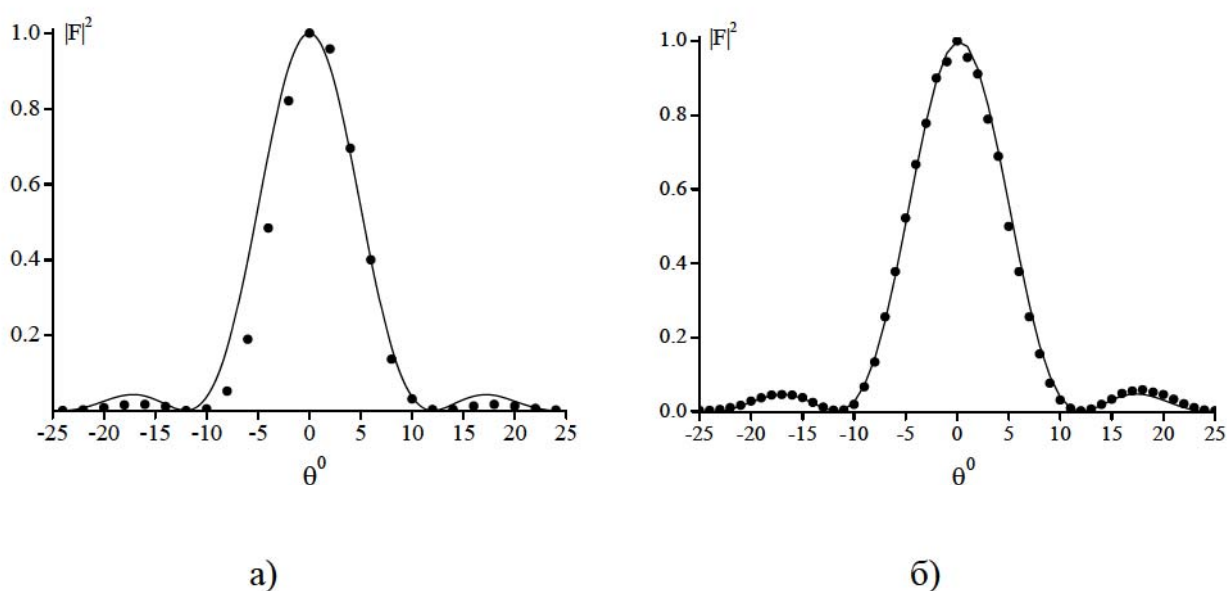


Рис. 5.74. Диаграмма направленности линейных решеток
 (“—” — расчет; “•” — эксперимент):

- а) симметричное возбуждение резонатора продольной щелью связи;
 б) возбуждение с края резонатора поперечной щелью связи.

распределения волноводно-резонаторно-щелевой решеткой.

Таким образом, полученные строгие решения задач возбуждения прямоугольных бесконечных (полубесконечных) волноводов и резонаторов одиночными и многоэлементными щелевыми структурами позволили впервые применить электродинамический метод наведенных магнитодвижущих сил для изучения влияния условий возбуждения на амплитудно-фазовое распределение волноводно-резонаторно-щелевой линейной решетки. Показано, что взаимное влияние между продольной щелью связи и излучающими щелями по высшим типам колебаний наиболее сильно проявляется на амплитуде и фазе напряжений в излучающих щелях, расположенных от щели связи на расстояниях $\leq \lambda_r/2$ вдоль резонатора. При возбуждении резонатора поперечной щелью связи в отличие от возбуждения продольной щелью связи в эквидистантной линейной щелевой решетке формируется амплитудно-фазовое распределение более близкое к постоянному. Показано, что взаимное влияние приводит к сильной зависимости излучаемой мощности, коэффициента отражения в решетке от положения излучающих щелей и щелей связи в стенках резонатора, которые, практически, невозможно определить без предварительного расчета параметров волноводно-щелевой решетки строгими электродинамическими методами.

Применяемый электродинамический метод расчета, в отличие от метода эквивалентных проводимостей, позволил установить, что при заданном поперечном сечении волновода и резонатора, количестве щелевых излучателей N и рабочей длине волны λ , может быть реализовано требуемое, например, близкое к постоянному амплитудно-фазовое распределение, только при определенных смещениях $\Delta x_{и.щ.}$ излучающих щелей одинаковой длины относительно средней линии широкой стенки резонатора. Полученные выше в разделах 2, 3 и п.5.1 результаты применимы к расчету волноводно-щелевых решеток с произвольной длиной щелей, а с учетом результатов работ автора [52, 76, 94, 95; А(2, 4, 6)] – для расчета волноводно-щелевых решеток с произвольной ориентацией щелей.

5.2.4. Система наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке. В предыдущих разделах работы впервые получены решения задач по определению собственных и взаимных внутренних и внешних проводимостей одиночных и системы двух наклонных щелей в узкой стенке волновода. Эти решения достаточно просты и в отличие от результатов, имеющих в литературе работ [82-88], доступны для широкого практического применения.

Что касается расчета и исследования характеристик многоэлементных решеток, то в имеющихся в литературе работах [7-12, 24], в основном, приведены результаты исследований частотно-энергетических характеристик линейных синфазных волноводно-щелевых решеток, создаваемых на основе наклонных щелей в узких стенках бесконечных или полубесконечных волноводов. При этом параметры решетки рассчитываются приближенными энергетическим методом или методом длинных линий с сосредоточенными параметрами на основе известных характеристик одиночных щелей, определяемых, как правило, экспериментально, в приближении синфазного возбуждения щелей, и взаимодействия щелей в решетке только по основной волне.

Работы, в которых для расчета волноводно-щелевых решеток использовались бы электродинамические методы, в частности метод наведенных магнитодвижущих сил, в литературе отсутствуют. Очевидно, это связано с отсутствием точного и пригодного для практического применения решения задач по определению собственных и взаимных проводимостей таких щелей. Также отсутствуют работы по исследованию волноводно-щелевых решеток с наклонными щелями в узких стенках прямоугольных резонаторов, возбуждаемых щелевыми элементами связи, решеток со щелями различной длины и ширины, углом наклона и с произвольным расположением каждой из излучающих щелей в узкой стенке волновода и их произвольным возбуждением бегущей волной в волноводе, что в принципе обеспечивает реализацию требуемых амплитудно-фазовых распределений электрического поля на излучающей апертуре решетки. Создание решеток такого типа с необходимыми частотно-энергетическими характеристиками, диа-

граммой направленности, КСВН на входе, кросполяризацией излучаемого поля на основе экспериментальных исследований без применения электродинамических методов расчета, позволяющих учесть геометрические и физические особенности каждого щелевого элемента и их сильное взаимодействие по высшим модам, практически невозможно.

Полученные нами решения (Д.14), (4.56), (Ж.26)-(Ж.29) позволяют впервые на практике применить более строгий, по сравнению с другими методами [7-12, 24], электродинамический метод наведенных МДС для расчета характеристик волноводно-щелевых решеток с наклонными щелями в узкой стенке волновода.

В некотором приближении электродинамический метод наведенных МДС был впервые применен нами в работах [А(58, 60)] для расчета линейной волноводно-щелевой резонансной антенны длиной $\approx 40\lambda$ с наклонными щелями на узкой стенке прямоугольных резонаторов (рис. 5.75). В данном случае считалось, что взаимодействие щелей по высшим модам слабое и для расчетов параметров решетки при формировании СЛАУ внутренние и внешние проводимости щели могут быть определены в приближении некоторой регулярной щели эквивалентной длины, когда энергетические характеристики излучающей щели с нерегулярной геометрией соответствуют характеристикам некой регулярной щели, полностью расположенной в узкой стенке резонатора. Характеристики регулярных щелей определялись по методике, изложенной в работах [52, 76, 94-97] и в [А(2, 3, 5, 7, 8)]. Это позволило выяснить степень внутреннего взаимодействия излучающих щелей и щели связи по высшим типам волн и выбрать оптимальное расположение возбуждающей резонатор щели связи в его стенке, что в конечном итоге позволило реализовать требуемое амплитудно-фазовое распределение на излучающей апертуре вида $f(z) = 0.2 + 0.8\cos^2 z$, где z – текущая координата, отсчитываемая от середины волноводно-щелевой решетки (рис. 5.76).

Отличие фаз полей в щелях не превышало $1 \div 10^\circ$. Значения КСВН антенны не превышали значения 1.5 в диапазоне частот 9.37ГГц...9.43ГГц. Ширина диаграммы направленности на центральной частоте 9.4ГГц по уровню -3дБ

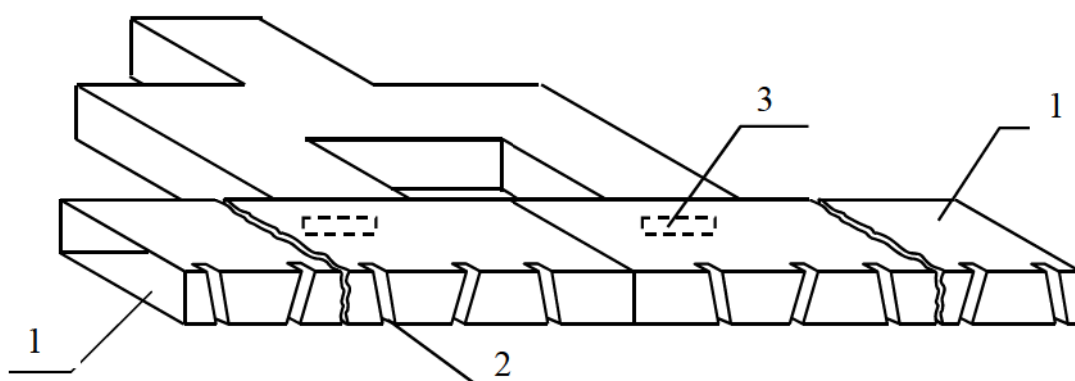


Рис. 5.75. Линейная волноводно-щелевая синфазная резонансная антенна с наклонными щелями на узкой стенке прямоугольных резонаторов:

- 1 – резонаторы, составляющие апертуру решетки;
 2 – излучающие щели; 3 – щель, возбуждающая резонатор.

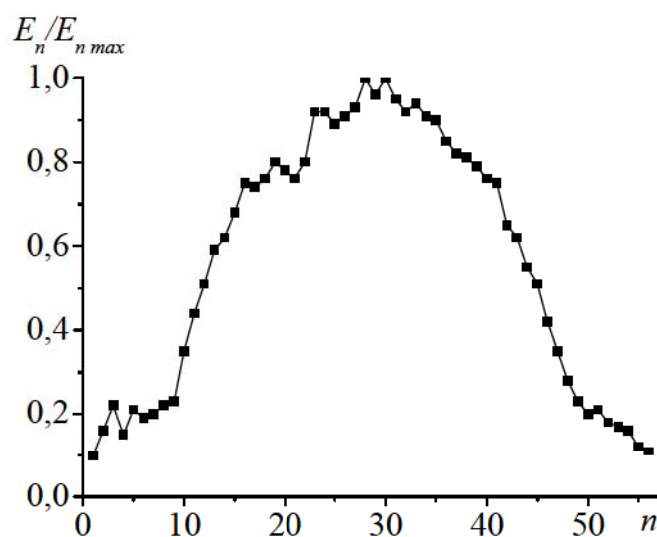


Рис. 5.76. Амплитудное распределение на апертуре решетки (эксперимент).

составляла 1.8° в E -плоскости. Если такую щелевую антенну поместить в двугранный уголок, который образует рупор, возбуждаемый волной E -поляризации излучаемого щелевой решеткой поля, то при величине раскрыва рупора в плоскости H , равном 3λ , ширина диаграммы направленности по уровню -3дБ составит 26° , а коэффициент усиления антенны (27.0÷27.5)дБ. Уровень кроссполяризационного излучения по основному лепестку при этом не превышает -17дБ во всем рабочем диапазоне частот. Несмотря на удовлетворительную реализацию такой антенны, очевидно, что примененный подход к расчету параметров решетки все же носит ограниченный и приближенный характер.

Непосредственное применение полученных нами в работе решений (Д.14), (4.56), (Ж.26)-(Ж.29) позволяет впервые применить строгий по сравнению с другими методами [7-12, 24] электродинамический метод наведенных магнитодвижущих сил для расчета и исследования характеристик линейной многоэлементной решетки наклонных щелей, расположенных в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке при произвольной ориентации щелей и их расположения относительно друг друга.

В этом случае поле, создаваемое n -щелью решетки в точке дальней зоны может быть определено как:

$$\bar{E}_n(\theta, \varphi, R) = \frac{i\dot{V}_n L_n}{2\lambda \pi} \frac{e^{-ikR}}{R} \frac{\cos(\chi)}{1 - \left(\frac{2\chi}{\pi}\right)^2} \frac{2 \sin\left(k\gamma_v \frac{d_n}{2}\right)}{\gamma_v} (\alpha_u \bar{\varphi}^0 - \beta_u \bar{\theta}^0),$$

где $\dot{V}_n$ – комплексное значение амплитуды электрического поля в n -й щели, определяемой из решения СЛАУ, аналогичной (1.19), $\chi = k\gamma_u L_n$;

$$\begin{aligned} \alpha_u &= \cos\theta \cos(\varphi - \vartheta_n), & \alpha_v &= \cos\theta \sin(\varphi - \vartheta_n), & \gamma_u &= \sin\theta \cos(\varphi - \vartheta_n), \\ \beta_u &= \sin(\vartheta_n - \varphi), & \beta_v &= \cos(\vartheta_n - \varphi), & \gamma_v &= \sin\theta \sin(\varphi - \vartheta_n), \end{aligned}$$

ϑ_n – угол наклона щели к оси y (рис. 5.18), $\bar{\theta}^0, \bar{\varphi}^0, \bar{R}^0$ – орты сферической системы координат.

Напряженность электрического поля, создаваемого системой N щелевых

излучателей, в точке наблюдения [7]

$$\bar{E}(\theta, \varphi, R) = \sum_{n=1}^N \bar{E}_n(\theta, \varphi, R) e^{ikz_n \sin \theta}.$$

Приведем полученные впервые некоторые примеры расчета волноводно-щелевых решеток, создаваемых на основе волновода сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$ с толщиной стенки 1 мм, при заданной рабочей частоте $f = 8.0 \text{ ГГц}$, демонстрирующие ряд физических особенностей в формировании излучаемого поля и показывающие возможности реализации различных амплитудно-фазовых распределений и диаграмм направленности в таких волноводно-щелевых решетках, перспективные для практического использования.

Разработанные в работе математические модели позволяют реализовать формирование амплитудно-фазового распределения в раскрыве антенны как путем изменения по требуемому закону углов наклона каждой из щелей в решетке, так и изменением глубины вырезов. Изменение углов наклона щелей вдоль раскрыва, например, 30-ти элементной решетки со щелями длиной $L_n = 13.55 \text{ мм}$ и шириной $d_n = 1.5 \text{ мм}$ и расположенными на расстояниях равном $\lambda_g/2$ друг от друга, по закону $\vartheta_n = 40^\circ (-1)^n \sin(\pi n/N)$ позволяет получить амплитудное распределение спадающее к краям решетки (рис. 5.77). При этом диаграмма направленности имеет уровень первых боковых лепестков не выше -30дБ (рис. 5.78), коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2 \approx 0.8$, коэффициент отражения по мощности $|S_{11}|^2 = 0.04$. При сохранении углов наклона щелей $\vartheta_n = (-1)^n \cdot 40^\circ$ постоянными, путем изменения величины вырезов в широкие стенки волновода каждой из щелей по закону синуса $l_{en} = 3 \sin(\pi n/N)$ можно реализовать амплитудное распределение поля в раскрыве решетки вида квадрата косинуса (рис. 5.79). В этом случае максимальный уровень боковых лепестков составляет -18дБ (рис. 5.80), коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2 = 0.75$, коэффициент отражения $|S_{11}|^2 = 0.05$. При этом максимальное отклонение фазы электрического поля в раскрыве находится вблизи $\pm 10^\circ$, что существенно ниже, чем в предыдущем случае.

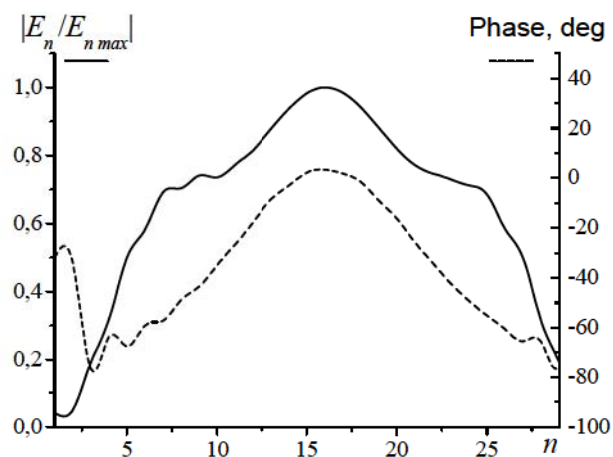


Рис. 5.77. Амплитудно-фазовое распределение в линейной решетке ($N=30$), формируемые изменением углов наклона щелей

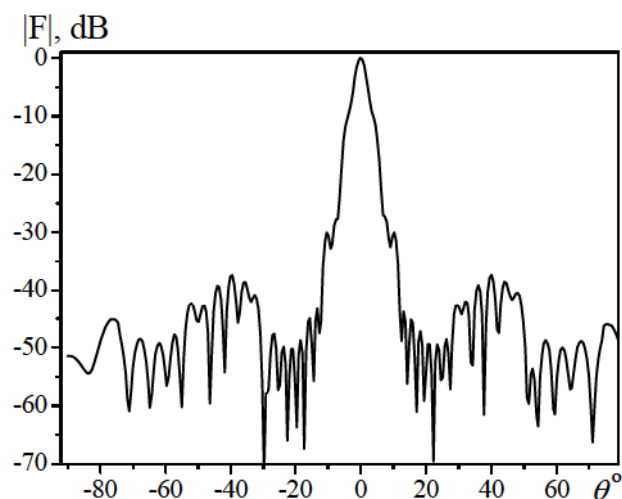


Рис. 5.78. Диаграмма направленности с разным углом наклона щелей.

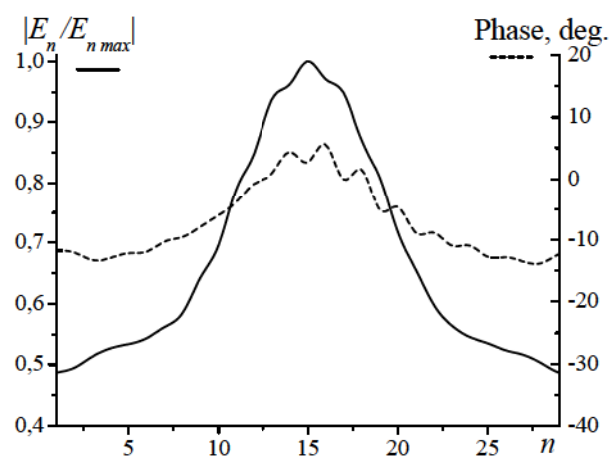


Рис. 5.79. Амплитудно-фазовое распределение в решетке формируемое величиной вырезов в широкой стенке волновода.

Для получения требуемого фазового распределения поля решетки можно также использовать эффект сильного взаимодействия щелей при близком их расположении друг к другу, когда в результате взаимодействия щелей по основной и высшим типам волн изменяются фазовые соотношения полей на соседних излучателях. Так, в решетке, образованной системой 30 щелей, расположенных на расстояниях 15мм друг от друга и имеющих одинаковый знак углов наклона, для получения амплитудного распределения синусоидального типа, (рис. 5.81, сплошная кривая) уменьшение возбуждения последних щелей в решетке компенсируется увеличением их углов наклона (рис. 5.81, пунктирная кривая). Диаграмма направленности такой волноводно-щелевой решетки, имеет линейное фазовое распределение на излучающей апертуре и отклоненный от нормали главный лепесток (рис.5.82). Коэффициент излучения антенны $|S_{\Sigma}|^2 = 0.9$, коэффициент отражения $|S_{11}|^2 = 1.1 \times 10^{-6}$.

С целью оценки достоверности полученных результатов на рис. 5.83 приведены расчетная (кривая 1) и экспериментальная (обозначена символами «о») диаграмма направленности антенны с 21 щелью при расстоянии между щелями 13мм на частоте 8.0ГГц. Коэффициент излучения такой антенны на рабочей частоте $|S_{\Sigma}|^2 = 0.9$, коэффициент стоячей волны в рабочем диапазоне КСВН<1.07. Амплитудное распределение электрического поля в щели (сплошная кривая) и фазовое распределение (пунктирная кривая) приведены на рис. 5.84. Можно отметить удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных диаграмм направленности решетки.

Таким образом, на основе метода наведенных магнитодвижущих сил построена эффективная математическая модель расчета характеристик антенной решетки с наклонными щелями в прямоугольном волноводе. При этом учтены толщина стенки волновода, величина вырезов щелей в его широкие стенки, взаимодействия щелей по высшим модам.

Методика является простой и удобной для реализации на ЭВМ и позволяет впервые на практике проводить расчет характеристик антенных решеток с доста-

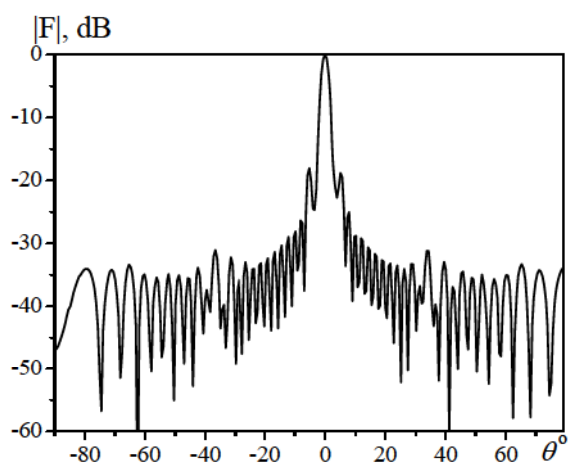


Рис. 5.80. Диаграмма направленности решетки с разной величиной вырезов щелей в широкой стенке волновода.

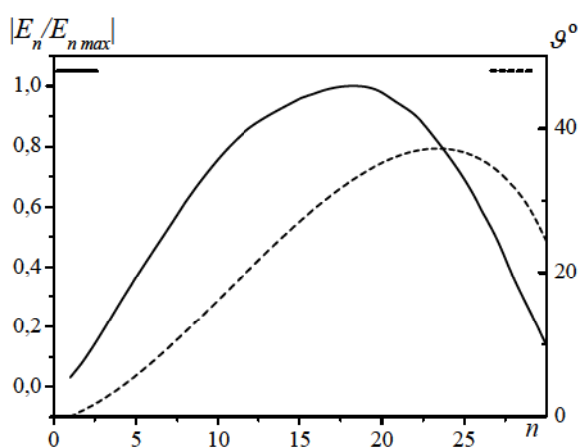


Рис. 5.81. Амплитудное распределение и углы наклона щелей в решетке с близко расположенными излучающими элементами.

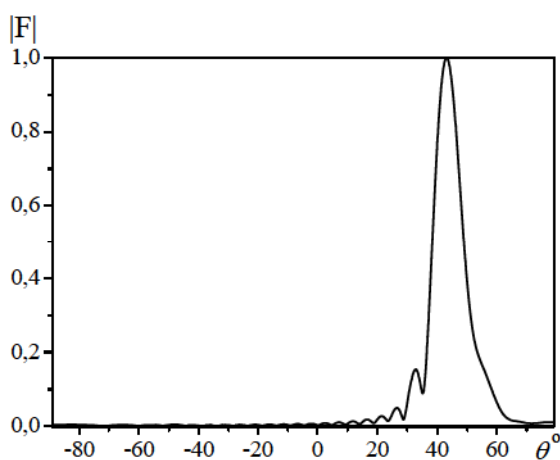


Рис. 5.82. Диаграмма направленности решетки с близко расположенными излучающими элементами.

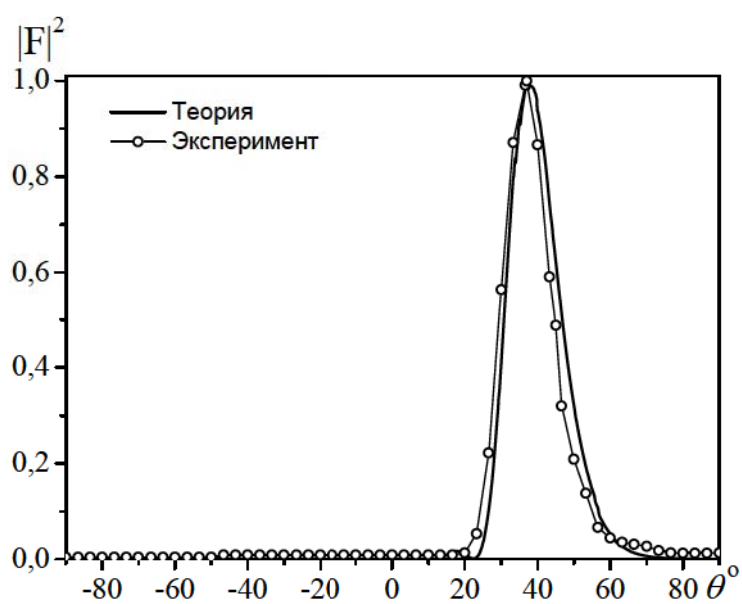


Рис. 5.83 Диаграмма направленности решетки ($N=21$, $Z_0 = 13\text{мм}$, $f = 8.0\text{ГГц}$).

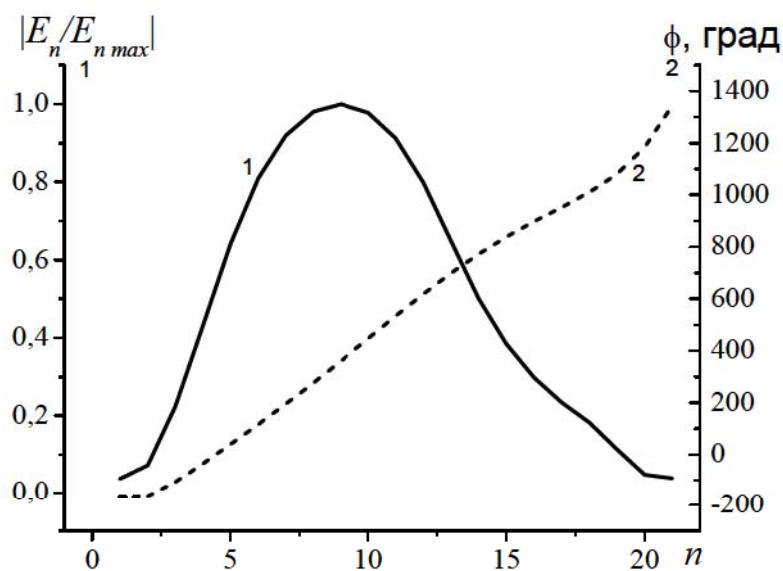


Рис. 5.84. Амплитудное и фазовое распределения в решетке,
($N=21$, $Z_0 = 13\text{мм}$, $f = 8.0\text{ГГц}$).

точно большим количеством ($N > 100$) щелей различной длины, ориентации и расположения, поскольку она не требует мощных вычислительных ресурсов.

Показано, что для получения оптимальных ДН амплитудное распределение в раскрыве антенны можно создавать с помощью изменения угла наклона, глубины выреза в широкой стенке волновода каждой щели и расстояния между ними. Проведены расчеты резонансных антенных решеток и антенн типа «вытекающей волны». При этом показано, что возможно создание решеток, имеющих большое значение коэффициента излучения при низком коэффициенте отражения в волноводном тракте. Хорошее согласование с экспериментальными данными подтверждает достоверность математической модели.

5.2.5. Возбуждение открытой щелевой структуры магнитным диполем. Наличие резонансных щелей в волноведущих структурах обуславливает излучение распространяющейся в волноводе собственной волны, длина которой определяется дискретным набором значений критических поперечных волновых чисел, выражаемых соотношением между геометрическим размером поперечного сечения структуры и длиной волны. Наименьшее значение критического поперечного волнового числа, которое соответствует основному типу волны, жестко ограничено этим геометрическим размером [1-7, 329; A3].

Волноведущие структуры с бесконечно длинными щелевыми элементами имеют характерные отличительные особенности [58-67, 236]. В этом случае волноведущая структура становится открытой, что приводит к возможности возбуждения в них волноводных вытекающих волн, а также волн со значением критического поперечного волнового числа значительно меньшим единицы, значение которого зависит не только от геометрических размеров структуры, а и от ширины щели.

В работе [A20] отмечается, что существование вырожденных квазисобственных быстрых волн с критическим поперечным волновым числом значительно меньшим единицы возможно и в случае системы электрически длинных

$L_A \gg \lambda$, но конечных размеров щелевых излучателей вытекающих волн в произвольных открытых волноведущих структурах.

При расположении в стенках одной волноведущей структуры электрически длинной щели $l \gg \lambda$ и электрически короткой $l/\lambda \leq 0.5$ щели наряду с изменением волноведущих свойств структуры, обусловленных наличием электрически длинной щели, возможно изменение характеристик направленности короткой щели в зависимости от ее расположения по отношению к кромке.

В этой связи целесообразно рассмотреть строгое решение модельной задачи об излучении элементарной щели, расположенной в стенке цилиндрического волновода с бесконечно длинной щелью и проанализировать характеристики направленности элементарной щели в зависимости от ее углового расположения по отношению к кромке длинной щели (рис. 5.85). Решение этой задачи приведено в Приложении Ж.5, где в отличие от [236, 272, 293, 294] приведено решение задачи об излучении магнитного диполя, расположенного в произвольной точке пространства, что и позволяет проанализировать экранирующее действие незамкнутого цилиндрического экрана на поле источника, а также влияние на поле структуры в дальней зоне расположения щелевого излучателя относительно кромки бесконечно длинной щели незамкнутого цилиндра.

Расчетные исследования диаграммы направленности мощности, излучаемой магнитным диполем, расположенным на незамкнутой цилиндрической поверхности (Ж.38) показали, что наличие узкой электрически длинной щели удаленной от магнитного диполя $\varphi_0 = 90^\circ$ практически не влияет на его характеристики направленности. Так на рис. 5.86 приведены диаграммы направленности мощности излучения, при $\theta = 90^\circ$ и $ka = 3.054$. Сплошная кривая соответствует случаю, когда $\varphi_0 = 90^\circ$ и $\delta = 0.2^\circ$, а пунктирная – построена на основании строгого решения задачи возбуждения сплошного кругового цилиндра магнитным диполем, расположенным на его внешней поверхности при $\varphi_0 = 90^\circ$ [300]. Как видно, кривые хорошо согласуются друг с другом.

Расположение магнитного диполя вблизи края открытой структуры может существенно изменять направление главного максимума. На рис. 5.87 приведены диаграммы направленности мощности излучения при $ka = 2.0$. Кривая 1 соответствует значениям $\varphi_0 = 6^\circ$ и $\delta = 5^\circ$; кривая 2 – значениям $\varphi_0 = 6^\circ$ и $\delta = 1^\circ$, а кривая 3 построена на основании строгого решения задачи возбуждения сплошного кругового цилиндра магнитным диполем, расположенным на его внешней поверхности при $\varphi_0 = 90^\circ$.

Достоверность полученных расчетных характеристик была проверена экспериментальными исследованиями (рис. 5.88). Экспериментальный макет исследовался в безэховой камере и представлял собой латунную трубу длиной 430 мм с внешним диаметром 22 мм и толщиной стенки 1 мм. По всей длине трубы прорезана продольная щель шириной 0.5 мм. Такой ширине щели при заданном внешнем диаметре трубы соответствует угловой раскрыв $2\delta = 2.6^\circ$. Магнитный диполь моделировался возбуждающей щелью, которая имела длину 10 мм и ширину 0.5 мм. Возбуждающая щель была прорезана по середине длины трубы с угловой координатой ее центра $\varphi_0 = 6.5^\circ$. Запитка макета осуществлялась коаксиальным кабелем диаметром 3 мм, подпаянным в середину возбуждающей щели и закрепленным по внешней стороне трубы. Для создания режима бегущей волны, что соответствует математической модели бесконечно протяженного цилиндра, макет был нагружен с торцов поглощающими нагрузками, которые имели КСВН не хуже 1.1 в диапазоне частот 8.5 ГГц...9.5 ГГц. Погрешность измерения относительного уровня сигнала не превышала ± 0.3 дБ.

Приведенные на рис. 5.88 расчетные и экспериментальные диаграммы направленности излучающей структуры с параметрами $ka = 2.09$, $\delta = 1.3^\circ$, $\varphi_0 = 6.5^\circ$ достаточно хорошо согласуются друг с другом. В секторе углов $0^\circ \leq \varphi \leq 115^\circ$ и $290^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ их отличие не превышает 0.5 дБ. На уровне -3 дБ обе диаграммы направленности имеют одинаковую ширину равную 170° . В секторе углов, соответствующего заднему полупространству относительно главного максимума, наблюдается отличие экспериментальной диаграммы направленности от

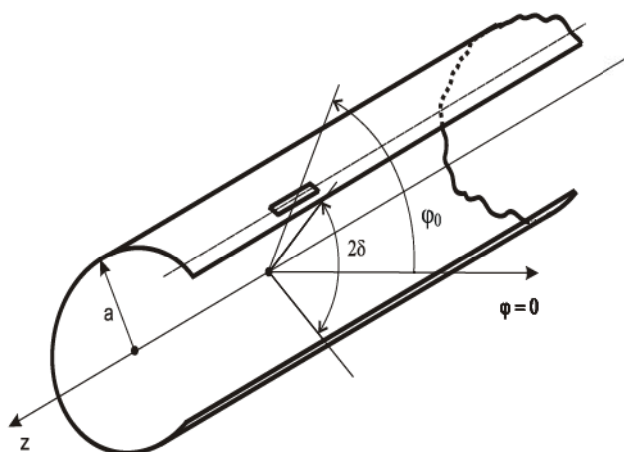
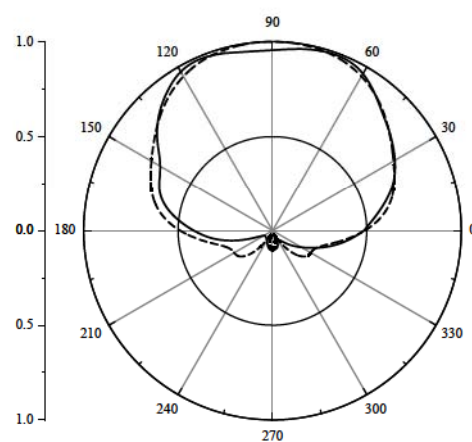
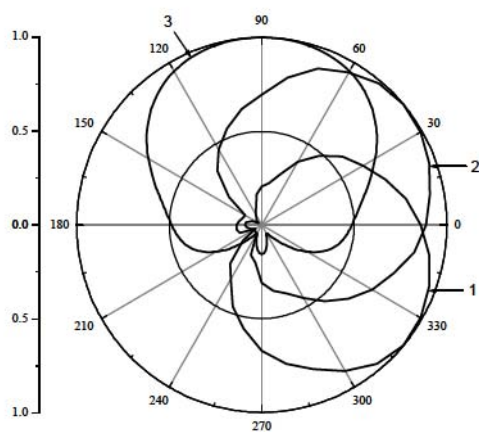
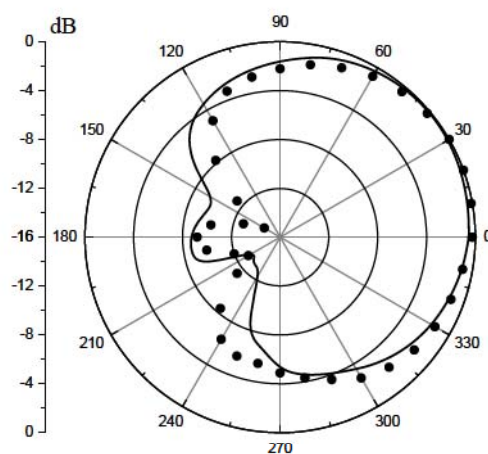


Рис. 5.85. Геометрия задачи.

Рис. 5.86. Диаграмма направленности по мощности при $ka = 3.054$.Рис. 5.87. Диаграмма направленности по мощности при $ka = 2.0$.Рис. 5.88. Диаграмма направленности по мощности при $ka = 2.09$.

теоретической объясняемое влиянием возбуждающего кабеля.

Полученное решение задачи позволяет исследовать также зависимость экранирующего действия цилиндрической поверхности с продольной щелью на поле магнитного диполя от значения параметра ka . Если диполь находится на поверхности цилиндра с внешней стороны $\varphi_0 = \pi$, а щель расположена в области «тени» $\varphi = 0$ (рис. 5.89), то известно [305], что при увеличении параметра ka экранирующие действия сплошного цилиндра на поле магнитного диполя, находящегося на поверхности, возрастает (кривая 3). Наличие узкой продольной щели (рис. 5.89, кривая 1 – $\delta = 1^\circ$; кривая 2 – $\delta = 2^\circ$) приводит к сильному отличию зависимости экранирующего действия от таковой в случае сплошного цилиндра, которое проявляется явно выраженным резонансным характером. Увеличение раскрыва щели приводит к резонансу при больших значениях ka . Наличие незамкнутой цилиндрической поверхности при $ka = 0.9$ уменьшает ширину главного лепестка диаграммы направленности при увеличении раскрыва щели, однако, когда цилиндрическая поверхность приобретает форму цилиндрической ленты ($\delta = 160^\circ$), диаграмма направленности практически не отличается от диаграммы направленности собственно диполя (рис. 5.90; ввиду симметрии приведена только половина диаграммы направленности).

В случае, если магнитный диполь размещен внутри на цилиндрической ленте, наблюдается фокусирующее действие экрана (рис. 5.91), причем в длинноволновой области отношение мощности излучения диполя “вперед” и “назад” носит резонансный характер, хотя экранирующее действие с ростом ka увеличивается. Смещение положения диполя на цилиндрической ленте (внутри) относительно точки симметрии оказывает заметное влияние на направление главного максимума диаграммы направленности и приводит к появлению дополнительных боковых лепестков (рис. 5.92).

Таким образом, в математически строгой постановке приведено решение задачи возбуждения открытой структуры в виде незамкнутой цилиндрической поверхности магнитным диполем, расположенным в произвольной области

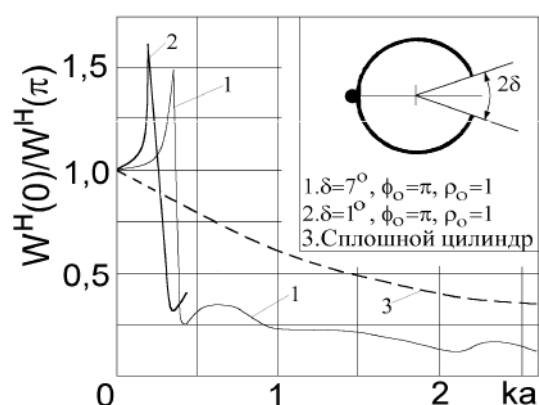


Рис. 5.89. Зависимости мощности излучения диполя, расположенного на внешней поверхности цилиндра от ka .

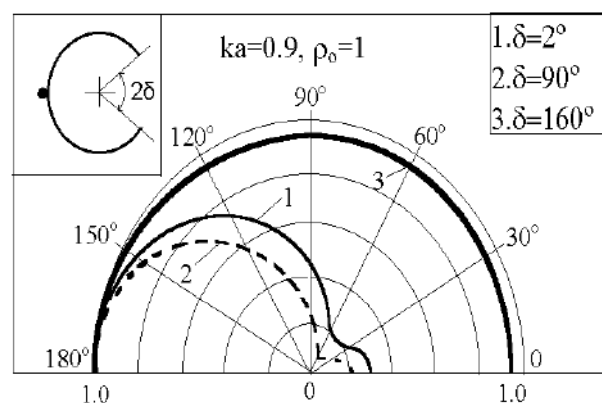


Рис. 5.90. Диаграмма направленности по мощности излучения диполя.

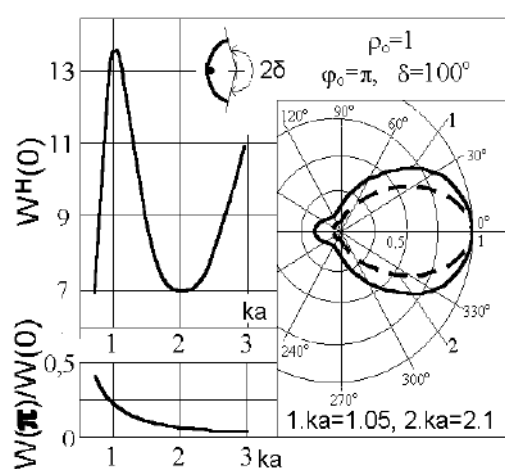


Рис. 5.91. Зависимость мощности излучения диполя, расположенного на внутренней поверхности цилиндра от ka .

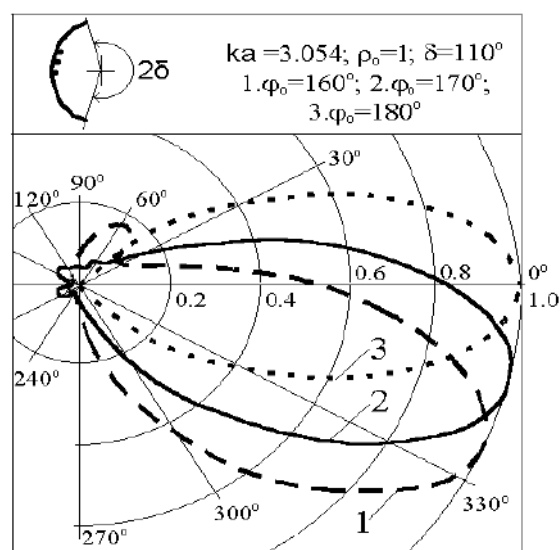


Рис. 5.92. Диаграмма направленности при различных положениях диполя относительно щели.

пространства, и как частный случай – задачи возбуждения такой структуры элементарной щелью, расположенной на проводящей поверхности незамкнутого цилиндра.

Исследования показали, что при наличии узкой продольной щели (цилиндра с небольшим раскрытием) и угловым расположением диполя к щели близком к $\varphi_0 \approx 90^\circ$ влияние продольной щели на характеристики направленности диполя практически не сказывается. Однако расположение магнитного диполя непосредственно вблизи кромки открытой цилиндрической структуры может существенно изменять направление главного максимума диаграммы направленности.

Наличие продольной щели приводит к аномальному экранирующему действию незамкнутой цилиндрической поверхности на поле, возбуждаемое элементарной щелью. При возбуждении цилиндрической ленты элементарной щелью (магнитным диполем), расположенной на ее поверхности изнутри, наблюдается резонансное излучение мощности в низкочастотном диапазоне ($ka \cong 1$).

5.3. Системы излучателей на основе полосковых структур

В последние годы вопросам исследования излучателей и антенных решеток на основе полосковых структур посвящено значительное число работ [12, 108-119, 172-175, 307-318]. В качестве базовой линии передачи для создания эффективной излучающей системы, прежде всего в миллиметровом диапазоне волн, перспективно применение изолированного зеркального диэлектрического волновода. Выбор такой волноведущей структуры в качестве базовой обусловлен рядом причин. Как показывает практика [307, 309-311, 330] ИЗДВ позволяет достичь максимально широкого по диапазону одномодового режима работы (в классе диэлектрических волноводов с прямоугольным поперечным сечением), позволяет снизить уровень потерь в металле и уровень радиационных потерь на изгибах по сравнению с другими металлодиэлектрическими волноведущими структурами [330].

Излучающие системы, использующие в своем составе гибридные металло-диэлектрические конструкции, например, сочетание изолированного зеркального диэлектрического волновода и отрезков микрополосковых линий, отличаются простотой конструкции, технологичностью изготовления, высоким уровнем электродинамических характеристик [А(18, 19)].

В литературе отсутствуют работы по исследованию наиболее перспективных, на наш взгляд, для практического применения излучающих систем на базе ИЗДВ с различным расположением резонансных полуволновых излучающих элементов и с электрически длинными излучателями. Поскольку в излучающих структурах на ИЗДВ наличие достаточно большого числа варьируемых параметров позволяет управлять их характеристиками излучения и направляющими свойствами, с помощью таких конструкций возможно (в зависимости от назначения устройства) получить заданные характеристики излучающей системы в целом. Представляет интерес рассмотрение также излучающей структуры на основе электрически длинного излучающего элемента. Это так называемые антенны гармоникового типа. Применение таких излучающих систем позволит получить интегральные характеристики, существенно отличающиеся от систем с резонансными электрически «короткими» излучателями.

Общей трудностью в задачах анализа и синтеза функциональных элементов, базирующихся на металлодиэлектрических гибридных структурах с трехмерной топологией является разработка адекватных математических моделей. Частично вопросы математического моделирования таких структур рассмотрены в [314-318]. Можно утверждать, что основные проблемы моделирования связаны с необходимостью электродинамического анализа в трехмерной области и в построении высокоэффективных алгоритмов.

Исторически первые математические модели строились на использовании исключительно численных методов: метода конечных разностей и метода конечных элементов [319], требовавших построения достаточно сложных вычислительных алгоритмов и неприемлемых для анализа структур с разветвленной топологией. Модели, основанные на методе частичных областей [320-324], методе

обобщенных телеграфных уравнений [325, 326] позволяют с достаточной точностью исследовать параметры гибридных структур, однако они могут быть реализованы лишь через громоздкие вычислительные процедуры, которые еще более усложняются при анализе многоэлементных структур и структур с разветвленной топологией. Использование метода эффективной диэлектрической проницаемости [327, 328] позволило существенно упростить процесс алгоритмизации решения задачи, однако при этом проявились и существенные ограничения метода, а именно, большие погрешности анализа на низких частотах и при использовании диэлектрических структур с высокими значениями диэлектрических проницаемостей за счет пренебрежения трансформацией плоских волн на границах.

При подходе к созданию математической модели и методов расчета излучателей на ИЗДВ на основании использования принципа двойственности [1-7] возможно применение тех же методов, что и в рассмотренных в данной работе задачах о волноводно-щелевых излучателях. В этой связи представляется целесообразным применение метода численно-аналитического обращения оператора краевой задачи, относящейся к одиночному излучающему элементу, с использованием метода моментов. Ключевым элементом такой схемы является использование различных представлений аппроксимации тока на микрополосковом проводнике.

В качестве элементов антенных решеток находят широкое применение полосковые излучатели. Достоинства таких излучателей как элемента антенной решетки состоят в простоте и технологичности их конструкции, они позволяют сравнительно просто осуществить двухполяризационное возбуждение при достаточно высокой поляризационной развязке. Однако на практике возникают трудности при использовании микрополосковых излучателей в качестве элементов плоской двухполяризационной (двухканальной) остронаправленной антенной решетки малой толщины с отклоненным главным максимумом ДН. Такие решетки перспективны для использования, например, в качестве антенны сканирующего радиометра аэрокосмического базирования. Это связано с наличием сильного

взаимного влияния в таких фазированных антенных решетках, наличием паразитного зеркального луча, сложностью реализации высокого коэффициента усиления решетки и большого значения коэффициента рассеяния антенны.

В данном подразделе будут приведены результаты исследования излучающих структур на основе ИЗДВ с использованием метода моментов и показана возможность создания эффективной двухполяризационной плоской антенной решетки с отклоненным максимумом ДН на базе микрополосковых излучателей.

5.3.1. Излучающая система на основе изолированного зеркального диэлектрического волновода. При создании эффективной излучающей системы на основе металлодиэлектрической структуры, включающей в себя отрезок изолированного зеркального диэлектрического волновода и микрополосковых излучающих элементов принципиальным моментом является решение модельной задачи о спектре собственных волн базовой линии передачи. Главенствующее значение вопроса о спектре собственных волн определяется тем, что важнейшая характеристика любого устройства в целом – его диапазонные свойства, в частности, широкополосность (понимается в смысле одномодового режима работы) зависит от распределения критических частот собственных типов волн на частотной оси и от разреженности спектра в целом [132, 307, 309]. Дальнейшие исследования связаны с необходимостью решения задачи о возбуждении излучающего элемента той или иной конфигурации, и определением и анализом интегральных и энергетических характеристик излучающей структуры.

Приведем одну из базовых схем решения модельной задачи в приближении отсутствия диссипативных потерь и отсутствия полей в заугловых областях диэлектрического стержня. Будем рассматривать электродинамическую структуру, поперечное сечение которой приведено на рис. 5.93, x, y, z образуют левую тройку векторов. Предположим, что исследуемая структура однородна вдоль оси OZ , потери в металле экранов (3) и в диэлектриках (1, 2) отсутствуют, магнитная

проницаемость диэлектриков $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$, зависимость от времени и координаты Z примем в виде $e^{i(\omega t + \gamma z)}$, что соответствует волне, распространяющейся в сторону $-OZ$. Ограничим всю область рассмотрения металлической плоскостью $y = d$. Введение такого предположения позволяет упростить анализ, однако не ограничивает общности решаемой задачи. Выполнение предельного перехода при $d \rightarrow \infty$ позволяет найти искомый спектр собственных волн.

Структура является симметричной относительно оси OY . Разобьем исследуемую структуру на две частичные области: $|x| < w$ и $|x| > w$.

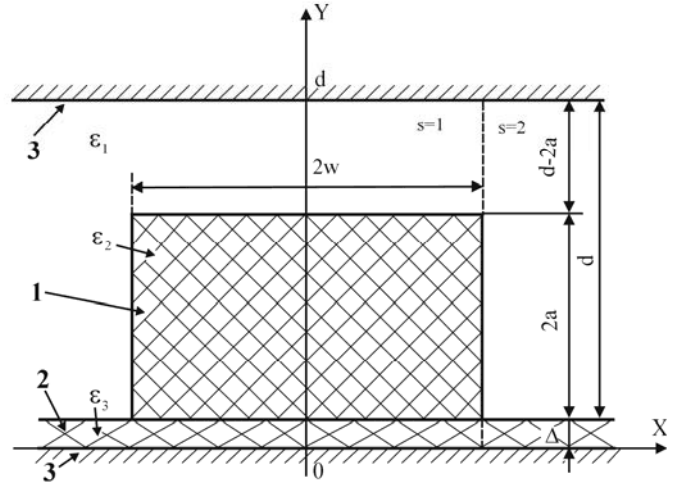


Рис. 5.93. Геометрия рассматриваемой структуры.

На самом деле такой способ разбиения на частичные области не является единственно возможным. Возможно введение, например, трех частичных областей с горизонтальными границами $y = \Delta$, $y = 2a$. Однако при таком разбиении приходится учитывать большее число базисных функций на интервалах $[0, w]$ и $[w, \infty]$, что приводит к существенному повышению порядка матриц результирующих СЛАУ. Опишем поля в частичных областях при помощи электрического Π^e и магнитного Π^m векторов Герца $\Pi^e = (0, \Pi^e, 0)$; $\Pi^m = (0, \Pi^m, 0)$, являющимися решениями двумерного уравнения Гельмгольца

$$(\Delta^2 + k^2 \varepsilon^{(s)}(y)) \begin{Bmatrix} \Pi^{e(s)} \\ \Pi^{m(s)} \end{Bmatrix} = 0, \quad s = 1, 2.$$

При этом поля удовлетворяют соответствующим граничным условиям на металлическом экране и на бесконечности и могут быть получены по известной методике [132]:

$$E_y^{(s)} = \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(s)} \tilde{\varphi}_n^{(s)}(y) \tilde{f}_n^{(s)}(x); \quad H_y^{(s)} = \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(s)} \varphi_n^{(s)}(y) f_n^{(s)}(x), \quad (5.59)$$

где $R_n^{(s)}$, $T_n^{(s)}$ - неизвестные коэффициенты Фурье-разложений полей, $\tilde{\varphi}_n^{(s)}(y)$, $\varphi_n^{(s)}(y)$ - собственные функции пустого плоскопараллельного ($s=2$) и частично заполненного ($s=1$) волноводов [132]. Представление полей в частных областях приведены в Приложении К.1. Функции $\tilde{f}_n^{(s)}(x)$ и $f_n^{(s)}(x)$ должны удовлетворять уравнению Гельмгольца и соответственно граничному условию при $x=0$. Следуя стандартной процедуре метода частных областей, “сшив” тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей на границе частных областей $x=w$, получим систему функциональных уравнений вида:

$$\begin{aligned} \sum_{s=1,2} (-1)^s \left[\sum_{n=0}^{\infty} k R_n^{(s)} \tilde{\lambda}_{pn} \frac{\partial \tilde{f}_n^{(s)}(x=w)}{\partial x} \tilde{\varphi}_n^{(s)}(y) \varepsilon^{(s)}(y) + \right. \\ \left. + \gamma \sum_{n=0}^{\infty} T_n^{(s)} \lambda_{pn} f_n^{(s)}(x=w) \frac{\partial \varphi_n^{(s)}(y)}{\partial y} \right] = 0; \\ \sum_{s=1,2} (-1)^s \left[\sum_{n=0}^{\infty} -k T_n^{(s)} \lambda_n^{(s)} \frac{\partial f_n^{(s)}(x=w)}{\partial x} \varphi_n^{(s)}(y) + \right. \\ \left. + \gamma \sum_{n=0}^{\infty} R_n^{(s)} \tilde{\lambda}_n^{(s)} \tilde{f}_n^{(s)}(x=w) \frac{\partial \tilde{\varphi}_n^{(s)}(y)}{\partial y} \right] = 0, \quad (5.60) \end{aligned}$$

которая с помощью метода моментов может быть сведена к СЛАУ I рода. Равенство нулю детерминанта этой системы дает дисперсионное уравнение относительно постоянной распространения собственной волны электродинамической структуры.

Известно, что СЛАУ I рода могут иметь плохую обусловленность, что может приводить к отсутствию внутренней сходимости вычислительного алгоритма и неустойчивости вычислительной процедуры. Именно число обусловленности и является количественным критерием устойчивости СЛАУ, резкий рост которого свидетельствует о приближении к области неустойчивости решения. Путем систематических вычислительных экспериментов удалось найти совокупно-

сти параметров задачи, определяющих области неустойчивости вычислительного алгоритма. Кроме того, изучение вопроса о способе и порядке редукции рядов позволило определять степень влияния этого процесса на величину погрешности расчета постоянной распространения γ основной и высших типов волн. Необходимо отметить, что не существует каких-либо априорных оснований использовать метод неравномерной редукции рядов, поскольку собственные волны в ИЗДВ, являясь гибридными, имеют в общем случае все шесть компонент [308]. Приведем некоторые результаты такого рода исследований для структуры с параметрами: $w/a = 2.25$; $\Delta/a = 0.05$; $d/h = 8.0$; $\varepsilon_1 = 1$; $\varepsilon_2 = 9.6$; $\varepsilon_3 = 2.24$. На рис. 5.94 представлен фрагмент расчетных дисперсионных характеристик ИЗДВ с заданными параметрами для первых восьми типов колебаний, а в табл. 5.1 даны результаты расчета нормированной постоянной распространения γ/k для тех же типов колебаний при использовании равномерной редукции рядов.

Таблица 5.1

**Исследование зависимости погрешности вычисления нормированной
постоянной распространения от порядка редукции**

М порядок редукции	2	4	6	8	15	25	Тип волны
γ/k	1.671	1.670	1.668	1.668	1.668	1.668	E_{11}^y
	1.528	1.528	1.527	1.528	1.528	1.528	E_{11}^x
	1.501	1.498	1.500	1.498	1.499	1.499	E_{21}^y
	1.478	1.476	1.470	1.472	1.72	1.472	E_{21}^x
	1.392	1.398	1.406	1.401	1.400	1.400	E_{12}^y
	1.279	1.217	1.276	1.266	1.267	1.268	E_{12}^x
	1.161	1.160	1.157	1.157	1.157	1.159	E_{31}^y
	1.238	1.187	1.118	1.123	1.119	1.118	E_{22}^y

Из данных, представленных в таблице, очевидно, что для получения нормированной постоянной распространения с точностью не хуже 5% для типов колеба-

ний с большим числом вариаций поля вдоль оси OY и с точностью не хуже 0,1% для низших типов колебаний требуется сравнительно небольшое число членов рядов (5.59). Это обстоятельство связано с тем, что в частичной области $s = 1$ поле поверхностной волны по координате X хорошо аппроксимируется рядами экспоненциально убывающих при удалении от поверхности функций, и поэтому для описания собственных волн в ИЗДВ с большим количеством вариаций поля по X -координате не требуется большого числа членов рядов (5.59).

Проведенная серия физических экспериментов на базе разработанного нами автоматизированного измерительного комплекса [A110] с использованием полученных расчетных параметров подтвердили правомерность как исходных предпосылок при расчетах дисперсионных характеристик, так и совпадение частотных полос с высоким уровнем КСВН, отвечающих зонам неустойчивости вычислительной процедуры. Возбуждение определенного типа волны в ИЗДВ осуществлялось при помощи возбудителя специальной конструкции, схематическое изображение которого приведено на рис. 5.95. Факт наличия распространяющейся волны в диэлектрическом стержне (при выбранном соотношении параметров— это режим распространения волны типа E_{11}^y) устанавливается путем проведения соответствующих измерений как в самой среде канализирующей структуры (определение значений КСВН и затухания) (рис. 5.96), так и путем измерения полей в ближней зоне (рис. 5.97).

Для исследуемой структуры в достаточно широком диапазоне частот величина КСВН не превышает значения 1.75 во всем рабочем диапазоне, а величина затухания не выше значения 1.5дБ (рис. 5.96). При этом учитываются как суммарное КСВН, так и суммарные потери (пара переходов с металлического волновода на ИЗДВ, потери в самом стержне и подслое, а также потери на излучение). Вид зависимости распределения y -ой компоненты электрического поля вдоль стержня (рис. 5.97), свидетельствует об установившемся волновом процессе в ИЗДВ. Практически строго периодический и равноамплитудный характер кривой говорит об одномодовости режима распространения.

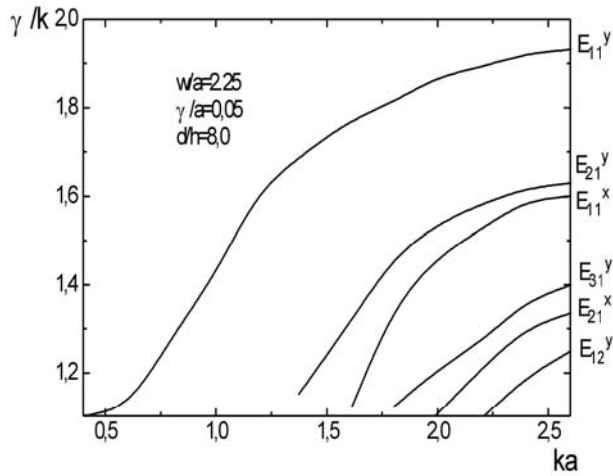


Рис. 5.94 Фрагмент дисперсионных характеристик спектра собственных волн ИЗДВ.

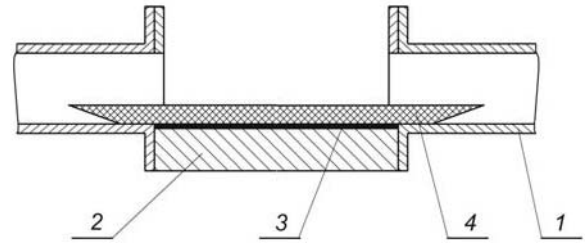


Рис. 5.95. Схематическое изображение конструкции возбуждателя ИЗДВ:

- 1 – металлический волновод;
- 2 – заземленное основание;
- 3 – изолирующий слой;
- 4 – диэлектрический стержень.

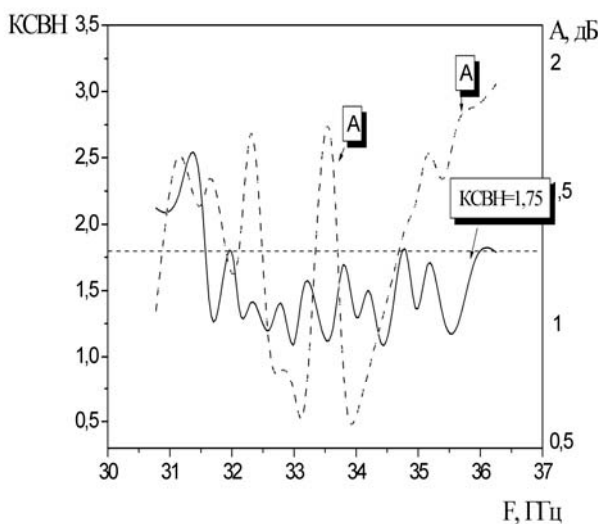


Рис. 5.96. Зависимости КСВН и затухания от частоты возбуждения ИЗДВ.

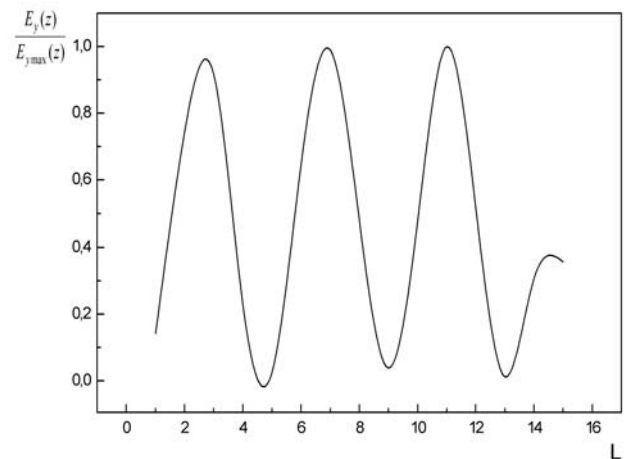


Рис. 5.97. Распределение E_y -компоненты от продольного размера ИЗДВ.

Введение в область распространения электромагнитной волны металлической неоднородности в виде отрезка микрополосковой линии длиной l и шириной w_p (расположение электрического вибратора на широкой стенке ИЗДВ) приводит к необходимости решения соответствующей задачи возбуждения. Такого рода задачу можно рассматривать как задачу дифракции одной из собственных волн ИЗДВ на металлической неоднородности, расположенной на одной из граней диэлектрического стержня. При этом ключевым моментом решения такой задачи является задача нахождения коэффициентов отражения и прохождения выбранной собственной волны (либо соответствующих операторов – в случае многомодового режима). Существенным фактором при представлении электрического тока на излучателе (как и в случае магнитных излучателей) является также и длина самого возмущающего (излучающего) элемента.

Рассмотрим структуру, представленную на рис. 5.98. Предположим, что прямоугольный микрополосковый резонатор длиной l и шириной w_p размещен на грани ИЗДВ, совпадающей с плоскостью $Y = \Delta + 2a$.

Введем локальную декартову систему координат $x'o'z'$, связанную с резонатором (рис. 5.99). Начало системы координат O' лежит в плоскости XOZ и имеет координаты (x_0, z_0) . В дальнейших исследованиях будем использовать приближение заданного распределения плотности поверхностного тока [313]. Микрополосковый резонатор можно рассматривать как резонансный отрезок разомкнутой на концах микрополосковой линии, включающей в себя отрезок ИЗДВ: изолирующий слой, диэлектрический стержень и заземленное основание, с шириной, равной ширине резонатора. Характеристики такого резонатора в существенной мере будут зависеть от типа (типов) колебаний, установившихся в резонаторе. В условиях, близких к резонансным, поверхностная плотность тока будет иметь только продольную z -компоненту, которая будет описываться функцией [312]

$$J(x', z') = \begin{cases} \vec{e}_z \frac{I}{\sqrt{1 - (x'/w_p)^2}} \sin \beta_n z', & 0 \leq z' \leq l; -w_p/2 \leq x' \leq w_p/2, \\ 0, & z' \notin [0, l], x' \notin [-w_p/2, w_p/2] \end{cases} \quad (5.61)$$

где I - амплитуда тока колебаний, установившихся в резонаторе; $\beta_n = \pi n / l$, $n = 1, 2, 3, \dots$ соответствует типу колебания в резонансной области резонатора. Задание функции плотности тока в виде (5.61) позволяет аналитическим образом учесть особенности поведения токов вблизи ребер резонатора (аналогично тому, как это было получено в задаче о магнитном вибраторе [7] и использовано в разделах 2, 3 и 4).

Наличие токов на участках плоскости $Y = \Delta + 2a$ ведет к разрыву магнитных линий поля, определяемых уравнением

$$\left[\vec{e}_y, \vec{H}_{tg}^{(2)} \Big|_{y=\Delta+2a+0} - \vec{H}_{tg}^{(2)} \Big|_{y=\Delta+2a-0} \right] = \vec{J}. \quad (5.62)$$

Амплитуда возбуждаемого тока может быть однозначно определена путем решения соответствующей граничной задачи возбуждения

$$\vec{E}_{tg} \{ \vec{J} \} + \vec{E}^{in} \Big|_{s_0} = 0, \quad (5.63)$$

где $\vec{E}_{tg}$ оператор преобразования вектора амплитуд поверхностного тока в пространственные гармоники рассеиваемых полей, $\vec{E}^{in}$ - вектор амплитуд электрического поля собственной волны ИЗДВ, s_0 - поверхность микрополоскового резонатора ($-w_p \leq x \leq w_p$, $0 \leq z \leq l$). Отметим, что в непосредственной окрестности микрополоскового резонатора рассеянные поля имеют непрерывный пространственный спектр, и операторы $\vec{H}_{tg}^{(s)} \{ \vec{J} \}$ и $\vec{E}_{tg}^{(s)} \{ \vec{J} \}$ являются по своей форме интегральными, учитывающими весь спектр гармоник рассеянных волн.

Выполнение условий непрерывности электромагнитных полей при $Y = \Delta + 2a$, условий (5.62) и (5.63) при использовании распределения для токов в форме (5.61) и учете возбуждающего поля как поля собственной волны E_{11}^y , приводит к связанным системам интегральных уравнений относительно амплитуд рассеиваемых полей, выраженных через амплитуду возбуждающего тока [312] и

приведенных в Приложении К.2.

Безусловно, введение в область распространения электромагнитной волны (со стороны верхней грани диэлектрического стержня – перпендикулярно компоненте поля E_y) металлической неоднородности (излучателя), оказывает некоторое влияние на волновой процесс. Однако, как свидетельствует комплекс экспериментальных исследований, таким влиянием при условии слабого взаимодействия резонатора и поля собственной волны можно пренебречь. На рис. 5.100 представлена экспериментальная кривая (при исследовании структуры с геометрией, приведенной выше, возбуждаемой волной с $\lambda_0 = 26.07$ ГГц и $l = 2.6$ мм; $w_p = 1.25$ мм), описывающая пространственное распределение E_y -компоненты вдоль оси OZ диэлектрического стержня при слабом взаимодействии резонатора и поля собственной волны.

Очевидно, что волновой процесс носит уже не столь строгий периодический характер: максимумы поля наблюдаются вблизи элемента возбуждения и у дальнего (от возбудителя) конца микрополоскового резонатора. Косвенным признаком слабого влияния резонатора на волновой процесс является практически полное отсутствие осевого излучения.

Анализ представленных на рис. 5.101 графических данных для КСВН и затухания одиночного резонатора для структуры с заданной выше геометрией свидетельствует о хорошем соответствии значений, найденных теоретически и определенных экспериментально, для случаев $w_p < 2w$, что свидетельствует о корректности построенной модели. Небольшой частотный сдвиг пиков резонансных кривых и их уширение, по всей видимости, может быть объяснен фактором диссипативных потерь в металлических элементах конструкции и в диэлектрических средах, присутствовавших в экспериментальной модели и не учитывавшихся в процессе построения математической модели. Значительное влияние, очевидно, оказал и фактор пространственной анизотропии вещества диэлектрического стержня ИЗДВ - поликора, имеющего существенные различия в значениях ϵ_x и ϵ_y в диапазоне миллиметровых длин волн.

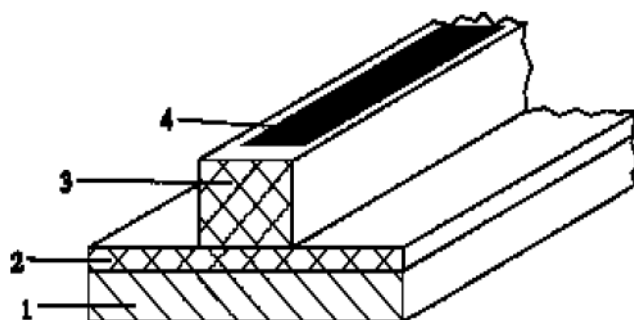


Рис. 5.98. Внешний вид ИЗДВ с излучающим элементом.

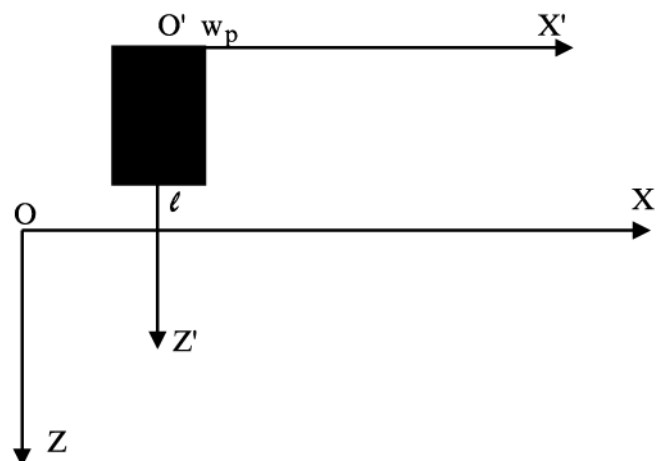


Рис. 5.99. Система координат, связанная с излучающим элементом.

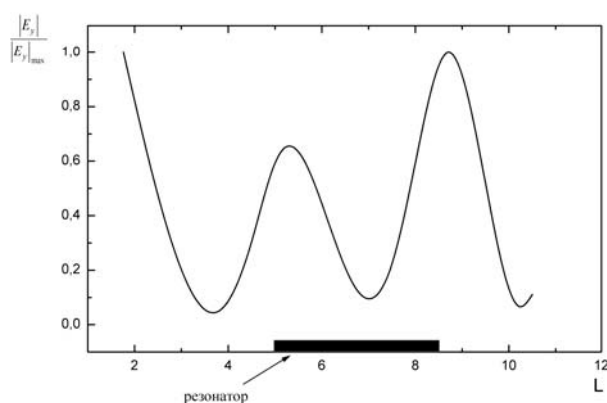


Рис. 5.100. Распределение E_y -компоненты вдоль ИЗДВ при наличии излучателя.

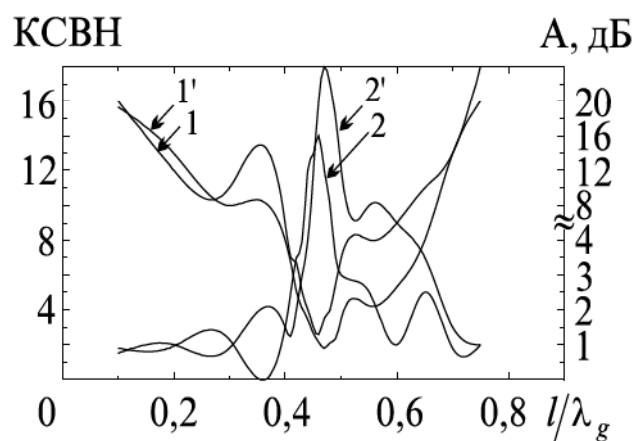


Рис. 5.101. Зависимости КСВН (кривые 1, 1') и затухания (кривые 2, 2') от электрической длины излучателя (1, 2 – расчет; 1, 2' – эксперимент).

Единичный излучатель резонансной длины ($l \approx \lambda_g / 2$) не в состоянии создать оптимальные условия для «вытекания» волны из диэлектрического стержня и сформировать требуемые энергетические характеристики излучаемого поля. Введение в излучающую структуру второго соосно расположенного элемента не изменяет кардинально как структуру поля по признаку волнового характера (рис. 5.102, рис. 5.103), так и не увеличивает существенно величину излучаемого поля. Однако, как и в случае системы магнитных излучателей, взаимное расположение этих резонаторов позволяет изменять пространственное распределение электрического поля, и это оказывается существенным фактором при конструировании некоторых функциональных устройств, в частности, частотно-селективных. Так, уменьшение взаимного расстояния между краями резонаторов S_1 приводит к смещению максимумов поля к ближайшим концам проводников, а величина поля между самими резонаторами оказывается минимальной.

Комплекс исследований показал, что минимальным количеством N соосно расположенных (рис. 5.104) излучающих резонансных элементов, позволяющих создать эффективную излучающую систему, можно считать $N = 10...12$ при соответствующем выборе размеров (длины) резонаторов.

Рабочая полоса исследуемой 12-элементной системы излучателей оказалась равной около 12%, в пределах которой КСВН не превышал значения 2.5 (рис. 5.105). Доля излученной энергии может быть оценена как $\approx 70\%$.

Типичные ДН в H - и E -плоскостях представлено соответственно на рис. 5.106, рис. 5.107. В H -плоскости ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности составляет 90° . В E -плоскости совокупность из 12 микрополосковых резонаторов формирует достаточно острую $2\theta_{0.5}^\circ \approx 8^\circ$, несколько несимметричную и с отклоненным максимумом, $\theta_m \approx 4^\circ$ диаграмму направленности. В направлении к возбуждатель имеет еще один паразитный лепесток (рис. 5.107), сформированный открытым концом металлического волновода, возбуждающего ИЗДВ. Этот недостаток может быть достаточно легко устранен путем удлинения переходной области от полого волновода к системе

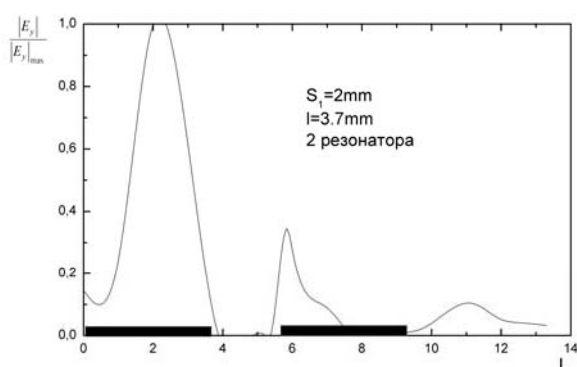


Рис. 5.102. Распределение поля при вариации расстояния между излучателями.

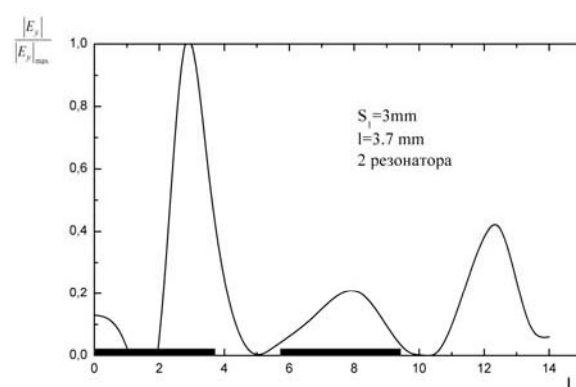


Рис. 5.103. Распределение поля при вариации расстояния между излучателями.

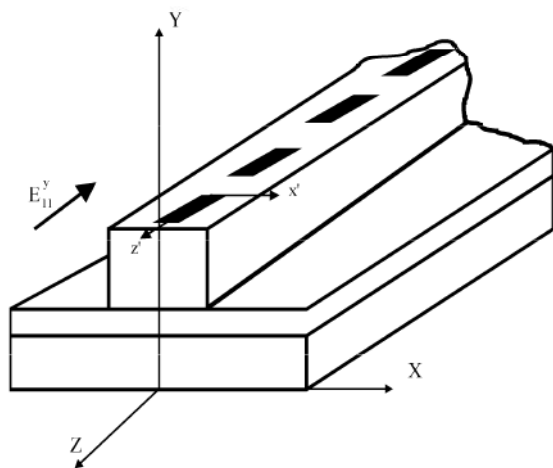


Рис. 5.104. Система излучателей на поверхности ИЗДВ.

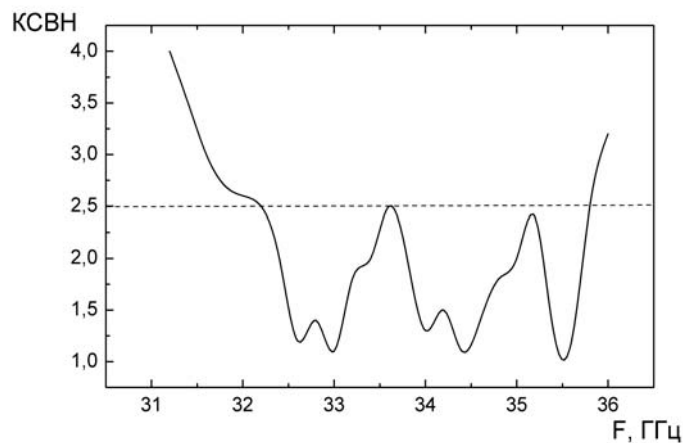


Рис. 5.105. Зависимость КСВН от частоты для 12-элементной.

микрополосковых излучателей. Асимметрия диаграммы может быть устранена путем использования несоосного расположения микрополосковых резонаторов.

Исследования показали, что соосное расположение излучающих элементов не позволяет создать систему с оптимальными параметрами. Кроме того, такой вид расположения элементов вносит заметные отражения электромагнитной волны в возбуждающем тракте. Уменьшить отражения и улучшить частотно-энергетические характеристики и характеристики направленности позволяет система с несоосной взаимной ориентацией излучающих элементов (рис. 5.109, рис. 5.110). Изменение угла наклона излучателей ведет к перераспределению структуры высокочастотного поля в ближней зоне излучающей системы, что, соответственно, изменяет ее входное сопротивление в целом. На рис. 5.108 представлено реконструированное с помощью ПК пространственное распределение электрического поля в ближней зоне над 12-ти элементной излучающей системой с попарно-противоположным расположением излучателей, развернутыми на угол $\pm 15^\circ$ относительно продольной оси стержня, выполненное с помощью метода 3D-графики. Картина изолиний электрического поля для такой излучающей системы представлена на рис. 5.109.

На рис. 5.110 приведена картина изолиний поля в ближней зоне для косо-симметричного расположения излучателей. Наблюдается сильное отличие структуры поля от предыдущего случая попарно-противоположного расположения резонаторов. Вариация угла наклона оси резонатора к продольной оси диэлектрического стержня приводит к отклонению максимума излучаемого структурой поля. КСВН систем с несоосным расположением излучателей в исследуемом диапазоне частот (рис. 5.111) не превышает значения равного двум, тогда как при соосном расположении излучателей КСВН возрастает до значения 2.5. Данный факт свидетельствует о более хорошем согласовании по волновому сопротивлению системы таких излучателей и базовой волноведущей структуры.

Очевидно, что в данном случае изменяется характер возбуждающего резонатор поля. При повороте излучателя относительно продольной оси в области

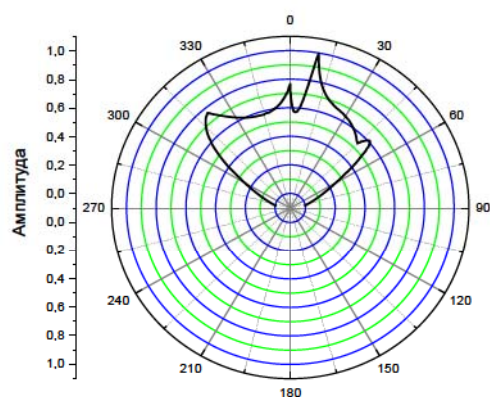


Рис. 5.106. Диаграмма направленности в H -плоскости системы соосных излучателей.

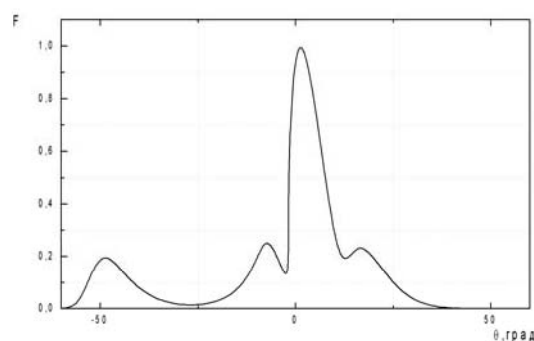


Рис. 5.107. Диаграмма направленности в E -плоскости системы соосных излучателей.

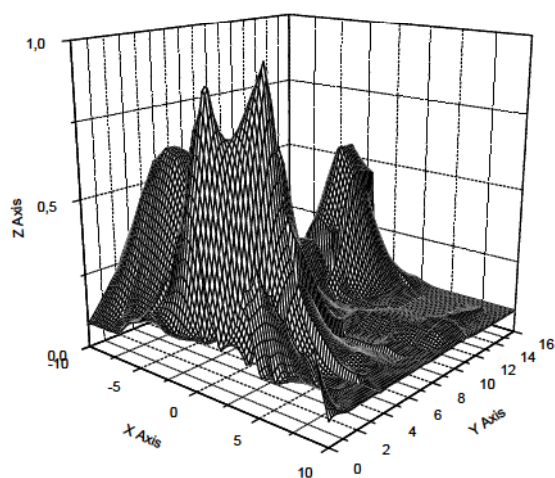


Рис. 5.108. Трехмерная реконструкция ближнего поля, $N = 12$.

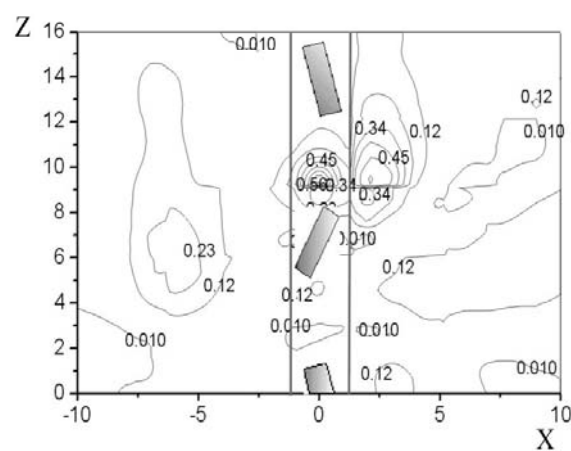


Рис. 5.109. Картина изолиний поля с попарно-противоположным расположением излучателей, $N = 12$.

расположения излучателя наряду с распространяющейся волной E_{11}^y происходит возбуждение волны E_{11}^x , имеющей близкое значение критической частоты. И, таким образом, излучатель взаимодействует с суперпозицией двух волн. Изменяется амплитудное распределение электрического тока вдоль излучающей системы и главный максимум диаграммы направленности приобретает симметричную форму (рис. 5.112, рис. 5.113), в отличие от соосного расположения излучателей, где наблюдалась асимметрия диаграммы направленности. В случае соосного расположения излучателей излученное поле в обеих плоскостях оказывалось линейно поляризованным, в случае несоосного расположения излучателей возрастает кроссполяризационная компонента поля.

Практический интерес представляют антенны типа «вытекающей волны». В этом случае длина резонатора существенно превышает длину волны в волноведущей структуре. В случае одиночного электрически длинного излучателя постановка и схема решения граничной задачи ничем принципиально не отличается от рассмотренной выше. Однако, в этом случае по аналогии с магнитным излучателем (раздел 3) необходимо учитывать возможность одновременного существования в излучателе нескольких гармоник тока, соответствующих различным типам колебаний самого резонатора. Естественно, что в такой ситуации, как и в случае рассматриваемой в предыдущих разделах диссертации задачи об электрически длинном магнитном излучателе, представление тока в виде (5.61) оказывается недостаточно корректным и неизвестную функцию распределения электрического тока на резонаторе следует представлять в виде разложения по системе функций, представляющих собой полный ортонормированный базис. В данном случае электрический ток целесообразно представлять в виде разложения в ряд по полиномам Чебышева:

$$\vec{J}(x', z') = \begin{cases} \vec{e}_z \frac{1}{\sqrt{1 - (x'/w_p)^2}} \sum_{n=0}^{\infty} I_n T_n(\beta_n z'), & 0 < z' < l; -w_p/2 < x' < w_p/2, \\ 0, & z' \notin [0, l], x' \notin [-w_p/2, w_p/2] \end{cases} \quad (5.64)$$

где I_n - амплитуда n -ой гармоники, T_n - полином Чебышева I-го рода.

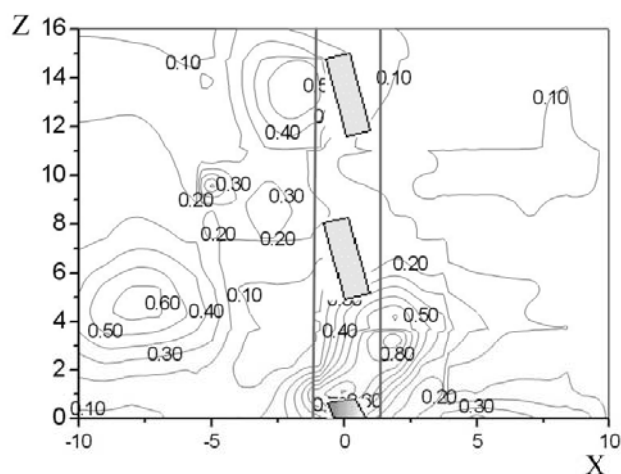


Рис. 5.110. Картина изолиний поля.

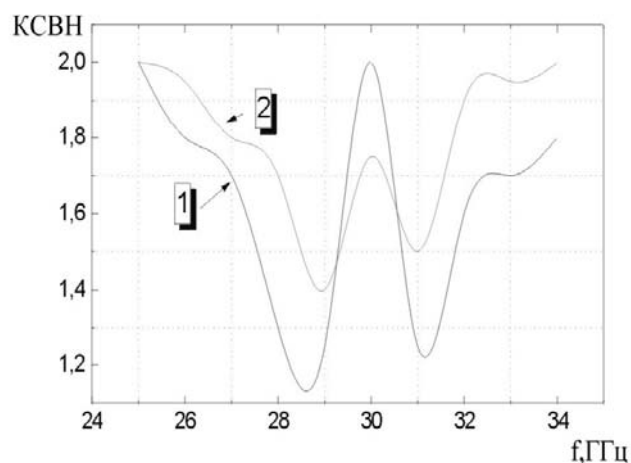


Рис. 5.111. Зависимости КСВН от частоты структур с попарно-противоположным (1) и кососимметричным (2) расположением излучателей, $N = 12$.

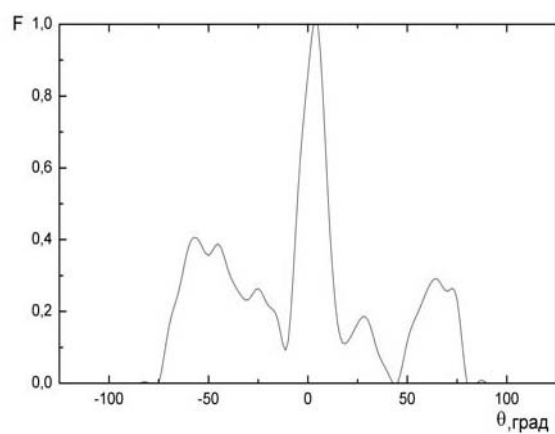


Рис. 5.112. Диаграмма направленности в E -плоскости для системы попарно противоположных излучателей.

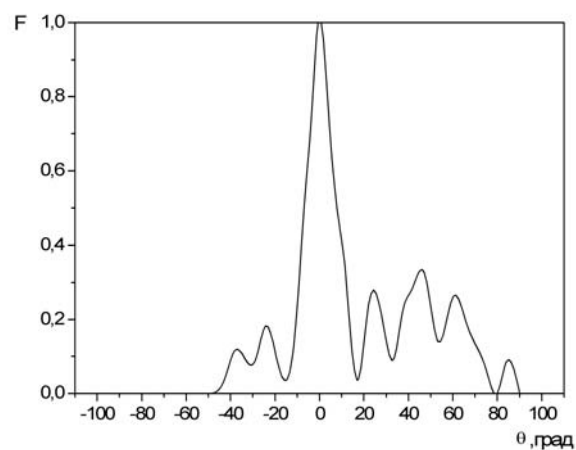
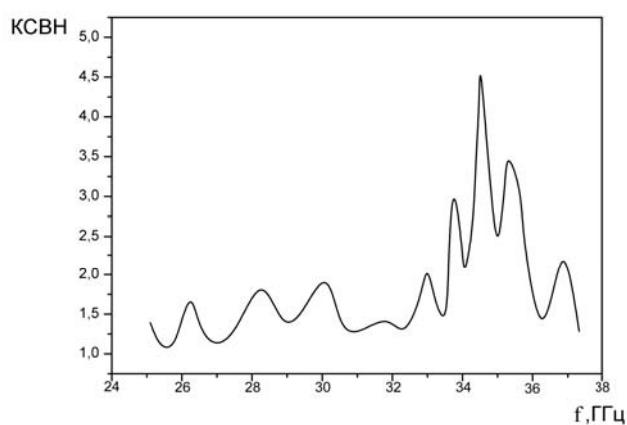


Рис. 5.113. Диаграмма направленности в E -плоскости для системы кососимметричных излучателей.

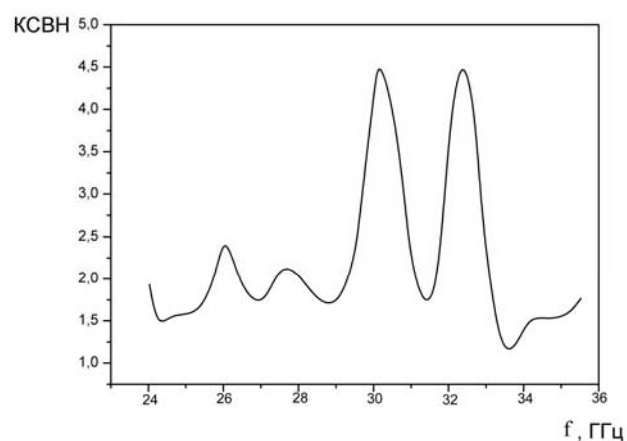
Выполнение граничных условий (5.62), (5.63), вытекающих из постановки задачи возбуждения полоскового излучателя основной волной ИЗДВ E_{11}^y , приводит к системе связанных интегральных уравнений относительно неизвестных Фурье-амплитуд разложений полей и неизвестных амплитуд разложения функции тока на электрически длинном излучателе. Используя полную ортогональную систему базисных функций, представляющих собой полиномы Чебышева 1 рода - $T_n(x)$ с весом $\left[1 - (x/w)^2\right]^{-1/2}$ и с учетом (5.64) система интегральных уравнений может быть сведена к СЛАУ, решение которой позволяет определить характеристики излучающей структуры (Приложение К.3). Исследования показали, что для электрически длинных микрополосковых излучателей, расположенных на верхней грани ИЗДВ, существуют полосы частот с $KCBH < 2$, в пределах которых исследуемая структура излучает большую часть мощности (рис. 5.114).

Увеличение длины соосного электрического излучателя на ИЗДВ как и в случае продольного электрически длинного магнитного излучателя (раздел 3) может приводить к резко изменяющемуся вдоль излучателя характеру амплитудного распределения и, следовательно, к изменению, в частности к многолепестковости, формы диаграммы направленности (рис. 5.114, рис. 5.115). Экспериментально установлено, что максимум излучения рассматриваемой электрически длинной гибридной структуры наблюдается при соотношении $(L/\lambda_g) = 8$. На рис. 5.116 представлены результаты исследования поля в ближней зоне структуры с излучателем длиной $L = 9\text{ мм}$ ($L/\lambda_g = 8$). На рис. 5.116а приведена реконструкция структуры поля, а на рис. 5.116б – поле изолиний.

Измерения проводились на частоте 26.07 ГГц. Обработка результатов осуществлялась с использованием ПК. Анализ структуры поля показывает, что оно имеет несколько максимумов и "расплывается" от стержня. Исследования показывают, что диаграммы направленности в режиме бегущей волны имеют многолепестковый характер. В режиме измерений с отражающей нагрузкой диаграмма оказывается однолепестковой (рис. 5.117). Это объясняется условиями фазиров-

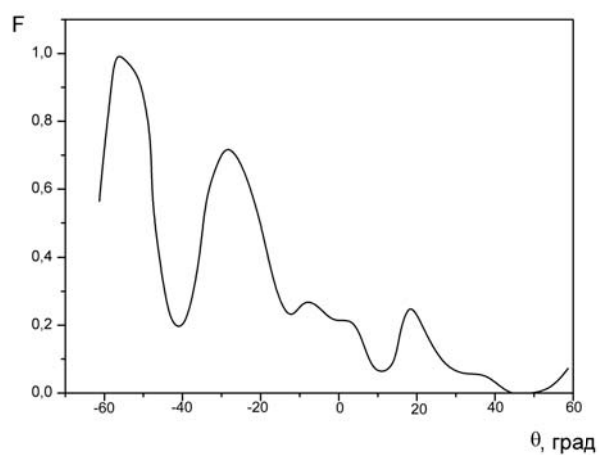


а)

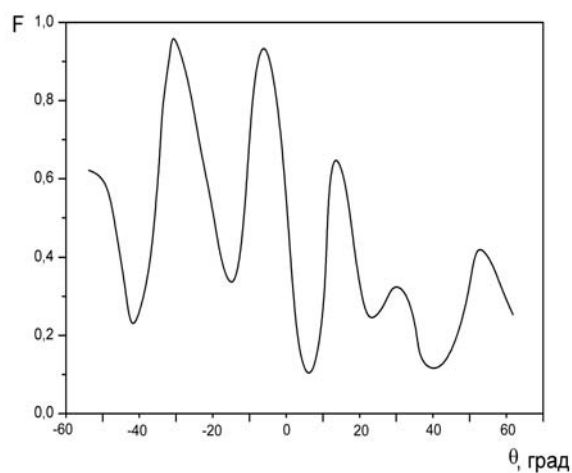


б)

Рис. 5.114. Зависимости КСВН от частоты электрически длинного излучателя

а) $L = 72$ мм; б) $L = 27$ мм.

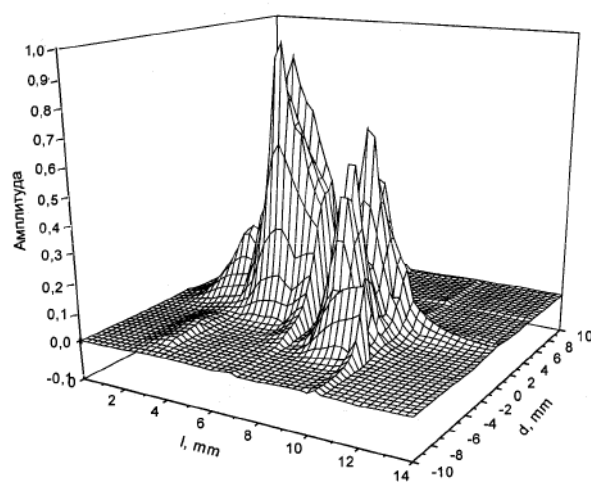
а)



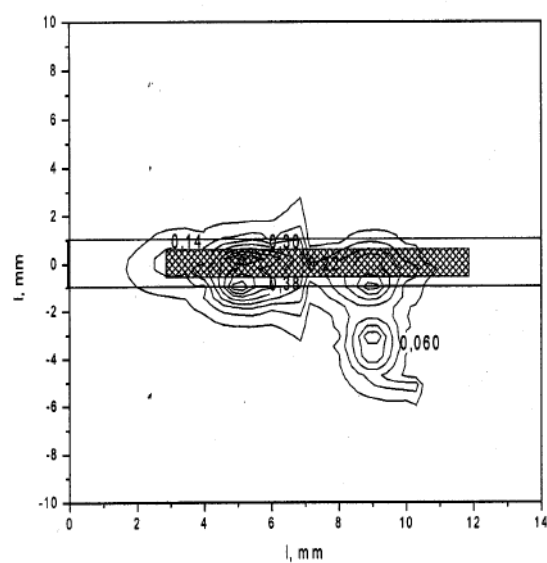
б)

Рис. 5.115. Диаграммы направленности электрически длинных излучающих

систем в плоскости H - плоскости а) $L = 27$ мм; б) $L = 72$ мм.

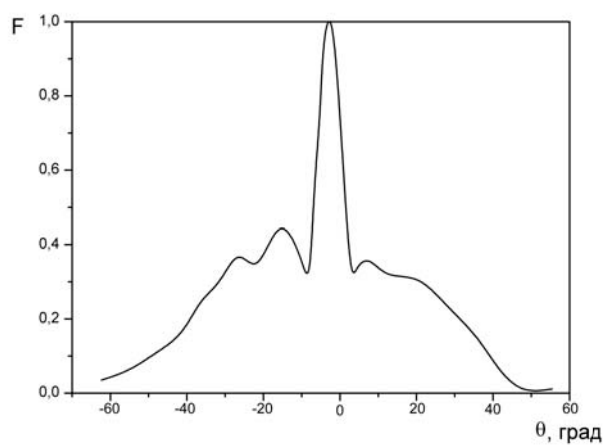


а)

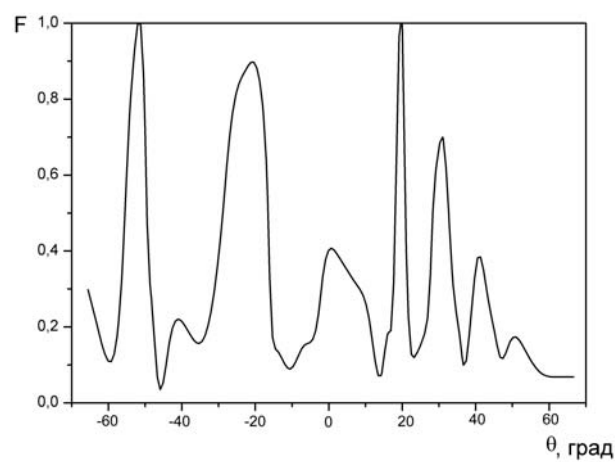


б)

Рис. 5.116. Структура поля излучающей системы с электрически длинным излучателем: а) реконструкция поля; б) структура изолиний.



а)



б)

Рис. 5.117. Диаграммы направленности электрически длинных излучающих систем в Е плоскости: а) $L = 27$ мм ; б) $L = 72$ мм.

ки поля в пространстве излучателя.

Таким образом, комплекс теоретических исследований и экспериментальных измерений продемонстрировали возможность создания излучающих систем на основе гибридных металлодиэлектрических структур. Решающими факторами при их создании являются выбор полосы рабочих частот, геометрических размеров и материальных констант, а в случае электрически длинных излучателей и соотношение длины излучателя и длины волны L/λ_g .

Впервые методом численно-аналитического обращения оператора граничной задачи с привлечением метода моментов построена модель излучающей структуры на основе гибридной линии передачи с электрически длинным излучающим элементом.

Экспериментально исследованы характеристики электрически длинных излучателей, а также зависимости параметров многоэлементной системы от взаимной ориентации излучающих элементов и материальных констант волноведущей структуры. Показано совпадение расчетных и экспериментально установленных частотных интервалов, в пределах которых излучающая система эффективно реализует режим излучения электромагнитной энергии из волноведущего тракта. Впервые показана возможность управления режимом излучения путем изменения взаимной ориентации излучающих элементов структуры.

5.3.2. Двухканальная неэквидистантная система полосковых излучателей с отклоненным лучом диаграммы направленности. В литературе отсутствуют данные о создании на базе микрополосковых излучателей плоской остронаправленной антенной решетки малой толщины с отклоненным главным максимумом диаграммы направленности под углом 45° от направления нормали к решетке и работающей на двух ортогональных линейных поляризациях.

Один из стандартных путей возможной реализации такой антенны – это создание густозаполненной синфазной фазированной антенной решетки с плоским

микрополосковым элементом, расположенным под углом 45° к плоскости экрана, так, что бы направление максимума диаграммы направленности одиночного излучающего элемента решетки совпадало с направлением главного максимума всей решетки. В этом случае можно получить высокую направленность антенны. Однако такой способ реализации остронаправленной антенной решетки имеет ряд существенных недостатков. Во-первых, это – наличие большого зеркального лепестка диаграммы направленности решетки, ориентированного под углом -45° от направления нормали к решетке. Зеркальный луч появляется из-за того, что микрополосковый излучатель располагается над проводящим экраном и при размерах излучающей пластины порядка половины длины волны, излучатель имеет широкую ДН и большой уровень заднего излучения.

Во-вторых, для подавления дифракционных максимумов в решетке, в которой применен одиночный излучающий элемент с широкой диаграммой направленности, необходимо использовать густозаполненную апертуру с расстоянием между соседними элементами не более половины длины волны. Тогда в варианте с наклоном одиночного излучателя под углом 45° в антенной решетке происходит сильное затенение каждого излучателя вперёдистоящим излучателем, что приводит к увеличению коэффициента рассеяния антенны. Помимо этого, в густозаполненной решетке возникает сильное взаимное влияние между элементами решетки, что приводит к рассогласованию антенны и сужению ее рабочей полосы частот. Строгий учет взаимного влияния излучателей в решетке ведет к существенному усложнению задачи расчета таких антенных систем.

В-третьих, для реализации густозаполненной апертуры требуется довольно сложная и громоздкая схема запитки с применением большого числа делителей и фазовращателей (фазосдвигающих отрезков линии передачи), что приводит к потерям энергии в этих элементах и увеличивает стоимость антенны.

На наш взгляд, весьма эффективным методом, позволяющим существенно уменьшить отмеченные недостатки, может быть применение в качестве одиночного излучателя решетки излучающего элемента с повышенной направленно-

стью. За счет сужения диаграммы направленности можно уменьшить часть мощности, излучаемой этим элементом, попадающей на соседние элементы. Также появляется возможность использовать разреженную апертуру решетки с расстоянием между соседними элементами большим, чем половина длины волны, и с неэквидистантным их расположением. Неэквидистантное расположение излучателей в антенных решетках позволяет обеспечить требуемое пространственное разрешение антенны при высокой чувствительности в элементе разрешения и заданном низком уровне боковых лепестков и коэффициента рассеяния. Антенна может быть оптимизирована по отношению коэффициента направленного действия к коэффициенту рассеяния, что важно для радиометрических систем.

Увеличить направленность микрополоскового излучателя можно, если экранирующую подложку микрополоскового излучающего элемента по всем его четырем граням загнуть под некоторым углом в сторону направления излучения. Кроме повышения направленности это также приводит к уменьшению взаимного влияния излучающих элементов друг на друга. Предлагаемую конструкцию можно интерпретировать как малогабаритный рупор малой высоты, возбуждаемый микрополосковым элементом квадратной формы (рис. 5.118).

Известно, что простых и достаточно строгих методов расчета такого микрополоскового излучателя с «изломом» экранирующей подложки, а также рупора малой высоты, нет. Поэтому экспериментально отрабатывались как форма, размеры апертуры, угол раскрытия рупора, его глубина, так и параметры возбуждающего элемента (отношение размеров возбуждающей пластины к размерам основания рупора, расстояния от задней стенки рупора до пластины, точки запитки пластины).

Исследования показали, что оптимальным для целей создания антенной решетки с разреженной апертурой является рупор с размерами излучающего раскрытия $0.76\lambda_0 \times 0.76\lambda_0$, глубиной $0.1\lambda_0$ и углом раскрытия 90° . При этом для возбуждения рупора выбран вариант микрополоскового элемента с воздушным заполнением в виде квадратной пластины размером $0.41\lambda_0 \times 0.41\lambda_0$, расположен-

ной на расстоянии $0.06 \lambda_0$ от задней стенки рупора, размер которой равен $0.55 \lambda_0 \times 0.55 \lambda_0$. Здесь λ_0 – средняя длина волны рабочего диапазона волн антенны. Для улучшения поляризационной развязки между ортогональными каналами излучателя точка запитки микрополоскового элемента выбрана на кромке пластины в ее середине. Рупор возбуждается на двух ортогональных поляризациях в соответствующих точках запитки на пластине.

Поскольку микрополосковые излучатели являются резонансными антеннами, то рупорная антенна, запитанная микрополосковым элементом, будет узкополосной. Эксперименты показали, что полоса частот по КСВН < 2.0 составляет 8.5%, а поляризационная развязка в рупорном излучателе по падающему полю в дальней зоне равна -25дБ...-30 дБ.

Конструкция излучателя технологична и проста при установке его на экране. При этом потери в коэффициенте направленного действия рупора за счет уменьшения площади апертуры и увеличения угла раскрыва компенсируются тем, что такой излучатель имеет меньшую поверхность отражения и затенения, что позволяет уменьшить коэффициент рассеяния и уровень бокового излучения в антенной решетке.

Экспериментальные диаграммы направленности одиночного рупора, расположенного на проводящем диске диаметром 4.5 длины волны под углом 45° к его поверхности исследовались для угломестной и азимутальной плоскостей наблюдения при горизонтальной поляризации, когда вектор $\vec{E}$ поля в рупоре параллелен плоскости экрана и при вертикальной поляризации, когда вектор $\vec{E}$ поля в рупоре перпендикулярен к плоскости экрана. Эти экспериментальные данные аппроксимировались полиномиальными зависимостями с заданной погрешностью не больше 1% и кривые, аппроксимирующие экспериментальные диаграммы направленности, представлены на рис. 5.119 сплошными линиями для горизонтальной поляризации и пунктирными – для вертикальной поляризации.

К недостаткам такого полоскового излучателя можно отнести то, что он имеет большую поверхность отражения и поэтому затеняет расположенные

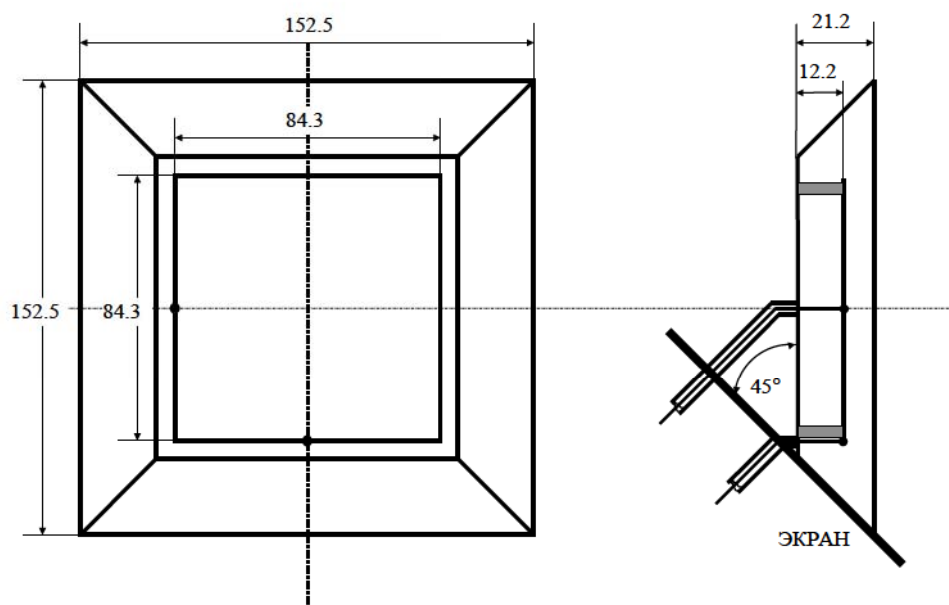


Рис. 5.118. Схема рупорного излучателя с микрополосковым возбуждением.

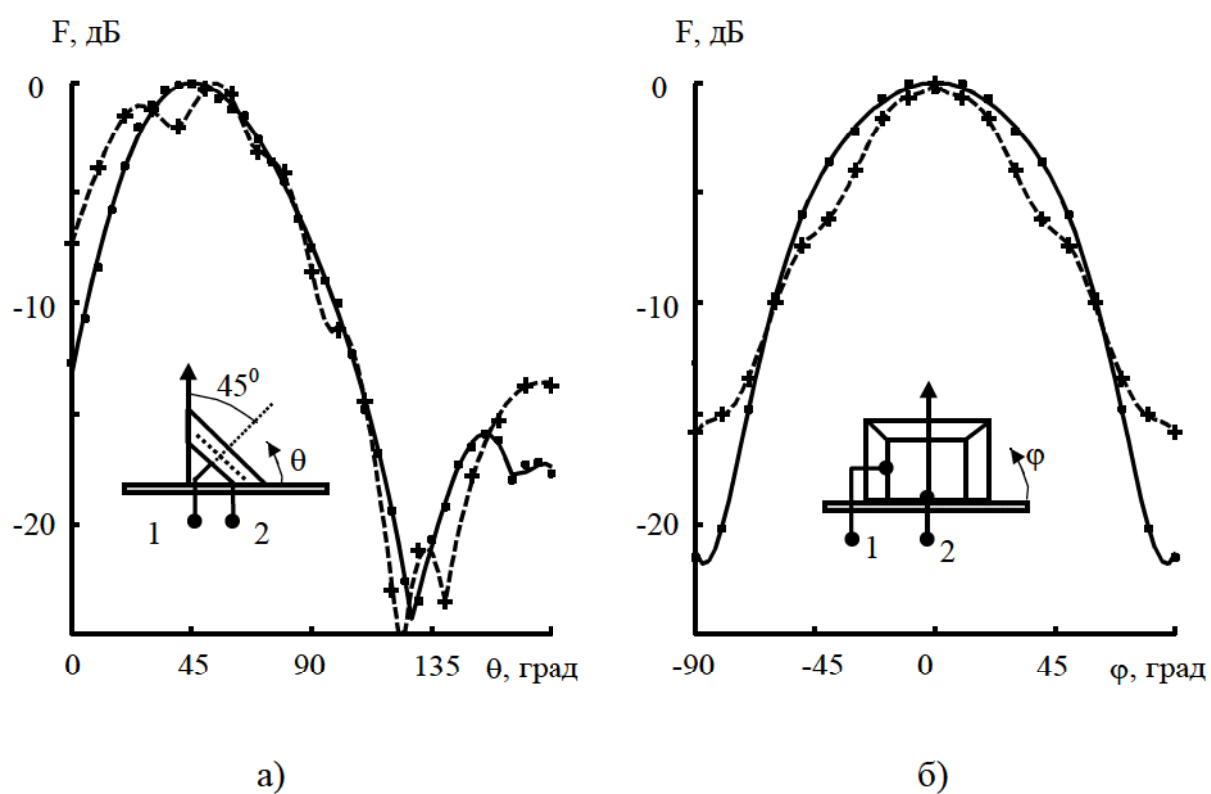


Рис. 5.119. Экспериментальные диаграммы направленности полоскового элемента над экраном в угломестной (а) и азимутальной (б) плоскостях при горизонтальной (—•—) и вертикальной (—×—) поляризации.

сзади него излучающие элементы. Рассеяние полей излучения соседних элементов приводит к возрастанию боковых лепестков антенной решетки. Кроме того, двухполяризационный совмещенный полосковый излучатель, расположенный на плоском экране, вследствие граничных условий электродинамики для каждой из поляризаций не позволяет построить антенную решетку с максимально достижимыми характеристиками для обеих поляризаций одновременно.

Переходя к расчету антенной решетки по заданным характеристикам направленности с использованием в качестве одиночного излучающего элемента решетки рассмотренного выше излучателя следует учитывать следующее.

Требования к электродинамическим характеристикам любых антенн, связанные с обеспечением высокого усиления и малой ширины главного лепестка диаграммы направленности при низком уровне боковых лепестков, как хорошо известно [331], являются противоречивыми, так как использование спадающего к краям амплитудного распределения источников поля в синфазной антенне, обеспечивающего уменьшение уровня боковых лепестков, приводит к уменьшению коэффициента усиления и увеличению ширины главного лепестка диаграммы направленности. Использование трехпараметрического амплитудного распределения позволяет оптимизировать антенну по максимуму отношения коэффициента направленного действия к коэффициенту рассеяния, но это приводит к усложнению конструкции антенны. При построении антенной решетки учтем, что малая ширина главного лепестка диаграммы направленности при заданном уровне боковых лепестков может быть реализована путем *неэквидистантного* расположения излучателей в решетке.

Отметим, что двухполяризационный совмещенный рупорный излучатель, расположенный на плоском экране, вследствие граничных условий электродинамики имеет в одной и той же плоскости наблюдения разные характеристики направленности для вертикальной и горизонтальной поляризации, что усложняет задачу создания антенной решетки с одинаковыми по ширине диаграммами направленности, максимально достижимыми значениями коэффициента направленного действия и минимальными уровнями боковых лепестков по обоим поля-

ризациям одновременно.

Удовлетворить всем этим требованиям в полном объеме невозможно и результатом разработки должен быть некоторый разумный компромисс между требованиями взаимно исключающего характера.

При расчете антенной решетки будем исходить из требований, предъявляемых обычно к антеннам бортового сканирующего радиометра, а именно: рассматриваемая плоская антенная решетка представляет собой систему идентичных одинаково ориентированных излучателей, расположенных на проводящем экране (ограничим экран окружностью диаметром $D=4.5\lambda_0$) и излучающую под углом 45° к плоскости экрана.

Для расчета диаграммы направленности антенной решетки разработана программа, позволяющая в модели изменять положение каждого излучателя, амплитуду и фазу возбуждающего его тока, а также учитывать форму диаграммы направленности реального излучателя.

В результате компьютерного анализа и оптимизации диаграммы направленности антенной решетки с разработанным полосковым излучателем выбран оптимальный вариант слабозаполненной антенной решетки с 9 излучателями, расположенными на плоском круглом металлическом диске диаметром 900мм. Фазовые центры излучателей расположены на 6 строках антенной решетки вдоль оси Y и 5 столбцах вдоль оси X (рис. 5.120). По оси X (азимутальная плоскость) антенная решетка эквидистантна и расстояние между столбцами излучателей составляет $0.75\lambda_0$. В угломестной плоскости антенная решетка неэквидистантна и расстояние между строками излучателей изменяется от $0.68\lambda_0$ в середине решетки до $0.88\lambda_0$ на краю. Схема запитки излучателей представлена на рис. 5.121. Конструкция запитывающей схемы обеспечивает расчетное амплитудное распределение, спадающее до 0.54 по строкам и до 0.24 по столбцам. Антенная решетка выполнена на два канала с вертикальной и горизонтальной поляризацией с использованием двух идентичных независимых запитывающих схем.

Излучатели одной своей гранью лежат на плоскости экрана. Толщина ан-

тенны с запитывающим устройством равна 11 см ($0.55\lambda_0$). Расчетные и экспериментальные диаграммы направленности антенны для каждой из поляризаций в угломестной и азимутальной плоскостях наблюдения на центральной частоте f_0 представлены на рис. 5.122. Отклонение луча под углом 45° к нормали происходит в направлении оси Y . Отклонение луча на 45° в угломестной плоскости от нормали обеспечивается за счет запитки строк излучателей с соответствующей фазой.

Разница в уровнях боковых лепестков в расчетной и экспериментальной диаграммах направленности вызвана тем, что в расчетах не учитывалось рассеяние поля излучателей на боковых и задних стенках соседних излучателей.

КСВН антенной решетки по обоим каналам в полосе частот $\pm 1.7\%$ около 2.0 и его величина обусловлена согласованием в запитывающей схеме. Поляризационная развязка каналов, измеренная по падающему полю в дальней зоне антенной решетки, в полосе частот $\pm 1.7\%$ изменяется от -16дБ до -22 дБ.

Таким образом, теоретические и экспериментальные исследования показывают возможность использования микрополосковых излучающих элементов с экраном в виде микрополосковых излучателей с повышенной направленностью и перспективных для создания плоских антенных решеток малой толщины с отклоненным главным максимумом диаграммы направленности для поляризационных радиометров аэрокосмического базирования.

Выводы по разделу

Методом усреднения решена задача возбуждения волноводной волной системы двух смещенных относительно друг друга продольных и поперечных щелей. Полученные решения позволяют понизить до $2N$ порядок СЛАУ и повысить эффективность применения метода наведенных магнитодвижущих сил для расчета характеристик многоэлементных щелевых решеток при различной длине и ориентации излучаемых элементов.

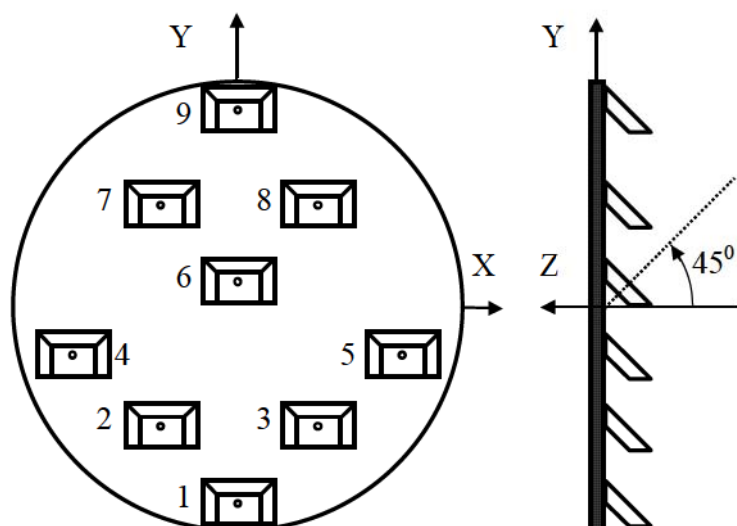


Рис. 5.120. Схема антенной решетки

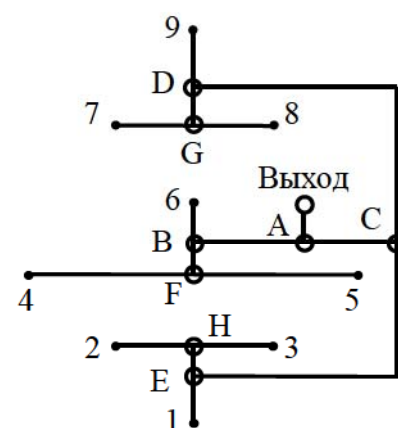
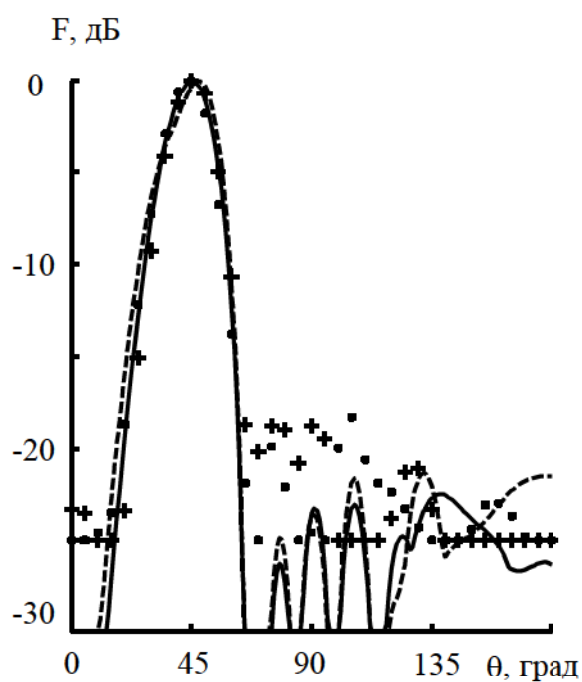
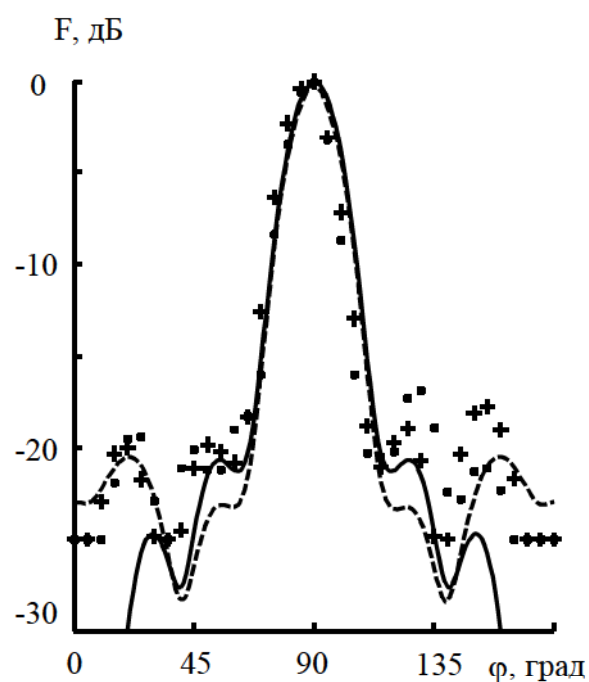


Рис. 5.121. Схема запитки антенной решетки.



а)



б)

Рис. 5.122. Диаграммы направленности антенной решетки в угломестной (а) и азимутальной (б) плоскостях наблюдения при горизонтальной поляризации поля к экрану: “—” — расчет, “.....” — эксперимент и вертикальной поляризации поля: “- - -” — расчет, “+ + +” — эксперимент.

Впервые обнаружено, что в системе из двух одинаковой длины продольных щелей связи в общей широкой стенке двух прямоугольных волноводов при расположении одной из них на оси волновода наблюдается два резонанса, смещенных по частоте на $\pm\Delta f$ от резонансной частоты f_0 одиночной щели. Условия их возникновения обусловлены наличием сильной взаимной связи между щелями и проявляются в случае, когда значение мнимой части собственной проводимости щели равно модулю мнимой части их взаимной проводимости. При этом величина излучаемой мощности сравнима (или превосходит) мощность, излучаемую одиночной щелью.

Показано, что ввиду сильного взаимного влияния друг на друга двух поперечных щелей связи минимальное значение коэффициента отражения $|S_{11}|$ достигается при $Z_0 = 0.4\lambda_g$. При этом вся падающая мощность делится между волноводами поровну и распространяется только в сторону от генератора (делится поровну между вторым и четвертым плечами). Определены условия, при которых двухщелевая система поперечных щелей одинаковой длины, позволяет создать:

- 3-х децибельный ответвитель на заданной частоте, параметры которого не зависят от длины волны в окрестности резонанса одиночной щели;
- 3-х децибельный ответвитель, параметры которого на резонансной частоте для одиночной щели не зависят от расстояния между щелевыми элементами;

Решения, полученные с использованием аппроксимации поля в щелях в виде базисных функций метода усреднения, позволяют определить достаточно точное решение задачи об излучении электромагнитных волн системой поперечных щелей, расположенных в широкой стенке конечной толщины бесконечного (полубесконечного) прямоугольного волновода, с учетом их полного взаимного влияния.

Впервые проведенные электродинамическими методами расчеты многоэлементных решеток показали, что сильную внутреннюю и внешнюю взаимную связь между излучателями можно целенаправленно использовать как дополни-

тельный канал управления полями в раскрывах многоэлементных антенн и резонаторов на их излучающей апертуре. Разработанные математические модели позволяют формировать необходимое амплитудно-фазовое распределение в раскрыве излучающей апертуры путем подбора размеров каждой из щелей, их положения в стенке волновода и расстояний между ними и тем самым создавать антенны с нужной формой диаграммы направленности, требуемым уровнем боковых лепестков, коэффициентом излучения и частотно-энергетическими характеристиками.

В случае комбинированных («групповых») излучателей показано, что путем изменения взаимной связи между щелями в таком излучателе можно изменять его добротность, форму зависимости излучаемой мощности от рабочей длины волны и направление главного максимума диаграммы направленности. Рабочая полоса частот по уровню -3дБ излучаемой мощности может быть менее 2% в узкополосных и до 40% в широкополосных излучателях.

Впервые дан всесторонний анализ характеристик щелевого излучателя, расположенного в сверхразмерном волноводе и возбуждаемого высшими типами волн. Показано, что при длине волны возбуждения, когда в волноводе возникает высший тип волны, поперечная щель в широкой стенке волновода не возбуждается. С уменьшением высоты волновода расширяется диапазон длины волн, в пределах которого не возникают волны высших мод, и резонансная длина поперечной щели остается практически неизменной и близкой к $(0.485 \div 0.495)\lambda$.

Показано, что при создании многочастотных щелевых решеток на базе многомодового волновода, при выборе электрических размеров щелевых излучателей в подрешетках и рабочей полосы частот многоэлементной коротковолновой антенны необходимо учитывать: дисперсионные свойства волновода, от которых зависит резонансная длина щели и излучаемая ею мощность, а также возможность возникновения высших типов волн, когда при длине волны возбуждения, равной критической длине волны моды, щель практически не излучает.

Показано, что в многоэлементных волноводно-резонаторно-щелевых

структурах взаимное влияние между щелью связи и излучающими щелями приводит к сильной зависимости излучаемой мощности, коэффициента отражения, амплитудно-фазового распределения поля в решетке от положения излучающих щелей и щелей связи в стенках резонатора, которые фактически возможно определить только на основе электродинамических методов расчета. Впервые примененный электродинамический метод расчета, в отличие от приведенного в литературе метода эквивалентных проводимостей, позволил установить, что при заданном количестве щелевых излучателей N для конкретного поперечного сечения волновода и резонатора, рабочей длины волны λ можно реализовать требуемое амплитудно-фазовое распределение поля (например, амплитудное – близкое к постоянному) только при определенных смещениях $\Delta x_{н.щ.}$ излучающих щелей относительно средней линии широкой стенки резонатора.

Проведен расчет эквидистантной линейной синфазной щелевой решетки с резонансными продольными щелями одинаковой длины и с одинаковыми по модулю смещениями каждой из щелей решетки относительно средней линии широкой стенки резонатора и выяснено влияние условий возбуждения и положения щелей на коэффициенты излучения и амплитудно-фазовое распределение поля на излучающей апертуре решетки.

Впервые получены выражения для взаимных проводимостей наклонных щелей в узкой стенке волновода, имеющих вырезы в его широкой стенке, и применен метод наведенных магнитодвижущих сил для расчета системы таких щелей. Это позволило впервые получить расчетные зависимости коэффициента излучения системы щелей от длины волны, зависимости изменения фаз напряжений на щелях и максимального коэффициента излучения для двух щелей, а также соответствующей ему длины волны от угла наклона каждой из щелей.

Построена эффективная математическая модель расчета характеристик многоэлементных решеток с наклонными щелями в узкой стенке прямоугольного волновода, позволившая впервые провести расчет волноводно-щелевых решеток со щелями различной длины, с различными вырезами в широкой стенке вол-

новода, ориентацией и расстоянием между щелями. Это дало возможность реализовать требуемые амплитудно-фазовые распределения поля в раскрыве решетки и оптимизировать ее характеристики направленности: диаграмму направленности, уровень боковых лепестков, коэффициент направленного действия, коэффициент усиления. Хорошее согласование расчетов с экспериментальными данными подтверждает достоверность и адекватность разработанной математической модели наблюдаемым физическим явлениям.

Получено строгое решение задачи возбуждения открытой структуры в виде незамкнутой цилиндрической поверхности магнитным диполем, расположенным в произвольной области пространства (рассмотрен частный случай – излучение элементарной щели, расположенной в стенке цилиндрического волновода с бесконечно длинной щелью, и проанализированы характеристики направленности элементарной щели в зависимости от ее углового расположения по отношению к кромке длинной щели). Показано, что при расположении узкой продольной щели на цилиндре с небольшим раскрывом и угловым расположением диполя к щели близком $\varphi \approx 90^\circ$, влияние продольной щели на характеристики направленности диполя практически не сказывается. При другом расположении магнитного диполя, например, вблизи кромки открытой цилиндрической структуры, можно управлять направлением главного максимума диаграммы направленности.

Наличие продольной щели приводит к аномальному экранирующему действию незамкнутой цилиндрической поверхности на поле, возбуждаемое элементарной щелью. Наблюдается сильное отличие зависимости экранирующего действия от такового в случае сплошного цилиндра, которое проявляется явно выраженным резонансным характером. Увеличение раскрыва щели приводит к резонансу при больших значениях ka .

Несимметричное расположение возбуждающей щели при $ka=3.054$ приводит к повышению уровня боковых лепестков и смещению главного максимума диаграммы направленности. При возбуждении цилиндрической ленты элементарной щелью (магнитным диполем), расположенной на ее внутренней поверх-

ности наблюдается резонансное излучение мощности в низкочастотном диапазоне ($ka \approx 1$).

Впервые на основе метода численно-аналитического обращения оператора граничной задачи с привлечением метода моментов построена модель излучающей структуры на основе гибридной линии передачи с электрически длинным излучающим элементом.

Экспериментально исследованы характеристики электрически длинных излучателей и показано их соответствие расчетным данным.

Впервые исследованы и показана возможность управления характеристиками излучения многоэлементных систем на базе ИЗДВ путем изменения взаимной ориентации излучающих элементов.

На основе микрополосковых излучателей создана двумерная неэквидистантная плоская остронаправленная антенная решетка малой толщины с отклоненным главным максимумом диаграммы направленности под углом 45° от направления нормали к решетке и работающей на двух ортогональных линейных поляризациях. Показана перспективность применения микрополосковых излучающих элементов с экраном в виде микрополосковых излучателей с повышенной направленностью для создания плоских антенных решеток с отклоненным максимумом диаграммы направленности и пониженными массогабаритными характеристиками.