

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ВОЗДУШНОГО ТРАНСПОРТА**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ГРАЖДАНСКОЙ АВИАЦИИ» (МГТУ ГА)**

---

**Кафедра радиотехнических устройств  
Д.Н. Яманов**

# **ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН**

**ПОСОБИЕ  
по выполнению лабораторных работ**

**Часть II**

*для студентов II и III курсов  
специальностей 162107, 090302  
всех форм обучения*

**Москва - 2012**

ББК 537  
Я54

Рецензент канд. техн. наук, проф. Ю.П. Сафоненков

Яманов Д.Н.

Я54           Электродинамика и распространение радиоволн: Пособие по выполнению лабораторных работ. Ч. 2. - М.: МГТУ ГА, 2012. – 32 с.

Данное пособие издается в соответствии с рабочей программой учебной дисциплины ЕН.Р.01 «Электродинамика и распространение радиоволн» по Учебному плану для студентов II и III курсов специальностей 162107, 090302 всех форм обучения.

Рассмотрено и одобрено на заседаниях кафедры 24.04.12 г. и методического совета 25.04.12 г.

Редактор И.В. Вилкова

---

Подписано в печать 02.07.12 г.

Печать офсетная  
1,86 усл.печ.л.

Формат 60x84/16  
Заказ № 1478/

1,49 уч.-изд. л.  
Тираж 100 экз.

---

*Московский государственный технический университет ГА*

125993 Москва, Кронштадтский бульвар, д. 20

*Редакционно-издательский отдел*

125493 Москва, ул. Пулковская, д.6а

© Московский государственный  
технический университет ГА, 2012

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1

### ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИКОВ НА СВЧ

#### 1.1. Цель работы

Ознакомиться с измерениями диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь некоторых веществ методом волноводной измерительной линии, нагруженной диэлектриком.

#### 1.2. Краткие сведения из теории

Комплексная диэлектрическая проницаемость вещества в общем случае определяется соотношением

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon \left( 1 - j \frac{\gamma}{\omega \varepsilon} \right) = \varepsilon - j \frac{\gamma}{\omega}.$$

В этом выражении первое слагаемое учитывает обычную диэлектрическую проницаемость, второе слагаемое - проводимость среды ( $\gamma$ ).

Используя понятие комплексной диэлектрической проницаемости, первое уравнение электродинамики (закон полного тока) можно записать в следующем виде

$$\text{rot } \dot{\vec{H}} = \dot{\vec{\delta}}_{\Pi}.$$

Плотность полного тока  $\dot{\vec{\delta}}_{\Pi}$  равна сумме плотности тока смещения ( $\dot{\vec{\delta}}_c$ ) и плотности тока проводимости ( $\dot{\vec{\delta}}_{\gamma}$ )

$$\dot{\vec{\delta}}_{\Pi} = \dot{\vec{\delta}}_c + \dot{\vec{\delta}}_{\gamma} = j\omega\varepsilon\dot{\vec{E}} + \gamma\dot{\vec{E}} = j\omega\varepsilon \left( 1 - j \frac{\gamma}{\omega\varepsilon} \right) \dot{\vec{E}} = j\omega\dot{\varepsilon}\dot{\vec{E}}.$$

Из приведенных выражений следует, что ток проводимости синфазен с напряженностью электрического поля, ток смещения сдвинут по фазе на  $90^\circ$ , а плотность полного тока сдвинута по фазе относительно тока смещения на некоторый угол  $\varphi_e$  (рис. 1.1).

Из приведенного рисунка видно, что

$$\text{tg } \varphi_e = \frac{\delta_{\gamma}}{\delta_c} = \frac{\gamma}{\omega\varepsilon}.$$

Величина  $\text{tg } \varphi_e$  называется тангенсом угла диэлектрических потерь в среде. Она представляет собой отношение величины плотности тока проводимости к величине плотности тока смещения в одной и той же точке среды. Токи смещения сдвинуты по фазе относительно электрического поля на  $90^\circ$ , поэтому они не рассеивают мощности. Они могут существовать в вакууме, где потери отсутствуют. Токи проводимости синфазны с электрическим полем и рассеивают мощность на тепло.

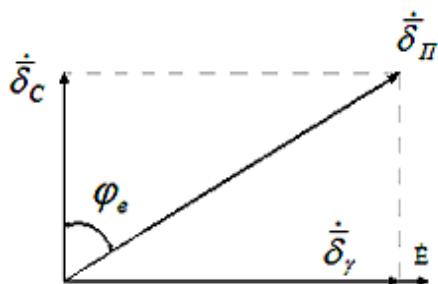


Рис. 1.1. Полный ток и угол диэлектрических потерь

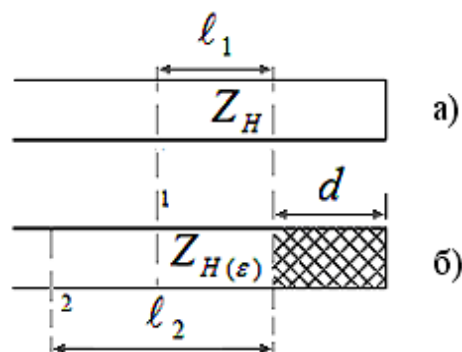


Рис. 1.2. Определение узла напряжения

Чем больше токи проводимости, тем больше тангенс угла потерь и тем больше тепловые потери. Поэтому угол  $\varphi_e$  носит название угла диэлектрических потерь.

В зависимости от величины тангенса угла потерь среды различаются на диэлектрики и проводники.

Диэлектриком называется среда, в которой преобладают токи смещения

$$\delta_{\epsilon} \gg \delta_{\gamma},$$

т.е.

$$\operatorname{tg} \varphi_e \ll 1.$$

Если в среде  $\operatorname{tg} \varphi_e = 0$  ( $\gamma = 0$ ), то она называется идеальным диэлектриком. Примером такой среды является вакуум.

Проводником называется среда, в которой преобладают токи проводимости

$$\delta_{\gamma} \gg \delta_{\epsilon}.$$

В этом случае

$$\operatorname{tg} \varphi_e \gg 1.$$

Если в среде  $\operatorname{tg} \varphi_e \rightarrow \infty$  ( $\gamma = \infty$ ), то она называется идеальным проводником. Примером такой среды являются металлы при возникновении в них явления сверхпроводимости.

Так как величина тангенса угла потерь зависит от частоты ( $\omega$ ), то одна и та же среда в зависимости от частоты может быть и диэлектриком и проводником. В длинноволновом диапазоне радиоволн поверхность земли является проводником, в дециметровом диапазоне она проявляет себя как диэлектрик. По мере увеличения частоты среды все больше проявляют диэлектрические свойства за счет увеличения токов смещения.

Мы установили, что комплексная диэлектрическая проницаемость учитывает токи проводимости, определяющие потери в среде. Эти потери могут вызываться не только токами проводимости. Если диэлектрическая

проницаемость вещества зависит от частоты, то вектор электрической индукции запаздывает по фазе относительно напряженности электрического поля, возникает диэлектрический гистерезис, приводящий к потерям в среде. Это явление наблюдается в случае достаточно высоких частот. Такого рода потери также учитываются комплексной диэлектрической проницаемостью, которую удобно записать в виде суммы действительной и мнимой частей

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' = e^{-j\varphi_e}, \quad (1.1)$$

причем 
$$\dot{D} = \dot{\varepsilon} \dot{E}.$$

Угол диэлектрических потерь равен углу, на который отстает по фазе вектор  $\dot{D}$  от вектора  $\dot{E}$ , и его тангенс определяется отношением

$$\operatorname{tg} \varphi_e = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}.$$

Переходя от (1.1) к обычно используемой на практике относительной диэлектрической проницаемости, можно записать

$$\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0} \left( 1 - j \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \right) = \varepsilon (1 - j \operatorname{tg} \varphi_e),$$

где  $\varepsilon = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0}$  - относительная диэлектрическая проницаемость;

$\varepsilon_0 = 1/120\pi c$ , Ф/м - абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума (электрическая постоянная);

$c$  - скорость света в вакууме.

При наличии диэлектрика длина волны, распространяющейся в линии передачи, и ее волновое сопротивление изменяются.

В отсутствие потерь ( $\varepsilon = \varepsilon'$ ) длина волны в волноводе при наличии диэлектрика определяется соотношением

$$\lambda_{B(\varepsilon)} = \lambda_0 / \sqrt{\varepsilon\mu - (\lambda_0 / \lambda_{кр})^2},$$

где  $\lambda_0$  - длина волны в свободном пространстве;

$\lambda_{кр} = 2a$  - критическая длина волны в волноводе (для волны типа  $H_{10}$ );

$a$  - ширина большой стенки волновода.

Коэффициент фазы выражается формулой

$$K_{z(\varepsilon)} = 2\pi / \lambda_{B(\varepsilon)}.$$

Используя соотношение для

$$\lambda_{B(\varepsilon)}, K_{z(\varepsilon)} \text{ и } 1/\lambda_0^2 = 1/\lambda_B^2 + 1/\lambda_{кр}^2,$$

где  $\lambda_B$  - длина волны в волноводе, и ограничиваясь случаем  $\mu = 1$ , получим

$$\varepsilon = \lambda_0^2 \left[ \left( \frac{K_{Z(\varepsilon)}}{2\pi} \right)^2 + \frac{1}{\lambda_{\text{кр}}^2} \right] = \frac{\frac{1}{\lambda_{\text{кр}}^2} + \left( \frac{K_{Z(\varepsilon)}d}{2\pi d} \right)^2}{\frac{1}{\lambda_B^2} + \frac{1}{\lambda_{\text{кр}}^2}} = \frac{\left( \frac{a}{\pi} \right)^2 \left( \frac{y}{d} \right)^2 + 1}{\left( \frac{2a}{\lambda_B} \right)^2 + 1}, \quad (1.2)$$

где  $d$  - длина диэлектрика;

$$y = K_{Z(\varepsilon)} d.$$

Покажем, что  $K_{Z(\varepsilon)}d$  определяется путем решения уравнения

$$K = tg y/y.$$

Для нахождения  $K$  рассмотрим схему, представленную на рис. 1.2. В короткозамкнутом волноводе (рис. 1.2 а) узел напряжения находится на расстоянии  $\ell_1 + d$  от замкнутого конца волновода (плоскость 1). В этом случае  $Z_n$  на расстоянии  $d$  от конца волновода равно

$$Z_n = jZ_0 tg K_Z d,$$

где  $K_Z = 2\pi/\lambda_B$ ;

$Z_0$  - волновое сопротивление волновода без диэлектрика.

$Z_n$  можно пересчитать в плоскость 1 по формуле

$$Z_1 = Z_0 (Z_n + jZ_0 tg K_Z \ell_1) / (Z_0 + jZ_0 tg K_Z \ell_1).$$

Так как в плоскости 1 находится узел напряжения, то числитель правой части последнего выражения равен нулю, поэтому

$$Z_n = -jZ_0 tg K_Z \ell_1.$$

Из последних соотношений получим

$$tg K_Z \ell_1 = -tg K_Z d. \quad (1.3)$$

Если часть волновода заполнена диэлектриком без потерь с диэлектрической проницаемостью, равной  $\varepsilon$  (рис. 1.2 б), то узел напряжения сместится в плоскость 2 и сопротивление на границе диэлектрик-волновод определится выражением

$$Z_{n(\varepsilon)} = jZ_{0(\varepsilon)} tg K_{Z(\varepsilon)} d,$$

где  $Z_{0(\varepsilon)}$  и  $K_{Z(\varepsilon)}$  - волновое сопротивление и коэффициент фазы волновода с диэлектриком.

Пересчитав сопротивление  $Z_{n(\varepsilon)}$  в плоскость 2, получим

$$Z_0 \frac{Z_{n(\varepsilon)} + jZ_0 tg K_Z \ell_2}{Z_0 + jZ_{n(\varepsilon)} tg K_Z \ell_2} = 0.$$

Из последних двух равенств с учетом, что

$$\frac{Z_{0(\varepsilon)}}{Z_0} = \frac{K_Z}{K_{Z(\varepsilon)}},$$

получим

$$\frac{\operatorname{tg} K_z \ell_2}{K_z d} = \frac{\operatorname{tg} K_{z(\varepsilon)} d}{K_{z(\varepsilon)} d}.$$

Обозначив  $\ell_2 - \ell_1 = \Delta$ , имеем

$$\operatorname{tg} K_z \ell_2 = \operatorname{tg}(K_z \ell_1 + K_z \Delta) = \frac{\operatorname{tg} K_z \ell_1 + \operatorname{tg} K_z \Delta}{1 - \operatorname{tg} K_z \ell_1 \cdot \operatorname{tg} K_z \Delta}.$$

Используя выражение (1.3), получим

$$\frac{-\operatorname{tg}(\Delta - d)K_z}{K_z d} = \frac{\operatorname{tg} y}{y} = K; \quad K = \frac{\operatorname{tg} K_{z(\varepsilon)} d}{K_{z(\varepsilon)} d}, \quad (1.4)$$

где значение  $\Delta$  измеряется с помощью измерительной линии, а

$$K = -\operatorname{tg}(\Delta - d)K_z / K_z d$$

может быть рассчитано.

Решение этого уравнения можно табулировать (таблицы значения  $\operatorname{tg} x/x$  для  $x$  в пределах от 0 до 26,9 рад имеются в лаборатории) или найти, построив график  $\operatorname{tg} y/y = f(y)$ .

Теоретически имеется бесконечное число решений этого трансцендентного уравнения. Поэтому, если  $\varepsilon$  неизвестно, то необходимо произвести измерения для двух образцов одного и того же диэлектрика различной длины  $d_1$  и  $d_2$ . Искомым значением  $\varepsilon$  явится то, которое удовлетворяет уравнениям для  $d_1$  и  $d_2$ .

### 1.3. Экспериментальная часть

#### 1.3.1. Описание установки и ее схема

Установка для измерения диэлектрической проницаемости диэлектриков (рис. 1.3) состоит из генератора - 1 с эталонным аттенуатором - 2, вентиля или аттенуатора - 3, волноводной линии передачи - 4, измерительной линии - 5 с детекторной головкой - 6, с которой сигнал поступает на индикатор - 7 (усилитель УЗ-29). На конце линии включаются исследуемые объекты - 8 (набор диэлектрических вставок) с короткозамыкающей металлической пластинкой (рис. 1.3, деталь 1).

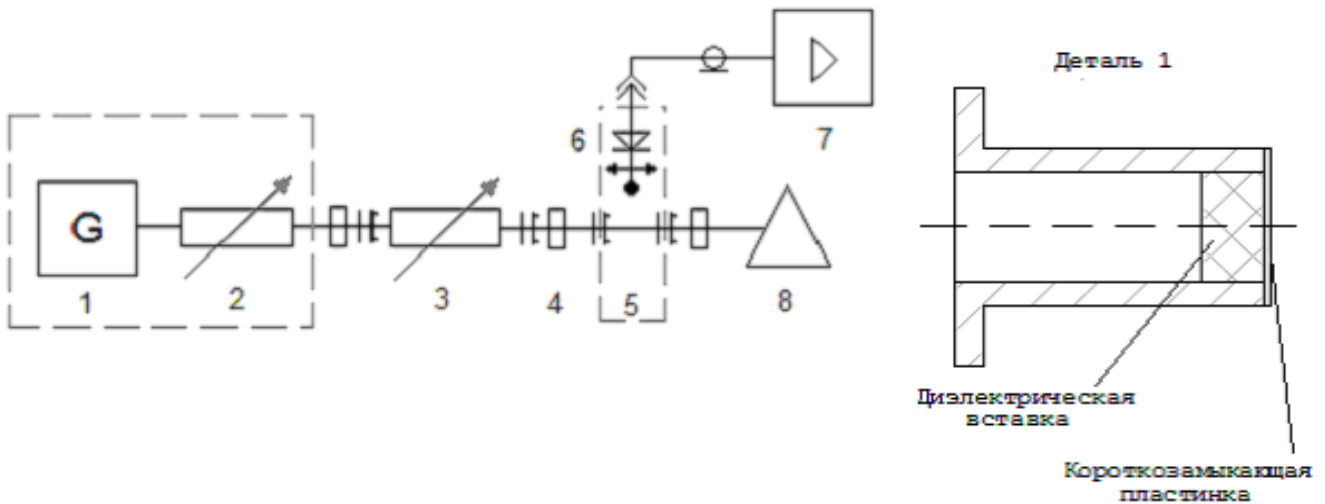


Рис. 1.3. Установка для измерения диэлектрической проницаемости вещества методом волноводной измерительной линии, нагруженной диэлектриком

### 1.3.2. Порядок выполнения эксперимента и содержание отчета

1. Ознакомиться с установкой, включить генератор, после его прогрева по шкале частот определяется частота генератора, установленная лаборантом, и переводится в длину волны генератора  $\lambda_{ген} = \lambda_0$ .

2. Замкнув выход линии металлической пластинкой, настроить измерительную головку измерительной линии, т.е. оптимизировать глубину погружения зонда в волновод и настроить резонатор в резонанс – по максимальному значению показаний индикаторного прибора усилителя.

3. Определить положение  $l_1$  - узла напряжения линии без диэлектрика и измерить  $\lambda_B$  (рис. 1.2 а).

4. Поместить исследуемый диэлектрик в волновод вплотную к короткозамыкающей пластинке (рис. 1.2 б) и определить положение  $l_2$  - ближайшего к генератору узла напряжения в линии при наличии диэлектрика.

5. Найти  $\Delta = l_2 - l_1$ .

6. Вычислить К по формуле (1.4).

7. Найти ряд значений  $Y$  из таблиц (таблицы значений  $\frac{tg x}{x}$  для  $x$  в пределах от 0 до 26,9 рад имеются в лаборатории) и отношений  $y/d$  последовательно для диэлектриков с  $d = d_1$  и  $d = d_2$ .

8. Искомой величиной  $\mathcal{E}$  является та величина, для которой  $y/d$  одинаково в обоих рядах значений, полученных для  $d_1$  и  $d_2$ .

9. Пользуясь вышеизложенной методикой, определить  $\mathcal{E}$  другого диэлектрика.



### 1.4. Контрольные вопросы

1. Запишите формулу для комплексной диэлектрической проницаемости.
2. Дайте определение тангенса угла диэлектрических потерь.
3. Почему токи смещения не рассеивают мощность на тепло?
4. Почему токи проводимости рассеивают мощность на тепло?
5. Какая среда называется диэлектриком? Идеальным диэлектриком?
6. Какая среда называется проводником? Идеальным проводником?
7. К чему приводит зависимость тангенса угла потерь от частоты?
8. При каком условии возникает диэлектрический гистерезис?
9. Как определяется длина волны в волноводе при наличии диэлектрика?
10. В чем заключается метод волноводной измерительной линии, нагруженной диэлектриком?
11. Дайте описание схемы экспериментальной установки для измерения диэлектрической проницаемости.
12. Поясните порядок выполнения эксперимента.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ВОЛНОВЫХ МАТРИЦ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА

#### 2.1. Цель работы

Знакомство с волновыми матрицами, физическим смыслом их элементов и методикой их экспериментального определения.

#### 2.2. Краткие сведения из теории

При подготовке к лабораторному занятию необходимо изучить материалы, изложенные в [1-6] и настоящих методических указаниях.

В теории устройств СВЧ преимущественно рассматриваются внешние характеристики четырехполосника, устанавливающие связи между режимами его плеч, и практически не затрагиваются закономерности внутреннего электромагнитного поля. Для расчета внешних характеристик устройств используется матричный аппарат. Настоящая лабораторная работа посвящена определению матриц пассивных, линейных четырехполосников. Матрицы четырехполосников определяют характер взаимосвязи между режимами его плеч.

Особые свойства СВЧ-устройств привели к необходимости использования помимо классических матриц (передачи  $[a]$ , сопротивления  $[Z]$  и проводимости  $[Y]$ ) волновых матриц рассеяния  $[S]$  и передачи  $[T]$ , определяющих связи между нормированными напряжениями падающих  $U_{II}$  и отраженных  $U_i$  волн (рис. 2.1). Падающие волны - это волны, распространяющиеся к четырехполоснику, а отраженные - от четырехполосника. Нормированные напряжения этих волн связаны

линейными соотношениями, называемыми волновыми уравнениями передачи

$$\begin{aligned} U_{1\dot{i}} &= T_{11}U_{2\dot{i}} + T_{12}U_{2\dot{i}}; \\ U_{1\dot{i}} &= T_{21}U_{2\dot{i}} + T_{22}U_{2\dot{i}} \end{aligned} \quad (2.1)$$

и рассеяния

$$\begin{aligned} U_{1\dot{i}} &= S_{11}U_{1\dot{i}} + S_{12}U_{2\dot{i}}; \\ U_{2\dot{i}} &= S_{21}U_{1\dot{i}} + S_{22}U_{2\dot{i}}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

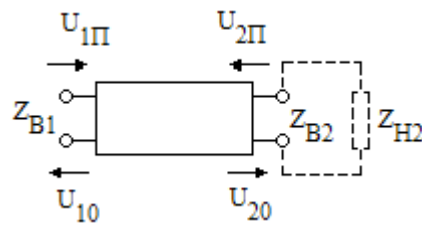


Рис .2.1. Четырехполюсник

В матричной форме

$$\begin{pmatrix} U_{1\dot{i}} \\ U_{1\dot{i}} \end{pmatrix} = [T] \begin{pmatrix} U_{2\dot{i}} \\ U_{2\dot{i}} \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} U_{1\dot{i}} \\ U_{2\dot{i}} \end{pmatrix} = [S] \begin{pmatrix} U_{1\dot{i}} \\ U_{2\dot{i}} \end{pmatrix},$$

где  $[T]$ ,  $[S]$  - нормированные волновые матрицы передачи и рассеяния.

Физический смысл элементов классических матриц, как известно, определяется в режимах работы четырехполюсника на холостой ход и короткое замыкание. При установлении физического смысла элементов волновых матриц роль такого "характерного" режима играет режим согласованной нагрузки. При передаче энергии слева направо (прямая передача) к выходным зажимам подключается согласованная нагрузка  $Z_{H2} = Z_{B2}$  (рис. 2.1). Тогда  $U_{2\Pi} = 0$ , и из уравнения (2.2) следует:

$$S_{11} = \left. \frac{U_{1\dot{i}}}{U_{1\dot{i}}} \right|_{U_{2\dot{i}}=0} \quad - \quad \text{коэффициент отражения на входе 1}$$

четырехполюсника при согласованной нагрузке;

$$S_{21} = \left. \frac{U_{2\dot{i}}}{U_{1\dot{i}}} \right|_{U_{2\dot{i}}=0} \quad - \quad \text{коэффициент передачи при согласованном выходе и}$$

прямой передаче.

При обратной передаче (слева направо) и согласованном выходе 1

( $Z_{H1} = Z_{B1}, U_{1\bar{I}} = 0$ ) может быть определен физический смысл остальных элементов матрицы рассеяния:

$$S_{12} = \frac{U_{1\hat{I}}}{U_{2\bar{I}}} \Bigg|_{U_{1\bar{I}}=0} \quad - \text{коэффициент передачи при обратной передаче и}$$

согласованном выходе 1;

$$S_{22} = \frac{U_{2\hat{I}}}{U_{2\bar{I}}} \Bigg|_{U_{1\bar{I}}=0} \quad - \text{коэффициент отражения на входе 2 при согласованном}$$

выходе 1.

Элементы волновых матриц передачи [T] и рассеяния [S] связаны следующими соотношениями:

$$T_{11} = \frac{1}{S_{21}}; T_{12} = -\frac{S_{22}}{S_{21}}; T_{21} = \frac{S_{11}}{S_{12}}; T_{22} = S_{12} - \frac{S_{11}S_{22}}{S_{21}}. \quad (2.3)$$

Элементы  $T_{12}, T_{21}, T_{22}$  не имеют четкого физического смысла;  $T_{11}$  - коэффициент, обратный коэффициенту передачи  $S_{21}$ . В матрице рассеяния все элементы имеют простой физический смысл, непосредственно связаны с рабочим режимом и могут быть достаточно просто измерены.

В общем случае каждый четырехполюсник определяется четырьмя независимыми комплексными элементами матрицы, т.е. восемью вещественными величинами:

$$S_{11} = |S_{11}|e^{j\varphi_{11}}; S_{12} = |S_{12}|e^{j\varphi_{12}}; S_{21} = |S_{21}|e^{j\varphi_{21}}; S_{22} = |S_{22}|e^{j\varphi_{22}}$$

или

$$T_{11} = |T_{11}|e^{j\psi_{11}}; T_{12} = |T_{12}|e^{j\psi_{12}}; T_{21} = |T_{21}|e^{j\psi_{21}}; T_{22} = |T_{22}|e^{j\psi_{22}}.$$

Существует большое количество устройств, для которых число независимых вещественных элементов может быть уменьшено благодаря установлению дополнительных связей между ними. Эти связи обуславливаются свойствами взаимности, симметрии и реактивности (недиссипативности).

Условия взаимности в параметрах волновых матриц имеют вид

$$\begin{aligned} S_{12} &= S_{21}; \quad |S_{12}| = |S_{21}|; \quad \varphi_{12} = \varphi_{21}; \\ \Delta T &= 1; \quad \Delta T = T_{11}T_{22} - T_{12}T_{21}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Количество независимых вещественных элементов матриц уменьшается до шести. Матрица [S] взаимного четырехполюсника имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}.$$

Условия симметрии:

$$\begin{aligned} S_{11} &= S_{22}; & S_{21} &= S_{12}; \\ T_{21} &= -T_{12}; & \Delta T &= 1. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Матрица  $[S]$  симметричного четырехполюсника

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{bmatrix}.$$

Симметричный четырехполюсник всегда взаимен. Количество независимых вещественных элементов сокращается до четырех.

Если в четырехполюснике отсутствуют диссипативные потери, то такой четырехполюсник называется реактивным или недиссипативным. Условие реактивности в матричной форме имеет вид

$$[S]_t^* [S] = E, \quad (2.6)$$

где  $E$  - единичная матрица;

$$E = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix};$$

$[S]_t^*$  - матрица, эрмитово сопряженная с матрицей  $[S]$  (каждый элемент транспонированной матрицы заменен сопряженным).

В развернутом виде условие (2.6) сводится к следующим равенствам:

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1, \quad |S_{22}|^2 + |S_{12}|^2 = 1; \quad (2.7)$$

$$|S_{11}| = |S_{22}|, \quad |S_{12}| = |S_{21}|; \quad (2.8)$$

$$\varphi_{11} + \varphi_{22} = \varphi_{12} + \varphi_{21} \pm \pi. \quad (2.9)$$

Для реактивного четырехполюсника модули коэффициентов отражения и передачи не зависят от направления передачи энергии. При изменении направления передачи изменяются лишь фазы прошедших и отраженных волн, а их амплитуды не изменяются. Фазы всех элементов матрицы рассеяния не являются независимыми величинами.

Матрица невзаимного реактивного четырехполюсника определяется четырьмя вещественными элементами: одним модулем и тремя фазами, например,  $|S_{11}|, \varphi_{11}, \varphi_{22}, \varphi_{12}$ .

Если четырехполюсник реактивный и взаимный, то независимыми остаются только 3 вещественных элемента  $|S_{11}|, \varphi_{11}, \varphi_{22}$  и его матрица имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} |S_{11}| e^{j\varphi_{11}} & \sqrt{1 - |S_{11}|^2} e^{j(\varphi_{11} \pm \pi/2)} \\ \sqrt{1 - |S_{11}|^2} e^{j(\varphi_{11} \pm \pi/2)} & |S_{11}| e^{j\varphi_{22}} \end{bmatrix}. \quad (2.10)$$

Если же реактивный четырехполюсник симметричен, то остается два независимых вещественных элемента  $|S_{11}|$ ,  $\varphi_{11}$ , и матрица имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} |S_{11}| e^{j\varphi_{11}} & \sqrt{1 - |S_{11}|^2} e^{j(\varphi_{11} \pm \pi/2)} \\ \sqrt{1 - |S_{11}|^2} e^{j(\varphi_{11} \pm \pi/2)} & |S_{11}| e^{j\varphi_{11}} \end{bmatrix}. \quad (2.11)$$

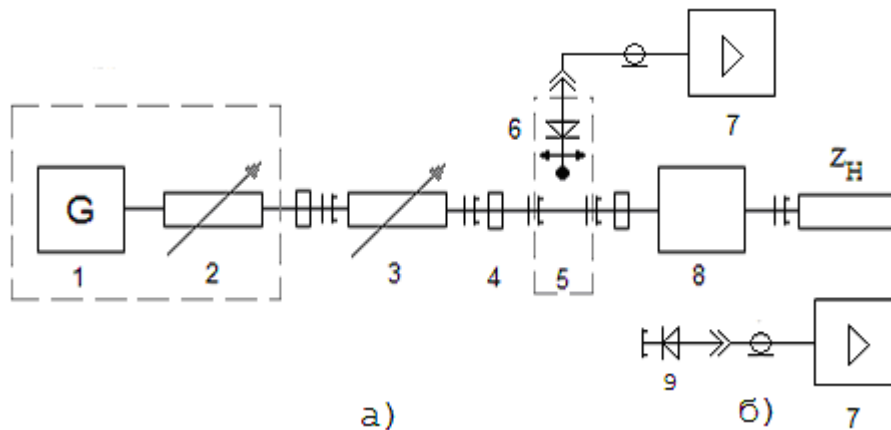


Рис. 2.2. Установка для определения элементов волновых матриц четырехполюсника

Экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 2.2, состоит из генератора - 1 с эталонным аттенюатором - 2, вентиля или аттенюатора - 3, волноводной линии передачи - 4, измерительной линии - 5 с детекторной головкой - 6, с которой сигнал поступает на индикатор - 7 (усилитель УЗ-29). На конце линии включаются исследуемые четырехполюсники - 8, к выходу которых могут подключаться: короткозамыкатель; согласованная нагрузка; детекторная секция - 9 (с детекторной секции сигнал поступает на индикатор-7).

### 2.3.2. Порядок выполнения эксперимента и содержание отчета

Все подлежащие исследованиям четырехполюсники взаимны. На основании априорных сведений необходимо определить, являются ли они симметричными и реактивными и, следовательно, установить количество независимых вещественных элементов.

1. Измерить положение условного конца линии (УКЛ)  $\ell_k$ . При определении элементов матриц необходимо знать расстояние от нагрузки

(начало отсчета) до ближайшего минимума напряжения. Однако конструкция измерительной линии не позволяет отсчитывать это расстояние непосредственно от нагрузки. В связи с этим за начало отсчета принимается УКЛ, положение которого определяется как положение ближайшего к концу линии узла напряжения при коротком замыкании (к концу линии подключается короткозамыкатель - закорачивающая пластина). Для точного определения положения узла напряжения применяется метод "вилки" (метод двух отсчетов).

Фиксируются два положения зонда измерительной линии  $l_{K1}$  и  $l_{K2}$  (рис. 2.3), для которых показания индикатора - 7 (рис. 2.2 а)  $a_1$  отличаются от нуля и одинаковы. Положение УКЛ определяется как среднее  $l_K = (l_{K1} + l_{K2})/2$ .

2. Измерить длину волны в линии  $\lambda_B$ . Методом "вилки" определить положение второго узла, ближайшего к УКЛ -  $l_1$  (рис. 2.3). Тогда длина волны будет  $\lambda_B = 2(l_1 - l_K)$ .

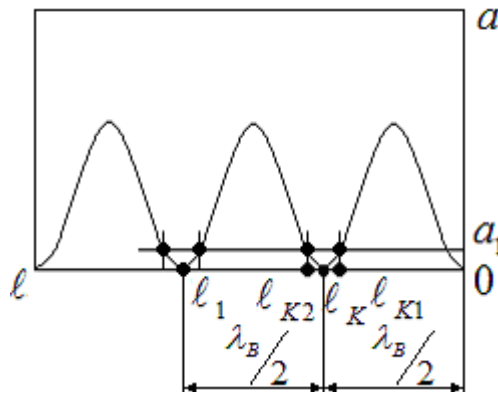


Рис. 2.3. Метод "вилки"

3. Измерить  $|S_{11}|$ . К измерительной линии подключить исследуемый четырехполюсник плечом - 1. К плечу - 2 четырехполюсника подключить согласованную нагрузку (рис. 2.2 а). Определить  $KCB$ :  $KCB = E_{\max}/E_{\min}$  или  $KCB = \sqrt{a_{\max}/a_{\min}}$ , где  $E_{\max}$ ,  $E_{\min}$  - величины поля в пучности (максимуме) и узле (минимуме), а  $a_{\max}$ ,  $a_{\min}$  - максимальное и минимальное показания индикатора - 7 (рис. 2.2 а). Определить

$$|S_{11}| = \frac{KCB - 1}{KCB + 1}.$$

Чтобы измерения не зависели от нелинейности характеристики детектора, можно измерить  $KCB$  в дБ (т.е. находить  $20 \lg KCB$ , дБ) путем

измерения затухания, вносимого эталонным аттенюатором так, чтобы рабочая точка на характеристике детектора не смещалась при переходе от максимума поля к его минимуму. При этом показания на индикаторе  $a_1$  остаются постоянными. По разности этих двух показаний аттенюатора находится  $KCB$ , дБ

$$KCB = \alpha_{att.макс} - \alpha_{att.мин}, \text{ дБ}$$

при  $a_1 = const$ ,

где  $\alpha_{att.макс}$  - показания аттенюатора в максимуме (в пучности) поля (зафиксировать показание на индикаторе  $a_1$ );

$\alpha_{att.мин}$  - показания аттенюатора в минимуме (узле) поля при том же значении показания на индикаторе  $a_1$ .

Затем это значение переводится в  $KCB$  (в размах).

Такой метод измерения  $KCB$  дает лучшую точность, так как при большой разнице в величинах  $E_{макс}$  и  $E_{мин}$  характеристику детектора нельзя аппроксимировать ни квадратичным, ни линейным законом.

4. Определить  $\varphi_{11}$ . Методом "вилки" найти положение ближайшего к концу линии минимума напряжения  $\ell_1$ . Рассчитать величину смещения его относительно УКЛ  $\Delta\ell_1 = |\ell_K - \ell_1|$ . Величине  $\Delta\ell$  присваивается знак "минус" при смещении  $\ell_1$  относительно  $\ell_K$  в сторону нагрузки и знак "плюс" - при смещении к генератору. Рассчитать  $\varphi_{11} = 2K_z\Delta\ell_1$ , где  $K_z$  - коэффициент фазы,  $K_z = 2\pi/\lambda_B$ .

5. Измерить  $|S_{21}|$ . К четырехполюснику вместо согласованной нагрузки подключить согласованную детекторную головку (рис. 2.2 б), выход которой подключить к индикатору - 7 (усилителю УЗ-29). Записать показания индикатора  $a_2$ . Затем детекторную головку подключить непосредственно к измерительной линии и записать показания индикатора  $a_1$ , которые ввиду квадратичности характеристики диода детекторной головки пропорциональны мощности, поступающей в плечо-1 четырехполюсника. Величина  $a_2$ , пропорциональна мощности на выходе четырехполюсника, следовательно,

$$|S_{21}| = \sqrt{a_2/a_1}.$$

6. Поменять местами вход и выход четырехполюсника, т.е. плечо - 2 подключить к линии, а к плечу - 1 подключить согласованную нагрузку. Измерить  $KCB$ . Рассчитать

$$|S_{22}| = \frac{KCB-1}{KCB+1}.$$

Измерить положение минимума напряжения  $\ell_2$ , рассчитать  $\Delta\ell_2 = |\ell_K - \ell_2|$  и  $\varphi_{22} = 2K_z \Delta\ell_2$ .

7. Вместо согласованной нагрузки к плечу - 1 четырехполюсника подключить согласованную детекторную головку и аналогично п.5 измерить величины, пропорциональные мощности на выходе четырехполюсника  $a_1$  и на входе  $a_2$ . Определить

$$|S_{12}| = \sqrt{a_1/a_2}.$$

8. Если четырехполюсник взаимный и реактивный, то с помощью измеренных  $|S_{11}|$ ,  $\varphi_{11}$ ,  $\varphi_{22}$  рассчитать все элементы матриц  $[S]$  и  $[T]$ , воспользовавшись связями (2.4), (2.7), (2.8), (2.9), (2.3). Сравнить рассчитанные величины элементов  $|S_{22}|$ ,  $|S_{21}|$ ,  $|S_{12}|$  с измеренными. Записать матрицы  $[S]$  и  $[T]$ .

Если четырехполюсник симметричный и реактивный, то с помощью измеренных  $|S_{11}|$ ,  $\varphi_{11}$  рассчитать все параметры матриц  $[S]$  и  $[T]$ , воспользовавшись связями (2.5), (2.7), (2.8), (2.9), (2.3). Сравнить рассчитанные величины элементов  $|S_{22}|$ ,  $\varphi_{22}$ ,  $|S_{21}|$ ,  $|S_{12}|$  с измеренными. Записать матрицы  $[S]$  и  $[T]$ .

Оформление отчета и его содержание должны отвечать общим требованиям к отчетам, изложенным во вводных указаниях [2].

## 2.4. Контрольные вопросы

1. Как записываются волновые уравнения рассеяния и передачи?
2. Каков физический смысл элементов волновых матриц?
3. Какие четырехполюсники называются взаимными? Как записываются условия взаимности?
4. Какие четырехполюсники называются симметричными? Как записываются условия симметрии?
5. Какие четырехполюсники называются реактивными? Как записываются условия реактивности?
6. Каково количество независимых действительных параметров матриц четырехполюсника, обладающего какими-либо свойствами из перечисленных выше?
7. Что представляет собой экспериментальная установка?
8. Как измеряются элементы матрицы рассеяния?



## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

### ПРОХОДНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

#### 3.1. Цель работы

1. Ознакомление с работой проходных резонаторов.
2. Снятие зависимости ослабления в нескольких проходных резонаторах при разных проводимостях на его концах в функции частоты. Измерение резонансных частот на различных обертонах.
3. Расчет и измерение нагруженной добротности, входной нормированной проводимости резонатора и проводимости контура в схеме замещения.

#### 3.2. Краткие сведения из теории

Задача о выборе элементов фильтра СВЧ требует решения вопроса о замене идеальных сосредоточенных элементов прототипа фильтра на элементы СВЧ [2-5].

Решение этой задачи допускает в зависимости от диапазона частот несколько вариантов, которые зависят от типа линии передачи и полосы пропускания фильтра  $2\Delta f/f_0$ , где  $2\Delta f$  полоса пропускания частот по заданному уровню ослабления;  $f_0$  - номинальная частота. Если полоса пропускания фильтра не превышает 5%, то наиболее распространенным является замена сосредоточенных емкостей, индуктивностей и колебательных контуров прототипа (рис. 3.1 а) короткими ( $\ell \leq \lambda/4$ ) отрезками разомкнутых или короткозамкнутых линий передачи (рис. 3.1 б).

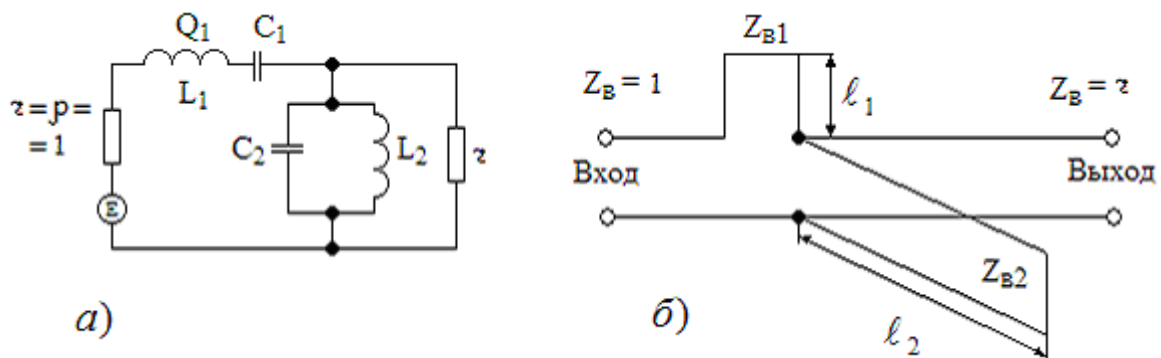


Рис. 3.1. Замена реактивностей и резонансных контуров отрезками линий передачи: а - прототип; б - его реализация на короткозамкнутых шлейфах

При синтезировании полосно-пропускающих фильтров СВЧ с требуемой частотной характеристикой отдельными звеньями их конструкции могут служить проходные резонаторы, которые образуются двумя (чаще всего, одинаковыми) разнесенными реактивными нерегулярностями, не обладающими резонансными свойствами (например, в волноводе индуктивными и емкостными

диафрагмами или штырями [2] (рис. 1.6)). Эти реактивности имеют параллельную схему замещения.

При стремлении реактивной проводимости  $jb$  к бесконечности, что соответствует уменьшению отверстия в диафрагмах, в пределе получается классический объемный резонатор, закороченный с двух сторон отрезок линии передачи, условие резонанса в котором имеет вид  $K_z \ell = n\pi$ , при  $n=0, 1, 2, 3, \dots$ . Однако передача мощности через такой резонатор невозможна и поэтому такая резонансная система не годится для использования ее в фильтрах СВЧ.

При конечных значениях реактивной проводимости  $jb$  появляется возможность обмена энергией с подводными линиями передачи. Отверстие на входе резонатора обеспечивает в нем возбуждение колебаний, а на выходе отверстие служит для передачи энергии в нагрузку.

Степень связи, а следовательно, и полосу пропускания можно регулировать подбором величины реактивной проводимости  $jb$ .

Количественные соотношения, характеризующие связь резонатора с его входными и выходными цепями, можно провести на примере проходного резонатора, выполненного на основе волноводной линии передачи. Исследование обычно проводится без учета собственных потерь в резонаторе ( $Q_0 \rightarrow \infty$ ), и поэтому нагруженная добротность будет являться его внешней добротностью  $Q_H \cong Q_{BH}$ . Последняя может быть измерена по ширине резонансной кривой, где границы полосы пропускания  $2\Delta f_{0,5}$  соответствуют коэффициенту передачи по мощности  $K_p$ , равному 0,5, или ослаблению  $L = 1/K_p = 2$ . Схема замещения проходного резонатора представляет собой длинную линию, эквивалентную волноводу с волной рабочего типа  $H_{10}$  с волновой проводимостью  $Y_B$ , которая шунтирована двумя реактивными проводимостями  $jb$  (рис. 3.2), являющимися схемами замещения нерегулярностей. Проводимости расположены на электрическом расстоянии  $\varphi = K_z \ell$ , которое достаточно велико, чтобы можно было пренебречь взаимодействием через поля высших типов волн, которые возникают в месте установки нерегулярностей (диафрагм). Их возбуждение связано с тем, что иначе нельзя удовлетворить граничным условиям на сложной форме контура поперечного сечения. Эти волны высшего типа находятся в закритическом режиме.

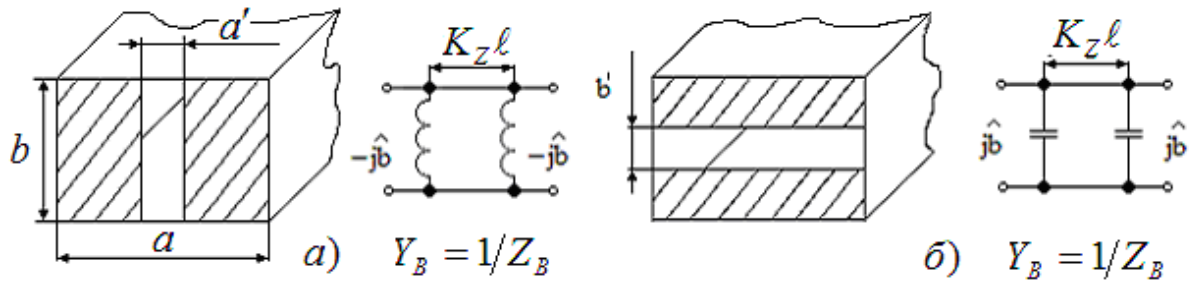


Рис. 3.2. Эквивалентные схемы проходных резонаторов: а - на индуктивных реактивностях в виде индуктивных диафрагм в волноводе; б - на емкостных реактивностях в виде емкостных диафрагм в волноводе

Определим ослабление четырехполосника, под которым понимается отношение мощности падающей волны на входе и мощности волны, прошедшей через четырехполосник на согласованный выход

$$L = \frac{P_{1cp}^+}{P_{2cp}^-} \Big|_{P_{2cp}^+ = 0} = \frac{1}{K_p} = \frac{1}{|S_{21}|^2}, \quad (3.1)$$

где индексы "1" относятся к входу четырехполосника, "2" - к его выходу, а знаки "+" и "-" к падающим и отраженным волнам соответственно. Волны, бегущие к четырехполоснику, называются падающими, а от четырехполосника - отраженными (рис. 3.3). Коэффициент  $S_{21}$  определяет отношение нормированных комплексных амплитуд отраженной волны на вторых зажимах и падающей волны на первых зажимах при отсутствии падающей волны на вторых зажимах (п. 2.2). Другими словами  $S_{21}$  является комплексным коэффициентом передачи с первых зажимов на вторые (т.е. с входа на выход), а  $K_p$  - коэффициент передачи по мощности. Отсутствие падающей волны на вторых зажимах означает не только отсутствие генератора во второй линии, но и наличие согласования.

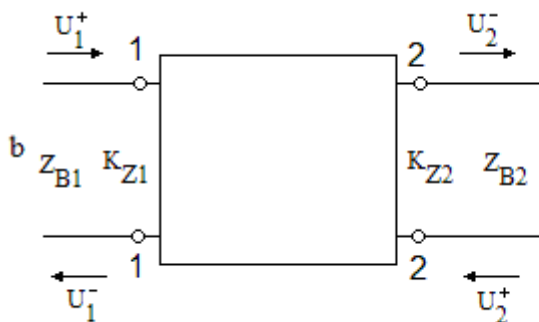


Рис. 3.3. Падающие  $U^+$  и отраженные  $U^-$  волны на входе (индексы «1») и выходе (индексы «2») четырехполосника

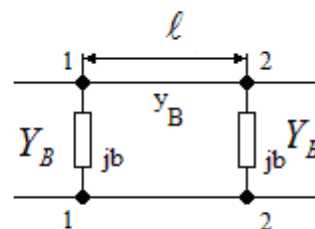


Рис. 3.4. Эквивалентная схема четырехполосника проходного резонатора

При согласованном выходе нормированная проводимость в точках 2-2 равна  $\hat{Y}_{22} = 1 + jb$ , где  $\hat{Y}_{22} = Y_{22}/Y_B$ ,  $\hat{b} = b/Y_B$ ,  $Y_B = 1/Z_B$ , где  $Y_B$  - волновая проводимость;  $Z_B$  - волновое сопротивление.

Как известно, нормированная входная проводимость  $\hat{Y}$  в сечении, удаленном на расстояние  $\ell$  от нагрузки  $\hat{Y}_H$  к генератору, будет равна

$$\hat{Y} = \frac{\hat{Y}_H + j \operatorname{tg} K_z \ell}{1 + j \hat{Y}_H \operatorname{tg} K_z \ell}. \quad (3.2)$$

Для схемы замещения рис. 3.4 входная нормированная проводимость на входе 1-1

$$\hat{Y}_{11} = j\hat{b} + \frac{(1 + j\hat{b}) + j \operatorname{tg} K_z \ell}{1 + j(1 + j\hat{b}) \operatorname{tg} K_z \ell}. \quad (3.3)$$

Коэффициент отражения от сечения 1-1 находится как

$$\tilde{A} = \frac{\dot{Y}_B - \dot{Y}_{11}}{\dot{Y}_B + \dot{Y}_{11}} = \frac{1 - \hat{Y}_{11}}{1 + \hat{Y}_{11}} = \frac{-j\hat{b}(2 - \hat{b} \operatorname{tg} K_z \ell)}{2(1 - \hat{b} \operatorname{tg} K_z \ell) + j[\hat{b}(2 - \hat{b} \operatorname{tg} K_z \ell) + 2 \operatorname{tg} K_z \ell]}. \quad (3.4)$$

Ввиду того, что собственные потери в резонаторе не учитываются, то коэффициент передачи четырехполюсника  $S_{21}$  и коэффициент отражения от сечения 1-1 связаны соотношением

$$|S_{21}|^2 = 1 - |\Gamma|^2 = K_p, \quad (3.5)$$

которое вытекает из равенства

$$P_{\text{вх}} = P_{\text{вых}} + P_{\text{отр}} \quad \text{или} \quad 1 = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} + \frac{P_{\text{отр}}}{P_{\text{вх}}} = K_p + |\Gamma|^2. \quad (3.6)$$

Отсюда ослабление волны, прошедшей через резонатор, будет равно

$$L = \frac{1}{K_p} = \frac{1}{1 - |\tilde{A}|^2} = 1 + \left[ \hat{b} \left( \cos K_z \ell - \frac{\hat{b}}{2} \sin K_z \ell \right) \right]^2, \quad (3.7)$$

где  $\hat{b}$  - нормированная реактивная проводимость неоднородностей;

$K_z$  - коэффициент фазы в линии передачи;

$\ell$  - длина резонатора.

Ввиду того, что нерегулярности являются нерезонансными,  $\hat{b} \neq 0$ . На резонансных частотах резонатора ослабление должно быть равно 1, так как четырехполюсник (рис. 3.5) имеет параллельную схему замещения и в отсутствии потерь сопротивление контура бесконечно. Отсюда следует, что

$$\cos K_z \ell_0 = \frac{\hat{b}_0}{2} \sin K_z \ell_0 \quad \text{или} \quad \operatorname{tg} K_z \ell_0 = \operatorname{tg}(\varphi_0 + p\pi) = \frac{2}{\hat{b}_0} + p\pi \quad (3.8)$$

и вся поступающая на вход резонатора мощность пройдет на его выход ( $L = 1$ ). При нерезонансных частотах ослабление  $L$  согласно (3.7) больше 1.

Резонансные электрические расстояния определяются из уравнения

$$\Theta = K_z \ell_0 = \frac{2\pi}{\Lambda_0} \ell_0 = \operatorname{arctg} \left( \frac{2}{\hat{b}_0} \right) + p\pi = \varphi_0 + p\pi, p = 0, 1, 2, \dots \quad (3.9)$$

$-\pi/2 < \varphi_0 < \pi/2$  - главное значение обратной тригонометрической функции.

Отсюда резонансная длина резонатора  $\ell_0$

$$\ell_0 = \frac{\Lambda_0}{2\pi} (\varphi_0 + p\pi) = \frac{\Lambda_0}{2} \left( p + \frac{\varphi_0}{\pi} \right); \varphi_0 = \operatorname{arctg} \left( \frac{2}{\hat{b}_0} \right), \quad (3.10)$$

где  $p = 0, 1, 2, 3, \dots$

При отсутствии связи ( $\hat{b}_0 \rightarrow \infty$ ), когда поперечная металлическая стенка сплошная и отверстия в диафрагме отсутствуют  $\operatorname{tg} \varphi_0 = 2/\hat{b}_0 \rightarrow 0$  и  $\varphi_0 \rightarrow 0$  и условие резонанса (3.10) переходит в условие  $\ell_0 = p\Lambda_0/2$ .

Известно, что нерегулярность в виде емкости можно заменить отрезком разомкнутой линии длиной  $\ell' < \Lambda/4$ , откуда  $\ell_0 = \Lambda/2 - 2\ell' < \Lambda/2$  (рис. 3.5 а). При работе с первым обертоном  $\ell_0 \neq 2\ell' = \Lambda$  (рис. 3.5 б),  $\ell' < \Lambda/4$ , т.е.  $2\ell' < \Lambda/2$  и  $\ell_0 = \Lambda - 2\ell' > \Lambda/2$ , т.е. в общем случае  $\ell_0 > p(\Lambda/2)$ . Если нерегулярность представляет собой индуктивность, то ее можно заменить разомкнутой линией длиной  $\ell' > \Lambda/4$ , т.е.  $2\ell' > \Lambda/2$ . Отсюда, согласно рис. 3.5 в, при  $p = 1$ ,  $\Lambda = 2\ell' + \ell_0$  и  $\ell_0 = \Lambda - 2\ell' < \Lambda/2$ , т.е. в общем случае,  $\ell_0 < p(\Lambda/2)$  ( $p = 0$  приводит к абсурду  $\ell_0 < 0$ !).

На рис. 3.5 г показано распределение напряжения при работе на первом обертоном при индуктивных неоднородностях. Штриховой линией показано распределение напряжения на эквивалентных (емкости или индуктивности) отрезках разомкнутых линий.

Поскольку нерегулярности нерезонансные, то частотная характеристика  $L(f)$  вблизи резонансной частоты определяется главным образом изменением электрического расстояния  $\Theta$  с частотой, а реактивную проводимость  $\hat{b}$  можно при малом изменении частоты приближенно считать

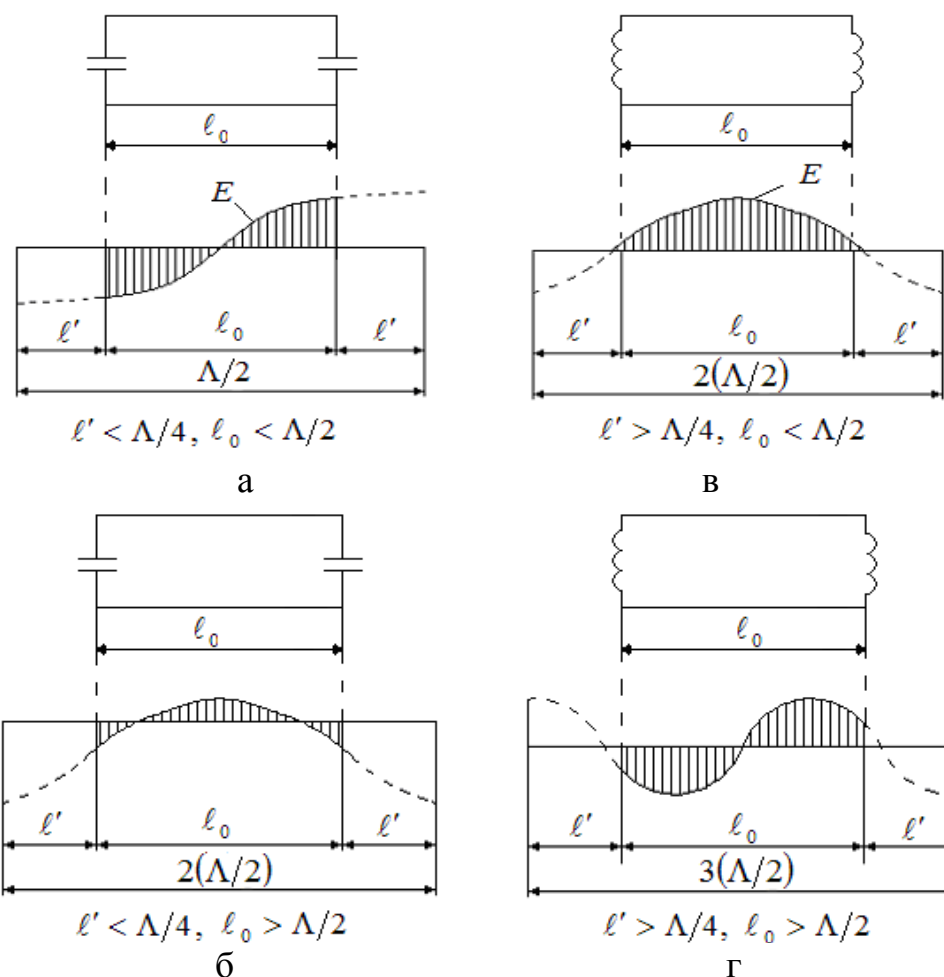


Рис. 3.5. Распределение напряженности электрического поля вдоль резонатора (сплошная линия) и вдоль линии, эквивалентной сосредоточенной реактивности (штриховая линия): а) и в) - при работе с основным колебанием; б) и г) - при работе на первом обертоне

постоянной и равной  $\hat{b}_0$ . Тогда вблизи резонанса  $\Theta = \Theta_0 + \Delta\Theta$ , где  $|\Delta\Theta| \ll 1$ ,  $\sin \Delta\Theta \cong \Delta\Theta$  и  $\cos \Delta\Theta \cong 1$ . Следовательно

$$\cos \Theta = \cos(\Theta_0 + \Delta\Theta) \approx \cos \Theta_0 - \Delta\Theta \sin \Theta_0; \quad (3.11)$$

$$\sin \Theta = \sin(\Theta_0 + \Delta\Theta) \approx \sin \Theta_0 + \Delta\Theta \cos \Theta_0.$$

Подставляя (3.11) в (3.7) с учетом того, что  $\cos \Theta_0 - \frac{\hat{b}_0}{2} \sin \Theta_0 = 0$ , получаем

$$L = 1 + \left[ \hat{b}_0 \left( \sin \Theta_0 + \frac{\hat{b}_0}{2} \cos \Theta_0 \right) \Delta\Theta \right]^2. \quad (3.12)$$

Подставляя  $\hat{b}_0/2$  из (3.8) в (3.12) и приводя к общему знаменателю, получаем

$$L = 1 + \left[ \Theta_0 \left( \frac{\Lambda_0}{\lambda_0} \right)^2 \frac{\hat{b}_0}{2} \sqrt{1 + \left( \frac{\hat{b}_0}{2} \right)^2} \right]^2 \left( \frac{2\Delta\lambda}{\lambda_0} \right)^2. \quad (3.13)$$

Известно, что вблизи резонанса ослабление параллельного контура, шунтирующего длинную линию (рис. 3.6,а), равно

$$L = 1 + \Theta_H^2 \gamma^2, \quad (3.14)$$

где 
$$\gamma = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} = \frac{\lambda_0}{\lambda} - \frac{\lambda}{\lambda_0} \cong \frac{2\Delta f}{f_0} \cong \frac{2\Delta\lambda}{\lambda_0}, \quad (3.15)$$

$\Theta_H$  - нагруженная добротность контура, учитывающая параллельное подсоединение к нему двух согласованных линий с волновыми проводимостями  $Y_B$  (рис. 3.6 б). Из (3.13) и (3.14) имеем при ослаблении по мощности в два раза ( $L = 2$ )

$$2 = 1 + \Theta^2 \left( \frac{2\Delta f}{f_0} \right)^2 \text{ и } Q = \frac{f_0}{2\Delta f_{0,5}}.$$

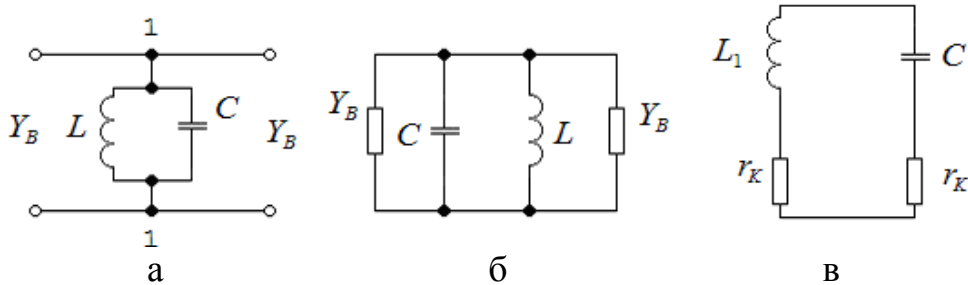


Рис. 3.6. Эквивалентные схемы контура, нагруженного волновыми проводимостями

Сравнение (3.14) и (3.13) показывает, что нагруженная добротность проходного волноводного резонатора будет равна

$$Q_H = \Theta_0 \left( \frac{\Lambda_0}{\lambda_0} \right)^2 \frac{|\hat{b}_0|}{2} \sqrt{1 + (\hat{b}_0/2)^2}. \quad (3.16)$$

Отсюда следует, что добротность проходного волноводного резонатора тем больше, чем больше  $\Theta_0 = \text{arctg}(2/\hat{b}_0) + p\pi$ . Увеличение  $\Theta_0$  означает увеличение числа полуволн, укладываемых на длине резонатора ( $p = 1, 2, 3, \dots$ ), что приводит к увеличению запасенной в резонаторе энергии, которая растет с увеличением длины быстрее, чем мощность потерь.

Увеличение  $|\hat{b}_0|$  сопровождается уменьшением связи резонатора с внешними цепями и к снижению мощности внешних потерь.

Вблизи резонансной частоты входная проводимость в сечении 1 - 1 будет равна

$$\dot{Y}_{BX} = Y_B + j \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right) = \dot{Y}_B + j \dot{Y}_K. \quad (3.17)$$

Можно показать, что проводимость контура

$$\dot{Y}_K = \omega C - \frac{1}{\omega L} = \frac{\omega_0}{\omega} \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \frac{\omega}{\omega_0} = \omega_0 C \left[ \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right] = \omega_0 C \gamma, \quad (3.18)$$

где  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ .

Нормированная к волновой входная проводимость  $\hat{Y}_{BX}$  будет равна

$$\hat{Y}_{BX} = 1 + j \frac{\omega_0 C \gamma}{Y_B}. \quad (3.19)$$

С другой стороны, известно, что контур, шунтированный с двух сторон волновой проводимостью согласно рис. 3.6 б, можно привести к схеме (рис. 3.6 в), в которой  $r_k$  сопротивление, пересчитанное в ветвь контура, равно

$$r_k = \rho^2 Y_B,$$

где  $\rho$  - характеристическое сопротивление контура;

$Y_B$  - волновая проводимость линии.

Полное сопротивление потерь в контуре  $r = 2r_k$  и отсюда добротность контура, нагруженного с двух сторон волновой проводимостью  $Y_B$ , равна

$$Q = \frac{\rho}{2r_k} = (2\rho Y_B)^{-1} = \omega_0 C / 2Y_B. \quad (3.20)$$

Тогда (3.19) можно записать как

$$\hat{Y}_{BX} = 1 + j2Q\gamma. \quad (3.21)$$

Отсюда из сравнения с (3.18) нормированная проводимость параллельного контура вблизи резонанса равна

$$\hat{Y}_K = j2Q\gamma. \quad (3.22)$$

Если частота ниже резонансной, то  $\gamma < 0$  и нормированная проводимость резонатора носит индуктивный характер  $\hat{Y}_K = -j2Q\gamma$ , а при более высокой частоте, чем резонансная - емкостной характер  $\hat{Y}_K = +j2Q\gamma$ .



### 3.3. Экспериментальная часть

#### 3.3.1. Описание установки и ее схема

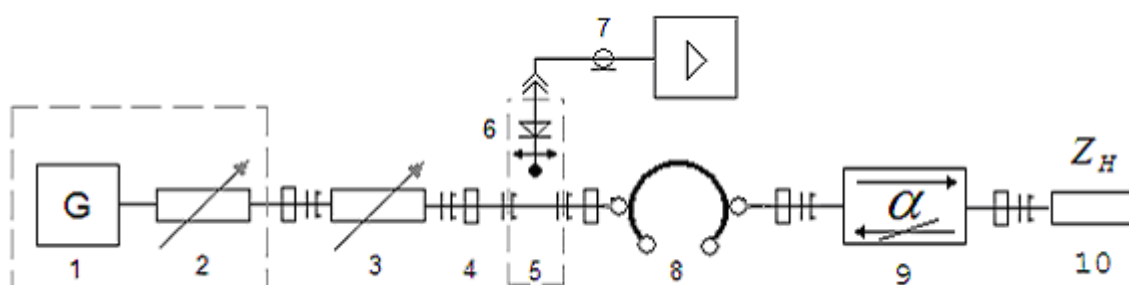


Рис. 3.7. Установка для исследования проходных резонаторов

Схема установки приведена на рис. 3.7. Установка состоит из генератора - 1 с эталонным аттенюатором - 2, вентиля или аттенюатора - 3, волноводной линии передачи - 4, измерительной линии - 5 с детекторной головкой - 6, с которой сигнал поступает на индикатор - 7 (усилитель УЗ-29). Исследуемыми элементами в данной работе будут служить проходные резонаторы - 8, к выходу которых подключается вентиль - 9 и согласованная нагрузка - 10.

Вентиль подключается для того, чтобы при снятии зависимости  $L(f)$  КСВ на измерительной линии определялся отражениями только от реактивностей резонатора, а не от оконечной нагрузки.

#### 3.3.2. Порядок выполнения эксперимента и содержание отчета

1. Снять и построить зависимость  $КСВ = E_{\max}/E_{\min}$  от частоты вблизи резонанса для нескольких проходных резонаторов. При диапазоне изменений КСВ от 1 до 10. При резонансе КСВ минимален и при идеализированных условиях должен стремиться к 1 (рис. 3.8).

Проходными резонаторами служат отрезки волноводов с различными диафрагмами (рис. 3.2).

Измерение КСВ производится на измерительной линии. Затем КСВ пересчитывается в коэффициент отражения  $|\Gamma|$  по формуле

$$|\Gamma| = \frac{КСВ - 1}{КСВ + 1}.$$

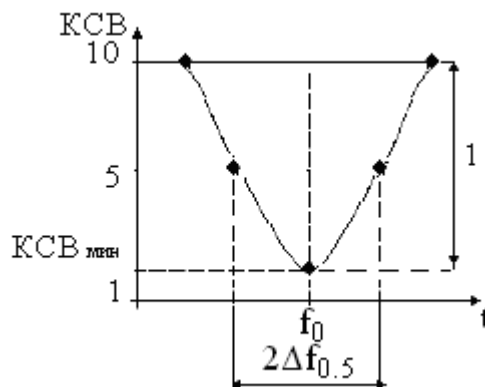


Рис. 3.8. Зависимость КСВ от частоты

Результаты надо свести в таблицу и построить графики. Частота  $f_0$ , соответствующая минимуму КСВ, является резонансной. На этой частоте измеряется длина волны в волноводе измерительной линии  $\Lambda_0$  и сравнивается с расчетной.

2. Строится зависимость коэффициента отражения  $|\Gamma|$  и ослабления  $L$  от частоты согласно (3.7). В идеальном случае при полном согласовании и отсутствии потерь  $L$  при резонансе равно  $L_{мин} = 1$ , а  $|\Gamma| = 0$ . В реальной схеме  $L_{мин}$  будет несколько больше 1, а  $|\Gamma| \neq 0$ .

Такой метод измерения ослабления вблизи резонансной частоты удобен тем, что не играет роли абсолютное значение меняющейся при перестройке частоты амплитуды генератора.

3. Согласно резонансной характеристике по мощности

$$K_p = \left[ 1 + \left( Q \frac{2\Delta f}{f_0} \right)^2 \right]^{-1} = 1 - |\Gamma|^2$$

можно найти добротности резонаторов  $Q$ , через соответствующие друг другу значения коэффициента отражения  $|\Gamma|$  и частоты  $f = f_0 \pm \Delta f$ , взятых на любом уровне мощности

$$Q = \frac{f_0}{2\Delta f} \frac{|\tilde{A}|}{\sqrt{1 - |\Gamma|^2}},$$

где  $|\tilde{A}|$  получен для  $КСВ_{мин}$ .

4. Согласно (4.10) по известным значениям  $\ell_0$ ,  $\Lambda_0$ , величинам нормированных (к волновой) индуктивных  $\hat{b}_L$  или емкостных  $\hat{b}_C$  проводимостей находятся значения  $p$ . Проводимости надо рассчитывать по формулам

$$\hat{b}_L = -\frac{\Lambda_0}{a} \operatorname{ctg}^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{a'}{a} \right); \hat{b}_C = -\frac{4b}{\Lambda_0} \ln \operatorname{cosec} \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{b'}{b} \right). \quad (3.23)$$

При этом  $a=23\text{мм}$ ,  $b=10\text{мм}$ ,  $a'$  и  $b'$  (рис. 3.2) задаются. Значения  $p$  проставляются около найденных величин добротностей.

5. Для этих значений  $p$  строятся эпюры распределения напряженности поля  $E$  вдоль длины резонаторов, нормированных к единице в максимуме поля (рис. 3.5). При построении следует помнить, что при резонансе эквивалентные длины резонаторов  $\ell$ , должны быть равны  $n(\Lambda_0/2)$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Зная  $\ell_0$  и  $p$ , находятся  $\ell' = (n\Lambda_0/2 - \ell_0)/2$ .

Распределение поля по  $\ell'$  строится штриховой линией, как это сделано на рис. 3.5. Входная проводимость отрезков линии передачи  $\ell'$  представляет собой эквивалент входной проводимости диафрагмы.

6. По (3.21) вблизи резонанса рассчитываются нормированные входные проводимости  $Y_{BX}$  резонансных контуров по схеме замещения резонаторов (рис. 3.4 и рис. 3.6) в функции относительной расстройки  $\Delta f/f = \gamma/2$ .

По (3.22) то же самое делается для нормированной проводимости эквивалентного контура. Значения сводятся в таблицу и строятся графики  $\hat{Y}_{BX}(f)$  и  $\hat{Y}_K(f)$ .

Значения относительной расстройки брать не более  $\Delta f_{0,5}$ .

7. В конце отчета анализируются причины возможных ошибок при эксперименте и делаются краткие выводы по проделанной работе.

### 3.4. Контрольные вопросы

1. Что представляют собой проходные резонаторы и как они реализуются?
2. Сфера их применения.
3. Дайте определение ослабления 4-полюсника.
4. Покажите, как получается соотношение  $L = 1/(1 - |\Gamma|^2)$ .
5. Чему равно ослабление, КСВ и коэффициент отражения при резонансе, если на конце резонатор согласован с нагрузкой?
6. Нарисуйте распределение напряжения на эквивалентной резонатору линии, разомкнутой на концах при одинаковых емкостных или индуктивных проводимостях на основном колебании и первом обертоном.
7. Нарисуйте ход зависимостей  $L(\omega)$ ,  $КСВ(\omega)$ ,  $|\Gamma| = f(\omega)$ .
8. Как меняется вид этих кривых при уменьшении проводимостей  $\hat{b}$ ?
9. Как экспериментально определяется нагруженная добротность резонатора?

10. Что понимается под нормированной к волновой, входной проводимостью  $Y_{ВХ}$  и проводимостью параллельного контура вблизи резонанса?

### ЛИТЕРАТУРА

1. Яманов Д.Н. Электродинамика и распространение радиоволн. Ч. 2. Основы электродинамики: Тексты лекций. - М.: МГТУ ГА, 2011.
2. Яманов Д.Н. Электродинамика и распространение радиоволн: Пособие по выполнению лабораторных работ. Ч. I. - М.: МГТУ ГА, 2010.
3. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ. - М.: Высшая школа, 1990.
4. Фальковский О.И. Техническая электродинамика. - М.: Связь, 1978.
5. Ильницкий Л.Я., Иванов В.А., Павленко В.Ф. Элементы и устройства СВЧ. - Киев: КИИГА, 1985.
6. Советов Н.А. Техника СВЧ. - М.: Высшая школа, 1976.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица П.1

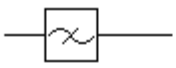
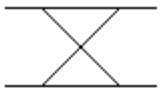

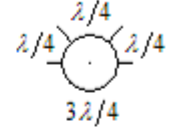

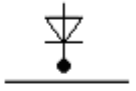
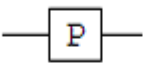
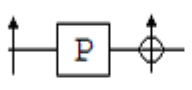
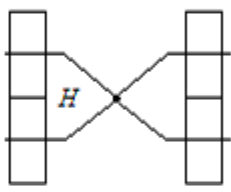

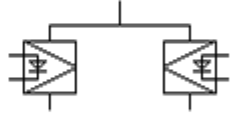




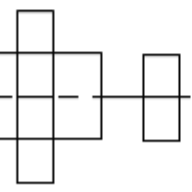
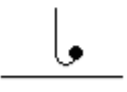
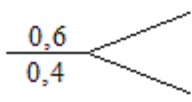

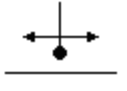
**Обозначения условные графические в схемах. Линии сверхвысоких частот и их элементы**

Наименование	Обозначение	Наименование	Обозначение
1	2	1	2
Волновод: прямоугольный		Волновод диэлектрический, например, круглый	
круглый		Волновод гибкий	
коаксиальный		Отрезок волновода с характерными свойствами, например, отрезок длиной $\lambda/4$	
Волновод полосковый: симметричный		Волновод скрученный	
несимметричный		Волновод прямой, графически изогнутый на схеме	
Волновод газо- наполненный: воздухом (например, 193,13 hPa)		Изгиб волновода (например, прямоугольного) в конструкции: угловой	
газом (например, фреон, 294,2 hPa)		радиусный	
Волновод, заполненный диэлектриком: прямоугольный		Соединение волноводов: контактное симметричное	
коаксиальный		контактное несимметричное	
полосковый			

Продолжение табл. П.1

1	2	1	2
реактивное без разрыва электрической цепи по постоянному току		индуктивная	
реактивное с разрывом электрической цепи по постоянному току		Устройство согласующее E-H	
контактное скользящее		Неоднородность оконечная	
реактивное вращающееся		Аттенюатор поглощающий: постоянный	
контактное вращающееся		переменный	
Короткозамыкатель		Переход с одного типа волновода на другой:	
Короткозамыкатель подвижный (скользящий)		переход с круглого волновода на прямоугольный	
Нагрузка поглощающая оконечная		переход волноводно-коаксиальный	
Неоднородность постоянная		Переход волноводный плавный	
Неоднородность регулируемая		Фазовращатель	
Неоднородность последовательная:		Фазовращатель невзаимный	
емкостная		Гиратор	

Продолжение табл. П.1

1	2	1	2
Фильтр частотный		Ответвитель четырехплечный (восьми-полосник)	
Фильтр частотный полосовой		Кольцо гибридное	
Фильтр для подавления типа волны		Включение полупроводникового диода через зонд	
Поляризатор			
Устройство, преобразующее линейно-поляризованную волну в волну с круговой поляризацией		Мост щелевой	
Резонатор		Переключатель диодный	
Вентиль		Циркулятор трехплечный	
Соединение волноводов Т-образное		Элемент связи с волноводом: отверстие связи	
Переход со сдвоенного прямоугольного волновода на одинарный		петля	
Делитель мощности на два направления		зонд	
		Зонд подвижной, соединенный с волноводом	

**СОДЕРЖАНИЕ**

1. Лабораторная работа №1. Исследование свойств диэлектриков на СВЧ.....	3
2. Лабораторная работа №2. Экспериментальное определение элементов волновых матриц четырехполюсника.....	9
3. Лабораторная работа №3. Проходные резонаторы.....	17
Литература.....	28
Приложение.....	29