

## **РК1**

<b>1. Основные характеристики электромагнитного поля, распространяющегося в неограниченной среде.....</b>	<b>2</b>
<b>2. Первое и второе уравнения Максвелла в интегральной и дифференциальной форме. ....</b>	<b>7</b>
<b>3. Характеристики направляемых волн в волноводах..</b>	<b>10</b>
<b>4. Волновые уравнения в декартовой системе координат. Границные условия. ....</b>	<b>16</b>
<b>5. Структура электромагнитного поля в прямоугольном волноводе.....</b>	<b>18</b>
<b>6. Методика расчета прямоугольного волновода для волны H10 при конструировании.....</b>	<b>21</b>
<b>7. Диэлектрические линии передачи. Скорость распространения. ....</b>	<b>24</b>
<b>8. Физический смысл индексов типа колебаний для прямоугольного и круглого волноводов при заданном типе колебаний.....</b>	<b>27</b>
<b>9. Способы возбуждения волноводов.....</b>	<b>29</b>
<b>10. Резонаторы: основные характеристики, выбор длины. ....</b>	<b>31</b>
<b>11. Распределение тока в стенках прямоугольного волновода на волне H10.....</b>	<b>35</b>
<b>12. Волноводные разветвители (тройники).....</b>	<b>36</b>
<b>13. Штыри и диафрагмы в волноводе.....</b>	<b>39</b>
<b>14. Контактный и дроссельный фланцы волноводов. ...</b>	<b>43</b>
<b>15. Коаксиальные линии передачи.....</b>	<b>46</b>
<b>16. Микрополосковые линии передачи. ....</b>	<b>49</b>
<b>17. Производственные допуски на шероховатость, изготовление и сборку волноводных трактов. ....</b>	<b>63</b>

# 1. Основные характеристики электромагнитного поля, распространяющегося в неограниченной среде.

Плоская (фронт (поверхность равных фаз) волны плоский) однородная (поверхность равных фаз совпадает с поверхностью равных амплитуд) волна.

Выберем декартову систему координат с направлением оси  $z$ , совпадающим с направлением распространения волны. Волновое уравнение (1.18) для составляющей  $E_x$  в рассматриваемом случае примет вид

$$\partial^2 E_x / \partial z^2 + k^2 E_x = 0. \quad (1.28)$$

Решение этого уравнения для неограниченной среды, в которой возбуждена бегущая волна (волна, распространяющаяся в направлении оси  $z$ ), будет следующим:

$$E_x(z) = E_{mx} e^{-\gamma_1 z}, \quad (1.29)$$

где  $\gamma_1 = \alpha + i\beta$  — коэффициент распространения.

(продольная постоянная распространения)

1. *Коэффициент распространения* — характеризует изменение амплитуды и фазы бегущей электромагнитной волны. Под бегущей волной будем понимать электромагнитную волну определенного типа, распространяющуюся в линии передачи только в одном направлении. Коэффициент распространения находится путем подстановки решения однородного волнового уравнения (1.29) в волновое (1.28):

$$\gamma_1^2 E_x + k^2 E_x = 0 \text{ или } (\gamma_1^2 + k^2) E_x = 0.$$

Эти уравнения удовлетворяются при условии

$$\gamma_1^2 + k^2 = 0, \text{ т. е. } \gamma_1 = ik = i\omega\sqrt{\epsilon_{ka}\mu_a}. \quad (1.33)$$

Из (1.33) следует, что коэффициент распространения является комплексной величиной и для плоских однородных волн на заданной частоте определяется только параметрами среды  $\epsilon_{ka}$ ,  $\mu_a$ .

2. *Коэффициент затухания* — определяет уменьшение амплитуды электромагнитной волны при прохождении одного метра пути и при размерности в децибелах на метр ( $\text{dB/m}$ ) равен действительной части коэффициента распространения, умноженной на 8,68:

$$\alpha_e = 8,68 \omega \sqrt{|\epsilon_{ka}| \mu_a} \sin(\delta/2) = 8,68 \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a / \cos \delta} / \sin(\delta/2). \quad (1.34)$$

3. *Коэффициент фазы* — показывает изменение фазы волны при прохождении одного метра пути. Коэффициент фазы в радианах на метр (рад/м) равен мнимой части коэффициента распространения

$$\beta = \omega \sqrt{|\epsilon_{\text{ra}}| \mu_a} \cos(\delta/2) = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a / \cos \delta} \cos(\delta/2). \quad (1.35)$$

4. *Фазовая скорость* — скорость перемещения фронта гармонической волны. Гармоническая волна описывается уравнением (1.29) или

$$E_x(z, t) = E_{mx} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \phi). \quad (1.36)$$

Волновой фронт этой волны, как плоскость постоянных фаз, не меняющихся при движении, должен удовлетворять уравнению  $\omega t - \beta z = \text{const}$ . Для бесконечно малых изменений  $t$  и  $z$   $\omega dt - \beta dz = 0$  или  $\omega dt = \beta dz$ . Пользуясь обычным определением скорости, найдем, что фазовая скорость плоской волны

$$v_{\phi 0} = dz/dt = \omega/\beta. \quad (1.37)$$

С учетом (1.35) можно записать

$$v_{\phi 0} = 1 / [\sqrt{\epsilon_a \mu_a / \cos \delta} \cdot \cos(\delta/2)]. \quad (1.38)$$

5. *Длина волны* — расстояние, пройденное волной за период колебания. Используя соотношения  $T = 2\pi/\omega$ , (1.37) и (1.38), получаем

$$\lambda = v_{\phi 0} T = 2\pi/\beta; \quad (1.39)$$

$$\lambda = 2\pi / [\omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a / \cos \delta} \cdot \cos(\delta/2)]. \quad (1.40)$$

6. *Групповая скорость* — скорость распространения огибающей сложного сигнала. Понятие групповой скорости вводится в случаях дисперсной системы передачи и сложных сигналов, состоящих из колебаний нескольких частот, когда понятие фазовой скорости неприменимо.

Рассмотрим сигнал, состоящий из двух колебаний с близко расположенными частотами и одинаковыми амплитудами

$$E_1 = E_m e^{i\omega_1 t - \gamma'_1 z}; \quad E_2 = E_m e^{i\omega_2 t - \gamma''_1 z}.$$

Для упрощения примем, что волны распространяются без затухания  $\gamma_1 = i\beta$ . В этом случае уравнение для суммарного поля

$$E = E_m [1 + e^{i(\Delta\omega t - \Delta\beta z)}] e^{i(\omega_1 t - \beta_1 z)}.$$

Далее будем полагать, что  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  и  $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$  являются величинами достаточно малыми.

Рассмотрим скорость, с которой перемещается в направлении распространения какая-либо точка на огибающей электромагнитной волны. Эта точка должна удовлетворять уравнению  $\Delta\omega t - \Delta\beta z = \text{const}$ . Для бесконечно малых  $t$  и  $z$  получим  $\Delta\omega dt - \Delta\beta dz = 0$ . Отсюда скорость распространения какой-либо точки на огибающей волны сложного сигнала, т. е. групповая скорость, будет равна

$$v_{\text{гр}} = dz/dt = \Delta\omega/\Delta\beta.$$

Если рассматривать непрерывный частотный спектр модулированного колебания, то в пределе можно полагать

$$v_{\text{гр}} = d\omega/d\beta = [d\beta/d\omega]^{-1}. \quad (1.41)$$

Если произведем замену переменных  $\beta = \omega/v_{\phi 0}$  и  $\omega = 2\pi v_{\phi 0}/\lambda$ , то после несложных преобразований получим [2]

$$v_{\text{гр}} = \left[ \frac{d}{d\omega} \left( \frac{\omega}{v_{\phi 0}} \right) \right]^{-1} = \left[ \frac{1}{v_{\phi 0}} - \frac{\omega}{v_{\phi 0}^2} \frac{dv_{\phi 0}}{d\omega} \right]^{-1} = v_{\phi 0} - \lambda \frac{dv_{\phi 0}}{d\lambda}. \quad (1.42)$$

Уравнение (1.42) показывает, что в случае изменения фазовой скорости от частоты (длины волны) групповая скорость не равна фазовой скорости. Зависимость фазовой скорости волны от частоты (длины волны) называется *дисперсией*.

7. Характеристическое сопротивление волны — это отношение поперечной составляющей напряженности электрического поля к поперечной составляющей напряженности магнитного поля бегущей волны.

Найдем это отношение для плоской однородной волны. Для этого воспользуемся вторым уравнением Максвелла (1.32), откуда следует, что для плоской однородной волны

$$H_y = \frac{\gamma_1}{\omega \mu_a} E_x = \sqrt{\frac{\epsilon_{ка}}{\mu_a}} E_x.$$

Из этого выражения следует, что для плоской волны отношение электрической  $E_x$  и магнитной  $H_y$  составляющих поля для данной среды есть величина постоянная. Это отношение, равное

$$Z_c = \sqrt{\mu_a / \epsilon_{ка}} = \sqrt{\mu_a \cos \delta / \epsilon_a} [\cos \delta/2 + i \sin \delta/2], \quad (1.43)$$

имеет размерность сопротивления.

Последнее свойство металлов принято оценивать глубиной проникновения. Под глубиной проникновения  $\delta_c$  следует понимать расстояние, при прохождении которого электрическое поле ослабевает в  $e=2,72$  раз, т. е.

$$E e^{-\alpha z} / E e^{-\alpha(z+\delta_c)} = e.$$

Из этого соотношения следует  $\alpha(z+\delta_c-z)=1$ , т. е.

$$\delta_c = 1/\alpha = 1/\sqrt{\pi f \mu_a \sigma}. \quad (1.54)$$

Глубина проникновения определяется как величина, обратная коэффициенту затухания. Как видно из (1.54),  $\delta_c$  зависит от частоты: чем больше частота, тем меньше глубина проникновения. На СВЧ глубина проникновения в металлах незначительна и тем меньше, чем больше их проводимость и магнитная проницаемость.

В предыдущем параграфе было показано, что переменное электромагнитное поле внутри металла, а следовательно, и плотность токов проводимости ( $J_{\text{пр}} = \sigma E$ ) быстро убывают по мере удаления от поверхности. Это создает концентрацию токов СВЧ у поверхности металла. Анализ этого явления [2], называемого *поверхностным эффектом, или скин-эффектом*, позволяет прийти к следующим полезным для практики выводам:

1) поверхное сопротивление металла  $Z_s$  равно его характеристическому сопротивлению  $Z_c$ , т. е.

$$Z_s = Z_c = (1 + i) \sqrt{\pi f \mu_a / \sigma} = (1 + i) / (\sigma \delta_c); \quad (1.55)$$

2) активная составляющая поверхностного сопротивления  $R_s$  равна реактивной составляющей  $X_s$ ;

3) активная составляющая поверхностного сопротивления

$$R_s = \sqrt{\pi f \mu_a / \sigma} = 1 / \sigma \delta_c \quad (1.56)$$

при толщине пластины (пленки), превышающей  $\delta_c$ , не зависит от самой толщины и равна сопротивлению аналогичной пластины (пленки) толщиной  $\delta_c$  на постоянном токе;

4) поверхный эффект уменьшает эффективное сечение проводника, являясь причиной увеличения его активного сопротивления и затухания;

5) поверхное сопротивление  $R_s$  увеличивается, а внутренняя индуктивность

$$L_i = \frac{X_s}{\omega} = \frac{1}{\omega \sigma \delta_c} \quad (1.57)$$

уменьшается с увеличением частоты;

## 2. Первое и второе уравнения Максвелла в интегральной и дифференциальной форме.

*Первое уравнение Максвелла* является обобщением закона полного тока (Ампера), согласно которому циркуляция вектора напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  по замкнутому контуру  $l$  равна току  $I$ , пронизывающему данный контур,

$$\oint_l \mathbf{H} d\mathbf{l} = I.$$

До Максвелла под током  $I$  понимался только ток проводимости. Максвелл предположил, что изменяющееся во времени электрическое поле, например, поле между обкладками конденсатора (рис. 1.2), также способно подобно току проводимости создавать магнитное поле. Для качественной оценки этого эффекта Максвелл ввел понятие тока смещения и установил, что плотность тока смещения равна

$$\mathbf{J}_{\text{см}} = \partial \mathbf{D} / \partial t = \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t + \partial \mathbf{P} / \partial t = \epsilon_a \partial \mathbf{E} / \partial t. \quad (1.8)$$

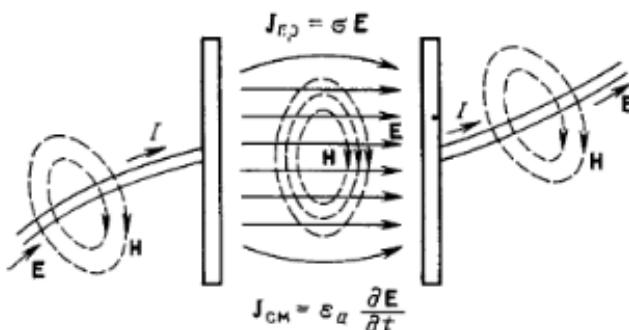


Рис. 1.2. Ток и электромагнитное поле в конденсаторе

Ток смещения состоит из двух составляющих: первая ( $\epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$ ) соответствует только изменению электрического поля (ток смещения в вакууме); вторая ( $\partial \mathbf{P} / \partial t$ ) обусловлена движением связанных в атомах зарядов в результате их поляризации переменным током (поляризационный ток).

Таким образом, рассматривая среду, в которой может распространяться электромагнитная энергия, Максвелл пришел к выводу, что полный ток, создаваемый переменным электрическим полем, в этой среде должен включать в себя как ток проводимости  $I_{\text{пр}}$ , так и ток смещения  $I_{\text{см}}$ :  $I = I_{\text{пр}} + I_{\text{см}}$ .

Используя (1.4) и (1.8), можно определить полную объемную плотность токов

$$\mathbf{J} = \epsilon_a (\partial \mathbf{E} / \partial t) + \sigma \mathbf{E}.$$

Очевидно, что полный ток, проходящий через некоторую поверхность  $S$ , опирающуюся на контур  $l$ , будет равен [2]

$$I = \oint_l \mathbf{J} d\mathbf{l} = \int_S \left( \epsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} \right) d\mathbf{S},$$

где  $d\mathbf{S}$  — вектор, перпендикулярный поверхности  $S$ , равный бесконечно малой площади, образующий правовинтовую систему с направлением обхода  $S$ .

Учитывая предположения Максвелла, закон полного тока можно представить уравнением

$$\oint_l \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \left( \epsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} \right) d\mathbf{S}, \quad (1.9)$$

которое принято называть *первым уравнением Максвелла в интегральной форме*.

Используя теорему Стокса, известную из векторного анализа, это уравнение можно представить в следующем виде:

$$\oint_S \text{rot} \mathbf{H} dS = \int_S \left( \epsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} \right) d\mathbf{S}.$$

Поскольку площадь  $S$  выбрана произвольно, то из этого следует равенство подынтегральных величин, что позволяет получить *первое уравнение Максвелла в дифференциальной форме*, которое для случая гармонических колебаний имеет следующий вид [2]:

$$\text{rot} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + i\omega_a \mathbf{E} = i\omega_a \mathbf{E}. \quad (1.10)$$

Первое уравнение Максвелла утверждает: если в некоторой точке пространства существует переменное электрическое поле, создающее токи проводимости и смещений, то в окрестности этой точки возникает переменное вихревое магнитное поле, создаваемое этими токами.

Электрическое поле и создаваемое им магнитное поле образуют правовинтовую систему (рис. 1.3).

*Второе уравнение Максвелла* является обобщением закона индукции Фарадея. Фарадей установил, что если через поверх-

Рис. 1.3. К первому уравнению Максвелла

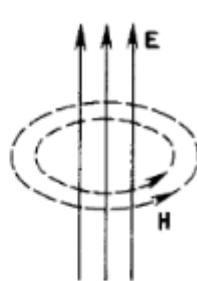
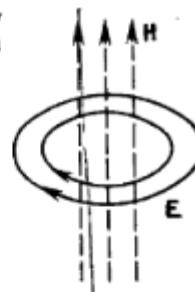


Рис. 1.4. Ко второму уравнению Максвелла



ность  $S$ , ограниченную проводящим контуром  $l$ , проходит меняющийся во времени магнитный поток, то в замкнутом контуре  $l$  возникает электродвижущая сила индукции  $e$ , равная

$$e = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (1.11)$$

До Максвелла считалось, что это уравнение справедливо только для случая проводящего контура. Максвелл предположил, что оно справедливо также и в том случае, если среда не обладает проводимостью, т. е. всякое изменение магнитного поля во времени вызывает (независимо от параметров среды) появление электрического поля.

Электродвижущую силу, наводимую в замкнутом контуре, можно представить как циркуляцию вектора  $\mathbf{E}$  по этому контуру:

$$e = \oint_l \mathbf{E} dl,$$

а связь магнитного потока с вектором  $\mathbf{B}$  определить соотношением

$$\Phi = \int_S \mathbf{B} d\mathbf{S}.$$

Используя теорему Стокса, с помощью тех же преобразований, как и в предыдущем случае, получим уравнение для гармонических колебаний [2]:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -i\omega \mu_0 \mathbf{H}. \quad (1.12)$$

Второе уравнение Максвелла утверждает: *если в некоторой точке пространства существует переменное магнитное поле, то в окрестности этой точки возникает переменное вихревое электрическое поле. Магнитное поле и создаваемое им электрическое поле образуют левовинтовую систему* (рис. 1.4).

Особо отметим, что электрическое поле может быть также потенциальным.

Таким образом, гармоническое электрическое поле может быть вихревым, потенциальным или представлять собой суперпозицию потенциального и вихревого полей, в то время как магнитное поле всегда вихревое.

Заключения по первому и второму уравнениям Максвелла позволяют сделать вывод о тесной связи электрической и магнитной составляющих в переменном электромагнитном поле. Эта взаимосвязь выражается в том, что созданное сторонними источниками меняющееся во времени электромагнитное поле может существовать вне этого источника за счет собственной энергии, т. е. преобразования энергии электрического поля в энергию магнитного поля и обратно.

### 3. Характеристики направляемых волн в волноводах.

#### ВОЛНЫ

Направляемые волны имеют место в линиях передачи. Знание их свойств позволяет выявить основные характеристики устройств, конструируемых на базе их отрезков.

Свойства направляемых волн определяются их структурой и свойствами среды, в которой они распространяются. Структура электромагнитного поля обычно находится следующим образом. Вначале решается волновое уравнение Гельмгольца для одной из продольных составляющих электромагнитного поля. Затем, используя уравнения Максвелла, через продольные составляющие выражают поперечные составляющие [2].

Примем декартову систему координат и предположим, что волны распространяются вдоль положительного направления оси  $z$ . При принятом условии в решение волнового уравнения (1.20) для продольной координаты будет входить множитель  $e^{-\gamma_1 z}$ , т. е.

$$E_z(x, y, z) = E_z(x, y) e^{-\gamma_1 z},$$

где  $\gamma_1$  — продольный коэффициент распространения, называемый в дальнейшем *коэффициентом распространения*.

Воспользуемся этой зависимостью и перепишем волновое уравнение (1.20) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \partial^2 E_z / \partial x^2 + \partial^2 E_z / \partial y^2 + (\gamma_1^2 + k^2) E_z &= \\ = \partial^2 E_z / \partial x^2 + \partial^2 E_z / \partial y^2 + \gamma_2^2 E_z &= 0, \end{aligned} \quad (1.66)$$

где

$$\gamma_2^2 = \gamma_1^2 + k^2 \quad (1.67)$$

— поперечный коэффициент распространения.

Решая волновое уравнение (1.66) методом разделения переменных [2], получаем

$$\begin{aligned} E_z(x, y, z) &= [E_1 \sin(\gamma_{2x} x) + E_2 \cos(\gamma_{2x} x)] \times \\ &\times [E_3 \sin(\gamma_{2y} y) + E_4 \cos(\gamma_{2y} y)] e^{-\gamma_1 z}. \end{aligned} \quad (1.68)$$

Аналогичное решение можно получить для составляющей  $H_z$ :

$$\begin{aligned} H_z(x, y, z) &= [H_1 \sin(\gamma_{2x} x) + H_2 \cos(\gamma_{2x} x)] \times \\ &\times [H_3 \sin(\gamma_{2y} y) + H_4 \cos(\gamma_{2y} y)] e^{-\gamma_1 z}, \end{aligned} \quad (1.69)$$

где

$$\gamma_{2x}^2 + \gamma_{2y}^2 = \gamma_2^2 \text{ или } \gamma_2 = \sqrt{\gamma_{2x}^2 + \gamma_{2y}^2}, \quad (1.70)$$

$E_1, E_2, E_3, E_4, H_1, H_2, H_3, H_4$  — постоянные, определяемые из граничных и начальных условий.

Из решения волновых уравнений видно, что продольная составляющая электромагнитного поля в плоскости поперечного сечения изменяется по синусам и косинусам. Постоянные  $\gamma_{2x}$  и  $\gamma_{2y}$  определяют период изменения (вариации) поля в плоскости поперечного сечения и называются *поперечными волновыми числами*. Каждой паре этих чисел соответствует своя структура поля направленных волн (свой тип волны).

Используя уравнения (1.31) и (1.32), определяем зависимость поперечных составляющих  $E_x, E_y, H_x, H_y$  от координат через продольные составляющие  $E_z, H_z$ :

$$E_x = (-i/\gamma^2_2) (\omega \mu_a \partial H_z / \partial y + \gamma_1 \partial E_z / \partial x); \quad (1.71)$$

$$E_y = (i/\gamma^2_2) (\omega \mu_a \partial H_z / \partial x - \gamma_1 \partial E_z / \partial y); \quad (1.72)$$

$$H_x = (i/\gamma^2_2) (\omega \epsilon_a \partial E_z / \partial y - \gamma_1 \partial H_z / \partial x); \quad (1.73)$$

$$H_y = (-i/\gamma^2_2) (\omega \epsilon_a \partial E_z / \partial x + \gamma_1 \partial H_z / \partial y). \quad (1.74)$$

Многообразие конструкций линии передачи и большое количество возможных значений  $\gamma_2$  говорят о наличии множества типов волн электромагнитного поля в линиях передачи. Это многообразие типов волн в реальных линиях передачи можно разделить на четыре основные типа: поперечные электромагнитные Т-волны, электрические Н-волны, магнитные Н-волны и гибридные (смешанные) НЕ-волны.

*T-вольной* называется электромагнитная волна, векторы напряженности электрического и магнитного полей которой лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения ( $E_z = 0; H_z = 0$ ).

*E-вольной* называется электромагнитная волна, вектор напряженности электрического поля которой имеет поперечную и продольную составляющие, а вектор напряженности магнитного поля лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения ( $H_z = 0$ ).

*H-вольной* называется электромагнитная волна, вектор напряженности магнитного поля которой имеет поперечную и продольную составляющие, а вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения ( $E_z = 0$ ).

*НЕ-вольной* называется электромагнитная волна, векторы электрического и магнитного полей которой имеют отличные от нуля поперечные и продольные составляющие. Эти волны могут рассматриваться как суперпозиция Е- и Н-волн.

Заметим, что приведенные здесь соотношения, выведенные для линий без потерь, справедливы для реальных линий, имеющих небольшие потери.

Рассмотрим основные характеристики различных типов направляемых волн без учета влияния направляющих устройств. Это влияние будет учтено при рассмотрении конкретных конструкций с направляемыми волнами.

## 1.12. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОПЕРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Для Т-волны характерно  $E_z = H_z = 0$ . В соответствии с (1.71) и (1.74)

$$\gamma_2^2 E_x = \gamma_2^2 E_y = \gamma_2^2 H_x = \gamma_2^2 H_y = 0.$$

Поскольку волны существуют и поля не равны нулю, то, очевидно,

$$\gamma_2^2 = \gamma_1^2 + k^2 = 0, \text{ т.е. } \gamma_1 = ik = i\omega \sqrt{\epsilon_{\text{на}} \mu_a}. \quad (1.75)$$

Таким образом, коэффициент распространения Т-волны  $\gamma_1$  также, как и коэффициент распространения плоской однородной волны, равен волновому числу  $k$ . Следовательно, все характеристики электромагнитного поля этих волн будут определяться теми же соотношениями, что и соответствующие характеристики плоских однородных волн (см. § 1.7). В табл. 1.1 приведены формулы для расчета основных характеристик Т-волн для наиболее распространенных в практике случаев использования диэлектриков с малыми потерями. Анализируя эти формулы и уравнения Максвелла (1.31) и (1.32) при  $E_z = H_z = 0$ , можно сделать следующие выводы:

- 1) Т-волны не являются дисперсионными;
- 2) поперечные составляющие электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны;

Таблица 1.1. Формулы для расчета характеристик направляемых волн

Наименование характеристики	Т-волнам	$E$ - и $H$ -волнам
Коэффициент распространения $\gamma_1$	$i\omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = i\beta_0 \sqrt{\epsilon \mu}$	$i\beta_0 \sqrt{\epsilon \mu - (\lambda_0 / \lambda_{kp})^2}$
Коэффициент фазы $\beta$	$\omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = \beta_0 \sqrt{\epsilon \mu}$	$\beta_0 \sqrt{\epsilon \mu - (\lambda_0 / \lambda_{kp})^2}$
Коэффициент затухания за счет диэлектрических потерь $\alpha_e$ , дБ	$27,3 \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta / \lambda_0$	$\frac{27,3 \sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \delta}{\lambda_0 \sqrt{\epsilon \mu - (\lambda_0 / \lambda_{kp})^2}}$
Фазовая скорость $v_\phi$	$1/\sqrt{\epsilon_a \mu_a} = 3 \cdot 10^8 / \sqrt{\epsilon \mu}$	$3 \cdot 10^8 / \sqrt{\epsilon \mu - (\lambda_0 / \lambda_{kp})^2}$
Длина волны $\lambda_v$	$2\pi / \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon \mu}$	$\lambda_0 / \sqrt{\epsilon \mu - (\lambda_0 / \lambda_{kp})^2}$
Групповая скорость $v_{gr}$	$1/\sqrt{\epsilon_a \mu_a} = 3 \cdot 10^8 / \sqrt{\epsilon \mu}$	$3 \cdot 10^8 \sqrt{\epsilon \mu - (\lambda_0 / \lambda_{kp})^2} / \epsilon \mu$
Характеристическое сопротивление $Z_{TNE}$	$Z_T = \sqrt{\mu_a / \epsilon_a} = 377 \sqrt{\mu / \epsilon}$	$Z_H = Z_T / \sqrt{1 - (\lambda_0 / \lambda'_{kp})^2}$ $Z_E = Z_T \sqrt{1 - (\lambda_0 / \lambda'_{kp})^2}$

3) структура поля Т-волны в поперечном сечении направляющей системы не зависит от частоты электромагнитных колебаний и одинакова со структурой полей, создаваемых неподвижными зарядами и постоянными токами. Это, в свою очередь, позволяет сделать вывод, что в тех линиях, в которых возбуждаются Т-волны, возможна передача энергии на любой частоте, начиная от постоянного тока. Очевидно, конструкция таких линий должна состоять как минимум из двух раздельных проводов.

### 1.13. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ВОЛН

1. Критическая длина волны. Используя (1.71) — (1.74) и условие  $H_z \neq 0$ , нетрудно убедиться, что для Е- и Н-волн  $\gamma_2^2 = \gamma_1^2 + k^2 \neq 0$ , а это означает, что продольный коэффициент распространения  $\gamma_1$ , его составляющие  $\alpha$  и  $\beta$ , а также производные параметры (фазовая и групповая скорости, длина волны) должны зависеть от поперечного коэффициента распространения  $\gamma_2$  и связанных с ним параметров. Одним из наиболее важных параметров, зависящих от  $\gamma_2$ , является критическая длина волны.

Будем полагать, что в реальных линиях передачи потери отсутствуют. При этом допущении волновое число (1.19)

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = 2\pi/\lambda = (2\pi/\lambda_0) \sqrt{\epsilon \mu}, \quad (1.76)$$

а коэффициент распространения согласно (1.67) определяется уравнением

$$\gamma_1 = \sqrt{\gamma_2^2 - k^2}. \quad (1.77)$$

Задаваясь различными значениями  $k$ , рассмотрим три наиболее характерных режима передачи направляемых волн:

$\gamma_2 > k$ ;  $\gamma_1$  — вещественное число, поле в направлении оси быстро затухает;

$\gamma_2 < k$ ;  $\gamma_1$  — мнимое число, распространение энергии происходит без затухания;

$\gamma_2 = k$ ;  $\gamma_1$  равно нулю, критический режим.

Таким образом можно сделать вывод, что в линии передачи возможно распространение энергии Е- и Н-волны только при  $\gamma_2 < (2\pi/\lambda_0) \sqrt{\epsilon \mu}$ , т. е. при длинах волн возбуждающих колебаний ( $\lambda_0 \leq 2\pi \sqrt{\epsilon \mu}/\gamma_2$ ). Введя соответствующий критическому режиму параметр  $\lambda_{kp}$ , связанный с  $\gamma_2$  соотношением

$$\gamma_2 = 2\pi/\lambda_{kp} \text{ или } \lambda_{kp} = 2\pi/\gamma_2, \quad (1.78)$$

можно записать  $\lambda_0 \leq \lambda_{kp} \sqrt{\epsilon \mu} = \lambda'_{kp}$ .

Параметр  $\lambda_{kp}$  называется *критической длиной волны*, которая соответствует максимальной длине волны возбуждающих электромагнитных колебаний, способных распространяться в линии передачи с воздушным заполнением. В той же линии передачи, заполненной диэлектриком с  $\epsilon \neq 1$  и  $\mu \neq 1$ , максимальная длина

волны возбуждающих колебаний  $\lambda'_{\text{кр}}$  превышает  $\lambda_{\text{кр}}$  в  $\sqrt{\epsilon\mu}$  раз. В качестве характеристики критического режима используется также понятие *критической частоты*

$$f_{\text{кр}} = v_{\phi a} / \lambda_{\text{кр}} = 3 \cdot 10^8 / \lambda_{\text{кр}}. \quad (1.79)$$

Она соответствует минимальной частоте электромагнитных колебаний, способных распространяться в линии с воздушным заполнением.

В той же линии передачи, заполненной диэлектриком с  $\epsilon \neq 1$  и  $\mu \neq 1$ , минимальная частота распространяющихся электромагнитных колебаний  $f'_{\text{кр}}$  в  $\sqrt{\epsilon\mu}$  раз меньше  $f_{\text{кр}}$ , т. е.  $f'_{\text{кр}} = f_{\text{кр}} / \sqrt{\epsilon\mu}$ . Характеристики критического режима  $f_{\text{кр}}$ ,  $\lambda_{\text{кр}}$ , как и  $\gamma_2$ , однозначно определяются конструкцией линии передачи и типом волны.

2. Коэффициент распространения. Согласно (1.76)–(1.78) коэффициент распространения Е- и Н-волн

$$\gamma_1 = \sqrt{\gamma_2^2 - k^2} = ik \sqrt{1 - (\gamma_2/k)^2} = ik \sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda'_{\text{кр}})^2}. \quad (1.80)$$

Из (1.80), следует, что соотношения параметров направляемых Е- и Н-волн могут быть получены из соответствующих соотношений для плоских однородных волн умножением на  $\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda'_{\text{кр}})^2}$ . Умножение на этот множитель, зависящий от частоты, говорит о том, что Е- и Н-волны являются дисперсионными. Зависимости фазовой и групповой скоростей Е- и Н-волн от частоты показаны на рис. 1.9. Фазовая скорость равна бесконечности на критической частоте и всегда больше скорости света в соответствующей среде; групповая скорость равна нулю на критической частоте и всегда меньше скорости света в соответствующей среде. При значительном увеличении частоты по сравнению с критической частотой фазовая и групповая скорости приближаются к скорости света в соответствующей среде.

Смешанные НЕ-волны также характеризуются дисперсионными свойствами. Их существование в линиях передачи и СВЧ-устройствах, как правило, является нежелательным.

3. Характеристическое сопротивление. Первое уравнение Максвелла (1.31) в случае Е-волн с учетом  $H_z = 0$  принимает вид

$$\gamma_1 H_y = i\omega \epsilon_a E_x; \quad (1.81)$$

$$-\gamma_1 H_x = i\omega \epsilon_a E_y. \quad (1.82)$$

Эти уравнения позволяют сделать вывод о том, что в Е-волне поперечные составляющие электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны, а характеристическое сопротивление

$$Z_E = E_x / H_y = -E_y / H_x = \gamma_1 / (i\omega \epsilon_a) = Z_c \sqrt{1 - (f'_{\text{кр}}/f)^2},$$

или

$$Z_E = Z_c \sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda'_{\text{кр}})^2}. \quad (1.83)$$

Рис. 1.9. Зависимость фазовой и групповой скорости направленных волн от частоты:  
 1 — область практической работы; 2 — скорость плоской волны; 3 — область большого затухания

Из этих формул в свою очередь следует, что характеристическое сопротивление Е-волны меньше характеристического сопротивления плоской однородной волны; при  $\lambda_0 = \lambda'_{\text{кр}} (f = f'_{\text{кр}})$  оно стремится к нулю, а при  $\lambda_0 \ll \lambda'_{\text{кр}} (f \gg f'_{\text{кр}})$  приближается к значению характеристического сопротивления плоской однородной волны.

Второе уравнение Maxwella (1.32) для Н-волн с учетом  $E_z = 0$  принимает вид

$$\gamma_1 E_x = i \omega \mu_a H_y; \quad (1.84)$$

$$\gamma_1 E_y = -i \omega \mu_a H_x. \quad (1.85)$$

Из этих уравнений следует, что в Н-волне поперечные составляющие электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны, а характеристическое сопротивление

$$Z_H = E_x/H_y = -E_y/H_x = i \omega \mu_a / \gamma_1 = Z_c \sqrt{1 - (f'_{\text{кр}}/f)^2},$$

или

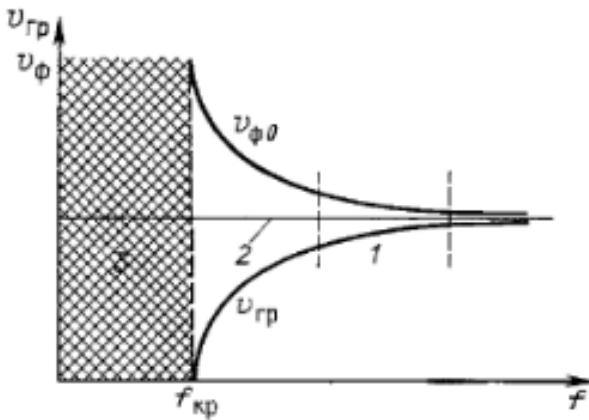
$$Z_H = Z_c \sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda'_{\text{кр}})^2}. \quad (1.86)$$

Характеристическое сопротивление Н-волны больше характеристического сопротивления плоской однородной волны; при  $\lambda_0 = \lambda'_{\text{кр}} (f = f'_{\text{кр}})$  оно стремится к бесконечности, а при  $\lambda_0 \ll \lambda'_{\text{кр}} (f \gg f'_{\text{кр}})$  приближается к значению характеристического сопротивления плоской однородной волны.

Зависимость характеристического сопротивления Е- и Н-волн от частоты показана на рис. 1.10.

Характеристическое сопротивление всех дисперсионных типов волн в реальных линиях передачи зависит от свойств заполняющей среды и отношения частоты возбуждающих колебаний  $f$  к критической частоте  $f'_{\text{кр}}$ .

В табл. 1.1 приведены формулы для расчета основных характеристик Е- и Н-волни.



## 4. Волновые уравнения в декартовой системе координат. Границные условия.

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0; \quad (1.17)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0; \quad (1.18)$$

где

$$k = \omega \sqrt{\epsilon_{\text{ра}} \mu_{\text{а}}} \quad (1.19)$$

— волновое число.

Уравнения (1.17) и (1.18) известны как однородные уравнения Гельмгольца, или однородные волновые уравнения. Уравнения Гельмгольца описывают распространение волн в пространстве и являются доказательством того, что изменение во времени электрических и магнитных полей приводит к распространению электромагнитных волн в пространстве.

В декартовой системе координат волновые уравнения для составляющих поля по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$  имеют одинаковую форму. Например, уравнения для составляющих электромагнитного поля по оси распространения  $z$  имеют вид

$$\partial^2 E_z / \partial x^2 + \partial^2 E_z / \partial y^2 + \partial^2 E_z / \partial z^2 + k^2 E_z = 0; \quad (1.20)$$

$$\partial^2 H_z / \partial x^2 + \partial^2 H_z / \partial y^2 + \partial^2 H_z / \partial z^2 + k^2 H_z = 0. \quad (1.21)$$

Это позволяет ограничиться рассмотрением однородного уравнения для какой-либо одной составляющей, например  $E_z$ .

*Границными условиями* называются соотношения, устанавливающие связь между векторами электромагнитного поля в различных средах у границы раздела. Используя граничные условия на поверхности, ограничивающей внутренний объем СВЧ-устройства, с помощью уравнений Максвелла можно рассчитать поле внутри этого объема, а затем, зная электрические характеристики используемых материалов, можно определить основные электрические характеристики СВЧ-устройства.

Граничные условия удобно формулируются для тангенциальных  $E_{\tau}$  и  $H_{\tau}$  и нормальных  $E_n$  и  $H_n$  составляющих электромагнитного поля. Можно показать [2], что граничные условия в комплексной форме для нормальных составляющих поля будут удовлетворены, если выполняются граничные условия для тангенциальных составляющих поля. Последние на границе раздела произвольных сред имеют вид

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}; \quad H_{1\tau} = H_{2\tau}. \quad (1.15)$$

Тангенциальные составляющие векторов напряженности электрического и магнитного полей на границе раздела двух сред непрерывны.

При изучении переменного электромагнитного поля вне металлических проводников, на границе раздела с металлом, проводники часто заменяются идеально проводящей средой, которая характеризуется значением  $\sigma = \infty$ . Эта замена основана на том обстоятельстве, что идеально проводящая среда достаточно правильно воспроизводит влияние реальных металлических проводников на электромагнитное поле вне их.

Внутри идеального проводника  $E = J_{\text{пр}}/\sigma = 0$ , т. е. электрическое поле внутри идеального проводника всегда равно нулю. Из второго уравнения Максвелла (1.12) следует, что при  $E = 0$ ,  $\partial B / \partial t = 0$  и  $B = \text{const}$ , т. е. только переменное магнитное поле в проводнике равно нулю, а постоянная составляющая может быть отличной от нуля. Таким образом, переменное электромагнитное поле внутри идеального проводника равно нулю.

Граничные условия для поверхности идеального проводника имеют следующий вид:

$$E_{1\tau} = 0; \quad H_{1\tau} = J_s. \quad (1.16)$$

На поверхности идеального проводника тангенциальная составляющая вектора напряженности электрического поля  $E_{1\tau}$  равна нулю, а тангенциальная составляющая вектора напряженности магнитного поля  $H_{1\tau}$  по величине равна плотности поверхностного тока и направлена перпендикулярно направлению  $J_s$ .

## 5. Структура электромагнитного поля в прямоугольном волноводе.

Решая волновое уравнение (1.66) методом разделения переменных [2], получаем

$$E_z(x, y, z) = [E_1 \sin(\gamma_{2x} x) + E_2 \cos(\gamma_{2x} x)] \times \\ \times [E_3 \sin(\gamma_{2y} y) + E_4 \cos(\gamma_{2y} y)] e^{-\gamma_1 z}. \quad (1.68)$$

Аналогичное решение можно получить для составляющей  $H_z$ :

$$H_z(x, y, z) = [H_1 \sin(\gamma_{2x} x) + H_2 \cos(\gamma_{2x} x)] \times \\ \times [H_3 \sin(\gamma_{2y} y) + H_4 \cos(\gamma_{2y} y)] e^{-\gamma_1 z}, \quad (1.69)$$

где

**Структура электромагнитного поля в прямоугольных волноводах.** В прямоугольных волноводах возбуждаются дисперсионные волны Е- и Н-типов. Основные характеристики этих волн можно вычислить с помощью формул, помещенных в табл. 1.1, но для этого необходимо знать критическую длину волны, которая в заданном волноводе зависит от структуры поля (типа волны). Рассмотрим Е-волны, предполагая  $E_z \neq 0$  и  $H_z = 0$ .

Для определения составляющей поля  $E_z$  воспользуемся уравнением (1.68). Определим постоянные этого уравнения, используя граничное условие (1.15), согласно которому можно полагать, что на металлических стенках волновода тангенциальные составляющие электрического поля равны нулю, т. е.

- 1)  $E_z = 0$  при  $x = 0, y = 0$ ;
- 2)  $E_z = 0$  при  $x = a, y = b$ .

Из условия 1 следует обращение в нуль коэффициентов при косинусоидальных слагаемых уравнения (1.68), т. е.  $E_2 = E_4 = 0$ . Обозначим произведение остальных коэффициентов этого уравнения через  $E_0$  и перепишем его в следующем виде:

$$E_z = E_0 \sin(\gamma_{2x} x) \sin(\gamma_{2y} y) e^{-\gamma_1 z}. \quad (3.1)$$

Из граничного условия 2 следует

$$\sin(\gamma_{2x} a) = 0; \sin(\gamma_{2y} b) = 0. \quad (3.2)$$

Тождественное выполнение этих равенств возможно лишь при условии

$$\gamma_{2x} = m\pi/a; \gamma_{2y} = n\pi/b, \quad (3.3)$$

где  $m$  и  $n$  — любые целые положительные числа, определяющие тип волны  $E_{mn}$ .

Отметим, что для Е-волны ни одно из этих чисел не может быть равно нулю, в противном случае составляющая поля  $E_z = 0$ , а следовательно, и все другие составляющие электромагнитного поля обратятся в нуль, т. е. волны  $E_{0n}$  и  $E_{0m}$  не существует. Итак, окончательно

$$E_z = E_0 \sin(m\pi x/a) \sin(n\pi y/b) e^{-\gamma_1 z}. \quad (3.4)$$

Существование Н-волн предполагает  $H_z \neq 0$ ,  $E_z = 0$ . Преобразуем решения волнового уравнения (1.69), используя эти условия. В соответствии с (1.31) граничное условие (1.15) примет вид

$$\begin{aligned}\partial H_z / \partial y &= 0 \text{ при } y=0, y=b; \\ \partial H_z / \partial x &= 0 \text{ при } x=0, x=a.\end{aligned}$$

Найдя производные  $\partial H_z / \partial y$  и  $\partial H_z / \partial x$ , так же, как и в предыдущем случае, получим

$$H_z = H_0 \cos(m\pi x/a) \cos(n\pi y/b) e^{-\gamma_1 z}. \quad (3.5)$$

Составляющие поля  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $E_x$  и  $E_y$  для Е- и Н-волн определяются с помощью формул перехода (1.71) — (1.74) при подстановке в них для Е-волн  $H_z = 0$  и  $E_z$  по (3.4), для Н-волн  $E_z = 0$  и  $H_z$  по (3.5).

Используя уравнения (1.31) и (1.32), определяем зависимость поперечных составляющих  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  от координат через продольные составляющие  $E_z$ ,  $H_z$ :

$$E_x = (-i/\gamma^2_2) (\omega \mu_a \partial H_z / \partial y + \gamma_1 \partial E_z / \partial x); \quad (1.71)$$

$$E_y = (i/\gamma^2_2) (\omega \mu_a \partial H_z / \partial x - \gamma_1 \partial E_z / \partial y); \quad (1.72)$$

$$H_x = (i/\gamma^2_2) (\omega \epsilon_a \partial E_z / \partial y - \gamma_1 \partial H_z / \partial x); \quad (1.73)$$

$$H_y = (-i/\gamma^2_2) (\omega \epsilon_a \partial E_z / \partial x + \gamma_1 \partial H_z / \partial y). \quad (1.74)$$

Для Е-волн

*Е-волной* называется электромагнитная волна, вектор напряженности электрического поля которой имеет поперечную и продольную составляющие, а вектор напряженности магнитного поля лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения ( $H_z = 0$ ).

$$E_z = E_0 \sin(m\pi x/a) \sin(n\pi y/b) e^{-\gamma_1 z}. \quad (3.4)$$

Для Н-волн

*Н-волной* называется электромагнитная волна, вектор напряженности магнитного поля которой имеет поперечную и продольную составляющие, а вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения ( $E_z = 0$ ).

$$H_z = H_0 \cos(m\pi x/a) \cos(n\pi y/b) e^{-\gamma_1 z}. \quad (3.5)$$

Составляющие поля  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $E_x$  и  $E_y$  для Е- и Н-волн определяются с помощью формул перехода (1.71) — (1.74) при подстановке в них для Е-волн  $H_z = 0$  и  $E_z$  по (3.4), для Н-волн  $E_z = 0$  и  $H_z$  по (3.5).

$$E_x = (-i/\gamma^2_2) (\omega \mu_a \partial H_z / \partial y + \gamma_1 \partial E_z / \partial x); \quad (1.71)$$

$$E_y = (i/\gamma^2_2) (\omega \mu_a \partial H_z / \partial x - \gamma_1 \partial E_z / \partial y); \quad (1.72)$$

$$H_x = (i/\gamma^2_2) (\omega \epsilon_a \partial E_z / \partial y - \gamma_1 \partial H_z / \partial x); \quad (1.73)$$

$$H_y = (-i/\gamma^2_2) (\omega \epsilon_a \partial E_z / \partial x + \gamma_1 \partial H_z / \partial y). \quad (1.74)$$

Пример: структура волны  $H_{10}$

$$H_z = H_0 \cos(\pi x/a) e^{-\gamma_1 z}. \quad (3.8)$$

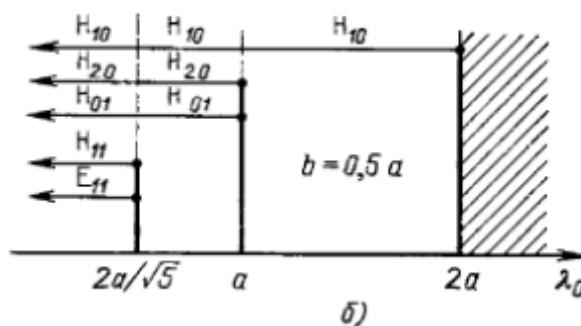
$$E_x = 0; \quad H_y = 0;$$

$$E_y = \frac{i \omega \mu_a a}{\pi} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-\gamma_1 z}; \quad (3.9)$$

$$H_x = i \gamma_1 \frac{a}{\pi} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-\gamma_1 z}. \quad (3.10)$$

Тип волны	$H_{10}$
Структура поля в плоскости поперечного сечения	
Структура поля в плоскости продольного сечения	

## 6. Методика расчета прямоугольного волновода для волны H10 при конструировании.



Если рабочая длина волны  $\lambda_p$  известна, то для колебания типа  $H_{10}$  размеры широкой стенки прямоугольного волновода выбирают в следующих пределах:

$$a < \lambda < 2a,$$

Поскольку вблизи критической длины волны затухание сильно возрастает, то для полосы частот размер широкой стенки выбирается, исходя из условия:

$$\lambda_{max}/1.6 \leq a \leq \lambda_{min}/1.1. \quad (9)$$

Для того, чтобы высшие типы волн  $H_{01}$   $H_{20}$  не распространялись по волноводу размер  $b$  должен быть меньше размера  $a$ . Обычно выбирают  $b=a/2$ . Однако существует рекомендуемый ряд размером, принятый в международной классификации. Поэтому размеры следует выбирать согласно таблице 2.

- 1) Расчет длины волны электромагнитного колебания, исходя из рабочей частоты  $f$  ГГц

$$\lambda_0 = \frac{c}{f} [\text{мм}]$$

- 2) Выбираем по таблице подходящие сечения волноводов

Длина большей стороны волновода  $a$

$$\frac{\lambda_0}{2} < a < \lambda_0$$

- 3) Рассчитываем длины волн в волноводах, их волновые сопротивление и длины волноводов

$$\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon\mu - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}$$

$$Z_{\text{в}} = \frac{120\pi b}{a \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}$$

$$L = \frac{\lambda_{\text{в}}}{2} = 6,225 \text{ [мм]}$$

**Волновое сопротивление.** Выражение для характеристического сопротивления волны  $H_{10}$ , не позволяет правильно решать задачи согласования, так как в него не входит высота волновода, а при соединении двух волноводов различной высоты наблюдаются большие отражения. В этом случае рассматривают параметр, называемый волновым сопротивлением линии передачи  $Z_{\text{в}}$ . На волне  $H_{10}$  для волновода, заполненного воздухом,

$$Z_{\text{в}} = 120 \pi b/a \sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}. \quad (5)$$

Принимаем  $\varepsilon = \mu = 1$

- 4) Выбор волновода с минимальным затуханием.

**Затухание.** Затухание волн в волноводах в основном определяется тепловыми потерями в диэлектрике  $\alpha_d$ , заполняющем линию передачи (если такое заполнение имеется), и потерями в металлических стенках волновода  $\alpha_m$ , характеризуемыми коэффициентом затухания мощности  $a$  в размерности децибел на единицу длины (метр или сантиметр):

$$a = 10 \lg P_{\text{нач}} / P_{\text{кон}}, \text{ [дБ/м] или [дБ/см]},$$

где  $P_{\text{нач}}$  и  $P_{\text{кон}}$  - мощность сигнала в начале и в конце волновода соответственно.

Коэффициент затухания за счет потерь в металлических стенках волноводов из немагнитных металлов зависит от структуры

электромагнитного поля (от распределения  $H_r$  на поверхности металла) и удельной проводимостью стенок  $\sigma$ :

$$\alpha_m = 0,0434/b \cdot \sqrt{f_0/\sigma} \cdot [1 + 2b/a \cdot (\lambda_0/2a)^2] / \sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}, \quad (6)$$

где  $f_0$  – рабочая частота, МГц,  $\sigma$  – удельная электрическая проводимость, См/м.

$$\alpha_{\text{мет}} = \frac{0,0434}{b} \sqrt{\frac{f[\text{МГц}]}{\sigma}} \frac{1 + 2 \frac{b}{a} \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}$$

5) Выбор волновода с максимальной мощностью пробоя.

$$P_{\text{проб}} = 597ab \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}$$

При этом передаваемая мощность будет составлять (0,2....0,3) $P_{\text{проб}}$

Основными требованиями при выборе сечения волноводов являются стабильность типа волны, минимальные масса и габаритные размеры. Обеспечение стабильности типа волны (структурь электрического поля) без принятия дополнительных мер возможно только при работе волноводов на низшем типе волны.

Учитывая последнее, из рис. 3.2 и 3.3 находим, что для прямоугольного волновода рабочие длины волны ( $\lambda_p$ ) должны быть в пределах  $a < \lambda_p < 2a$ , а для круглого волновода  $2,62R < \lambda_p < 3,41R$ . Поскольку вблизи критической длины волны затухание сильно возрастает, то максимальная длина волны в волноводах принимается: а) для прямоугольного волновода  $\lambda_{\max} = 1,6a$ ; б) для круглого волновода  $\lambda_{\max} = 3,2R$ .

Необходимость обеспечения «чистоты волн» путем увеличения затухания высших типов требует увеличения минимальной длины волны – рабочего диапазона: а) для прямоугольного волновода  $\lambda_{\min} = 1,1a$ ; б) для круглого –  $\lambda_{\min} = 2,72R$ .

Если диапазон рабочих длин волн известен, то в соответствии с вышесказанным размеры широкой стенки прямоугольного волновода выбирают в следующих пределах:

$$\lambda_{\max}/1,6a \leq a \leq \lambda_{\min}/1,1. \quad (3.18)$$

Стремление сохранить полосу, уменьшить массу и габаритные размеры волновода и компромиссно решить задачу уменьшения потерь и увеличения электрической прочности волновода является причиной выбора нормализованной высоты с таким расчетом, чтобы критические частоты высших типов волн  $H_{01}$  и  $H_{20}$  были равными  $2b = a$ , т. е.  $b = a/2$ .

## 7. Диэлектрические линии передачи. Скорость распространения.

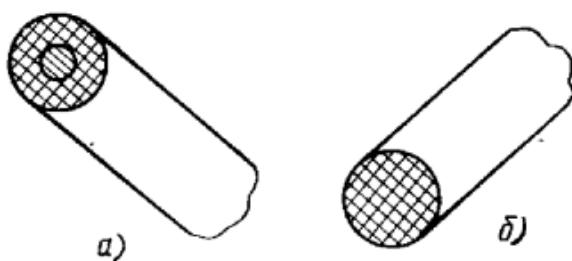


Рис. 3.10. Линии поверхности волны:  
а — однопроводная; б — диэлектрическая

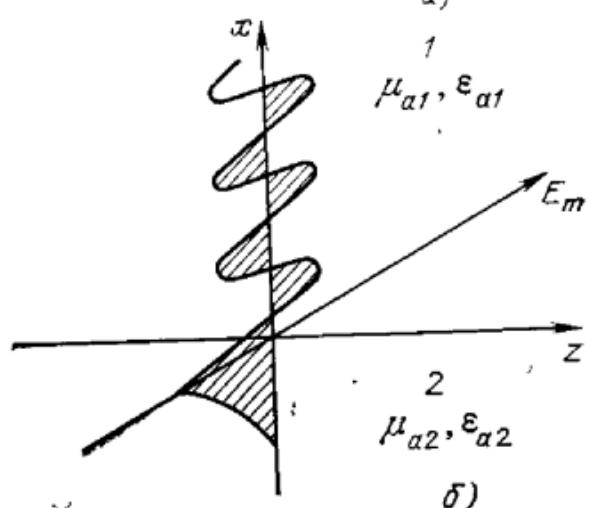
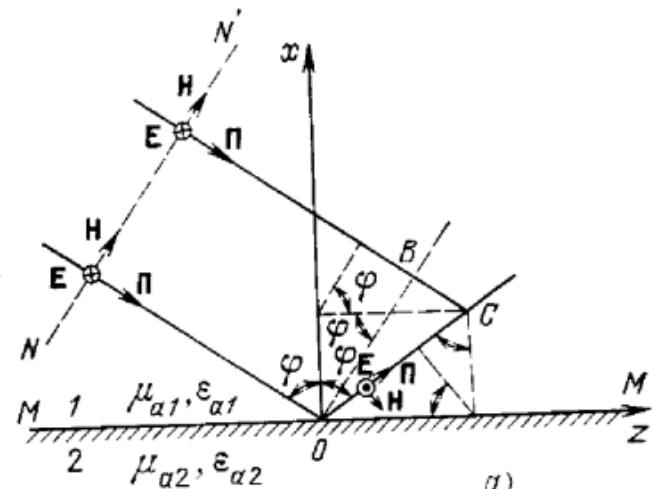


Рис. 3.11. Пояснение принципа образования поверхности волны:  
а — отражение парциальных волн от поверхности раздела; б — распределение амплитуды поверхности волны вдоль оси, перпендикулярной поверхности раздела

**Диэлектрическая линия** (рис. 3.10,б) представляет собой стержень различной формы поперечного сечения из диэлектрика с большими потерями и большей диэлектрической проницаемостью, чем у окружающей среды. Диэлектрическая линия в основном применяется для коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн, где другие типы линий передачи обладают значительным затуханием и их изготовление связано с большими техническими трудностями.

С физической точки зрения распространение волн вдоль поверхности проводника (однопроводная линия, рис. 3.10,а) и внутренней диэлектрического стержня (диэлектрическая линия, рис. 3.10,б) обусловлено полным отражением от поверхности проводника и полным внутренним отражением, происходящим при наклонном падении волны на поверхность раздела двух диэлектриков со стороны среды, имеющей более высокую диэлектрическую проницаемость.

Не проводя полный и строгий анализ, рассмотрим основные физические процессы, происходящие при образовании и распространении поверхностных электромагнитных волн, используя концепцию парциальных волн (см. § 1.13).

Допустим, что плоская однородная волна падает под углом  $\varphi > \Phi_{kp}$  на неограниченную плоскую поверхность раздела двух диэлектрических сред (1, 2 на рис. 3.11, а). Фронт волны проходит по линии  $NN'$ . В каждой точке фронта плоской волны парциальная волна описывается уравнением

$$E_{\text{пад}} = E e^{-i\beta l}.$$

Парциальная волна в точке  $O$  отразится от поверхности раздела и в некоторой точке  $C$  сложится с такой же парциальной волной. Их суперпозиция создает электрическое поле

$$E_{\Sigma} = E_{\text{пад}} - E_{\text{отр}} = E e^{-i\beta l_1} - E e^{-i\beta l_2},$$

где  $l_1 = BC$  — путь, пройденный падающей парциальной волной;  $l_2 = OC$  — путь, пройденный отраженной парциальной волной.

Длины отрезков  $l_1$  и  $l_2$ , определяющие разность фаз интерферирующих волн, могут быть выражены через  $x$ ,  $z$  и угол падения  $\varphi$  следующими уравнениями:

$$l_1 = z \sin \varphi - x \cos \varphi; \quad l_2 = z \sin \varphi + x \cos \varphi,$$

что позволяет записать уравнение для суммарной волны в следующем виде:

$$E_{\Sigma} = E' e^{-i\beta s \sin \varphi z} = E' e^{-i\beta' z}, \quad (3.28)$$

где  $\beta' = \beta \sin \varphi$  — коэффициенты фазы поверхностной волны;  $E' = -i2E \sin(\beta x \cos \varphi)$  — комплексная амплитуда поверхностной волны.

Таким образом, падающая и отраженная парциальные волны, складываясь, образуют электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль поверхности раздела с фазовой скоростью  $v'_f = \omega/\beta' = v_f/\sin \varphi$ . Изменение составляющих векторов  $E$  и  $H$  в первой среде в направлении, параллельном оси  $x$  (перпендикулярно поверхности раздела), имеет характер стоячей волны (рис. 3.11, б). Энергия распространяется только вдоль оси  $z$ , т. е. вдоль поверхности раздела, а в направлении оси  $x$  существует только реактивный поток энергии, образующий стоячую волну.

Во второй среде амплитуда поля экспоненциально убывает в направлении, перпендикулярном поверхности раздела (см. рис. 3.11, б), а коэффициент затухания

$$\alpha = \sqrt{k_1^2 - k_2^2}. \quad (3.29)$$

Если  $\alpha$  имеет большое значение, то во второй среде волна быстро затухает и существует лишь в тонком поверхностном слое, примыкающем к поверхности раздела.

Сделанные выводы справедливы и в том случае, когда первая среда представляет собой диэлектрик, а вторая — идеальный проводник, с тем основным отличием, что полное отражение будет при любом угле  $\phi$ , во второй среде поле равно нулю.

В диэлектрической линии (рис. 3.10,б) распространение волн можно представить себе как результат последовательного отражения парциальных волн от противоположных поверхностей диэлектрического стержня (границ раздела диэлектрик — воздух), подобно тому, как показано на рис. 3.12. На достаточно высоких частотах почти вся энергия этих волн концентрируется внутри диэлектрического стержня и коэффициент фазы приближается к  $\beta = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a}$ , где  $\epsilon_a$  и  $\mu_a$  характеризуют материал диэлектрического стержня.

По мере уменьшения частоты энергия в стержне и коэффициент фазы уменьшаются.

## 8. Физический смысл индексов типа колебаний для прямоугольного и круглого волноводов при заданном типе колебаний.

**Критическая длина волны.** Уравнения (1.70) и (3.3) позволяют определить поперечный коэффициент распространения в прямоугольном волноводе:

$$\gamma_2 = \sqrt{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2}. \quad (3.6)$$

Подставив значение  $\gamma_2$  в (1.78), получим соотношение для определения критических длин Н- и Е-волн в прямоугольном волноводе через геометрические размеры волновода:

$$\lambda_{kp} = 2/\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}. \quad (3.7)$$

Анализируя вышеизложенное, можно сделать следующие выводы и замечания.

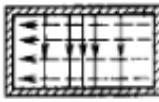
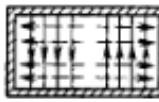
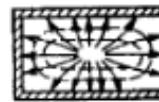
Каждой паре чисел  $m$  и  $n$  в конкретной конструкции волновода (заданы величины  $a$  и  $b$ ) соответствуют определенная структура электромагнитного поля и значение  $\lambda_{kp}$ . Электрические и магнитные волны данного типа обозначаются  $E_{mn}$  и  $H_{mn}$  соответственно. Числа  $m$ ,  $n$  называются *индексами* данного типа колебаний. Физически они соответствуют числу стоячих полуволн, существующих в поперечном сечении вдоль координатных осей  $x$  и  $y$ . Поскольку индексы могут быть любыми, то в прямоугольном металлическом волноводе возможно существование сколь угодно большого числа Н- и Е-волн.

В табл. 3.1 показана структура электромагнитного поля и приведены формулы, определяющие основные характеристики некоторых типов волн в прямоугольном волноводе.

У высших типов волн структура поля волн  $E_{11}$ ,  $H_{10}$  и  $H_{11}$  повторяется, образуя более сложную картину поля. При этом изображенные в табл. 3.1 распределения следует повторить по той или иной координатной оси такое число раз, которое равно значению индексов  $m$  и  $n$  требуемого типа волн. Поскольку зависимости составляющих электрического и магнитного полей от координат описываются гармоническими функциями, направление силовых линий должно чередоваться.

Круглые:

1.  $m$  - сколько длин волн укладывается по периметру.
2.  $n$  - сколько волн укладывается по диаметру.

$H_{10}$	$H_{20}$	$H_{11}$	$E_{11}$
			

$E_{01}$



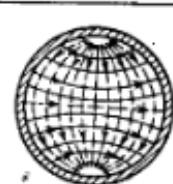
$E_{11}$



$H_{01}$



$H_{11}$



## 9. Способы возбуждения волноводов.

Возбуждением волновода называется создание в нем высокочастотного электромагнитного поля. Для этого необходимо каким-либо способом ввести в него электромагнитную энергию: непосредственно от генератора, из кабеля или другого волновода. Устройство, служащее для этой цели, называют элементом связи или возбудителем.

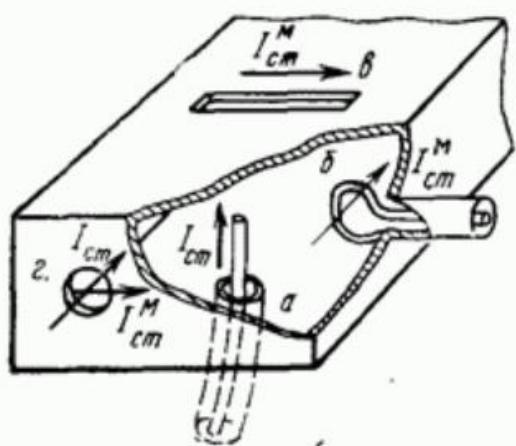


Рис. 9.28

помощью щелей (в) и отверстий (г), прорезанных в их стенках.

С теоретической точки зрения во всех случаях речь идет о системе сторонних электрических и магнитных токов, заданных внутри волновода или на его границах. Нужно расположить их так,

Одномодовое оптоволокно (одномод) – способность передачи только одной моды (одного светового несущего сигнала).

ким образом, входное сопротивление штыря в одномодовом волноводе

$$Z_{bx} = R_1 + i \sum_{m=1}^{\infty} X_m, \quad (9.65)$$

где  $R_1$  – соответствует мощности, основной волны, а  $X_m$  – реактивным полям около возбудителя (индекс  $m=1$  присвоен основной волне, а  $m=2, 3, \dots$  – волнам высших порядков).

Минимую составляющую  $X_1$  может создать основная волна, например, в случае  $z_0 \neq \lambda/4$ , если входное сопротивление участка короткозамкнутого волновода реактивное.

В заключение отметим, что элемент связи, обеспечивающий эффективную передачу мощности в волновод, например, из коаксиального кабеля, согласно теореме взаимности, будет столь же эффективно принимать мощность от волны того же типа в волноводе и передавать ее в кабель. Расчет параметров передающих и приемных элементов связи одинаков.

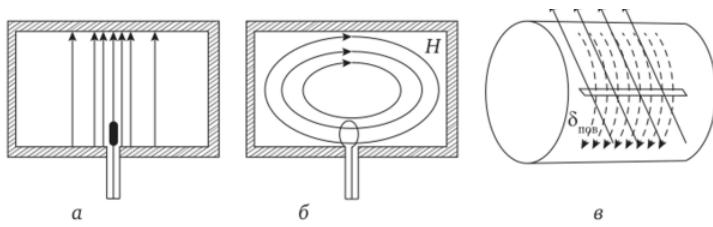


Рис. 8.18. Правила возбуждения волн в волноводе:

*a* — штырем; *б* — петлей; *в* — щелью

Исходя из перечисленных способов отбора энергии, можно сформулировать следующие правила возбуждения волн в волноводе.

1. Для эффективного возбуждения заданного поля штырем его следует располагать вблизи пучности электрического поля возбуждаемой волны параллельно электрическим силовым линиям (рис. 8.18, а).
2. Для возбуждения заданной волны петлей ее следует располагать вблизи пучности магнитного поля возбуждаемой волны, а плоскость петли ориентировать перпендикулярно магнитным силовым линиям (рис. 8.18, б).
3. Для возбуждения заданной волны щелью, прорезанной в боковой поверхности и облучаемой внешним полем, щель следует располагать в пучности поверхностных токов и ориентировать перпендикулярно линиям токов (рис. 8.18, в), а внешнее поле ориентировать так, чтобы его электрическое поле было перпендикулярно оси щели.

## 10. Резонаторы: основные характеристики, выбор длины.

*Объемным резонатором* называется колебательная электромагнитная система, представляющая собой область, ограниченную металлической поверхностью либо поверхностью, соприкасающейся с менее плотной электромагнитной средой. В соответствии с данным определением возможны два вида объемных резонаторов: полый металлический и диэлектрический.

В технике СВЧ резонаторы используются в качестве колебательных систем электронных приборов, в фильтрах различного назначения, измерительных приборах и т. д.

При существовании электромагнитного поля во внутренней полости резонатора происходит непрерывный обмен между электрической и магнитной составляющими этого поля подобно тому, как в колебательном контуре происходит обмен энергией между электрическим полем конденсатора и магнитным полем индуктивности.

При изменении частоты возбуждающих колебаний в резонаторе могут образовываться самые различные структуры электромагнитного поля, определяя этим большое количество резонансных частот. Структура поля, которой соответствует минимальная

частота, называется *низшим типом колебаний*. Если резонансные частоты двух или более видов колебаний с различной структурой полей совпадут, то такие колебания называются *вырожденными*.

Полная эквивалентная схема резонатора с учетом многоволнового режима работы может быть представлена в виде бесконечного числа связанных резонансных контуров. На практике используются резонаторы, возбуждаемые на одном определенном типе колебаний. В этом случае в пределах возбуждения только данного типа колебаний эквивалентная схема представляет собой обычный параллельный резонансный контур, характеризующийся эквивалентными активным сопротивлением  $R$ , эквивалентной емкостью  $C$ , эквивалентной индуктивностью  $L$ . Однако целесообразно рассматривать те эквивалентные параметры резонатора, которые могут быть непосредственно измерены. В качестве основных параметров, определяющих свойства резонаторов, приняты следующие:

резонансная частота ( $f_p$ ) — частота, на которой при прочих равных условиях амплитуда колебаний достигает наибольшей величины;

ширина полосы резонанс-

личины,

добротность ( $Q$ ), характеризующая ширину полосы резонансной характеристики на уровне половинной мощности

$$Q = f_p / 2\Delta f, \quad (5.16)$$

где  $2\Delta f$  — полоса пропускания резонатора.

Разделение видов колебаний характеризуется частотным интервалом между резонансной частотой рабочего и ближайшего наиболее интенсивного нерабочего вида колебаний.

Коэффициент связи ( $K_{\text{св}}$ ) — это отношение мощности, передаваемой резонатором во внешнюю цепь ( $P_{\text{и}}$ ), к мощности, теряемой в резонаторе на резонансной частоте ( $P_{\text{ро}}$ ):

$$K_{\text{св}} = P_{\text{и}} / P_{\text{ро}}. \quad (5.17)$$

**Резонансные частоты объемных резонаторов.** Условие резонанса в резонаторе определяется равенством, накапливаемой в нем на данной частоте электрической и магнитной энергии:

$$\frac{\epsilon_a}{2} \int_V E_m^2 dV = \frac{\mu_a}{2} \int_V H_m^2 dV. \quad (5.18)$$

Из этого равенства с учетом первого уравнения Максвелла (1.10) следует, что собственная частота колебаний резонатора может быть определена выражением

$$\omega_0^2 = \frac{1}{\epsilon_a \mu_a} \frac{\int_V |\text{rot } H_m|^2 dV}{\int_V H_m^2 dV}. \quad (5.19)$$

Анализ этого уравнения показывает, что резонансная частота зависит от размеров резонатора, параметров заполняющей среды и структуры электромагнитного поля. Таким образом, перестройку резонансной частоты резонатора можно осуществить изменением длины резонатора, его объема (помещая внутрь полости металлическое тело) либо изменением параметров среды (используя диэлектрическое тело).

**Собственная добротность резонаторов.** Для расчета собственной добротности резонатора воспользуемся энергетическим определением, согласно которому

$$Q_0 = 2\pi W_s / W_{\text{пот}(T)} = \omega_0 W_s / P_{\text{пот}}, \quad (5.20)$$

где  $W_s$  — энергия, запасенная в резонаторе;  $W_{\text{пот}(T)}$  — энергия, теряемая в резонаторе за один период колебаний;  $\omega_0 = 2\pi/T$  — резонансная круговая частота резонатора;  $P_{\text{пот}}$  — мощность потерь в резонаторе.

Рассмотрим резонатор без диэлектрического заполнения. Значение запасенной энергии определим для момента времени, когда магнитное поле проходит через максимум:

$$W_s = \frac{\mu_0}{2} \int_V |H_m|^2 dV. \quad (5.21)$$

Средняя мощность тепловых потерь находится по формуле

$$P_{\text{пот}} = \frac{R_s}{2} \int_V |H_\tau|^2 dS, \quad (5.22)$$

где  $H_\tau$  — тангенциальная составляющая напряженности магнитного поля у поверхности металлической оболочки резонатора;  $S$  — поверхность внутренней полости резонатора;  $R_s$  — сопротивление единицы поверхности оболочки резонатора.

Полная энергия, теряемая в резонаторе за период колебаний, равна

$$W_{\text{пот}(T)} = P_{\text{пот}} T = [T/2 \sigma \delta_c] \int_S |H_\tau|^2 dS. \quad (5.23)$$

Полагая, что материал оболочки резонатора не обладает магнитными свойствами, перепишем (5.20) с учетом (5.21) — (5.23) и (1.56):

$$Q_0 = \frac{2}{\delta_c} \frac{\int_V |H_m|^2 dV}{\int_S |H_\tau|^2 dS}. \quad (5.24)$$

Качественная оценка зависимости добротности от геометрических размеров резонатора позволяет сделать вывод, что в первом приближении добротность пропорциональна отношению объема резонатора к его поверхности и обратно пропорциональна глубине проникновения  $Q_0 \sim (2/\delta_c)(V/S)$ .

Используя для изготовления оболочки резонатора хорошо проводящий металл, можно получить резонаторы с добротностью порядка  $10^5$ . Возможность получения высокой добротности — одно из важнейших достоинств объемных резонаторов.

Рис. 5.20. Схема резонатора на отрезке линии передачи:  
1 — возбуждение колебаний; 2 — повторное отражение

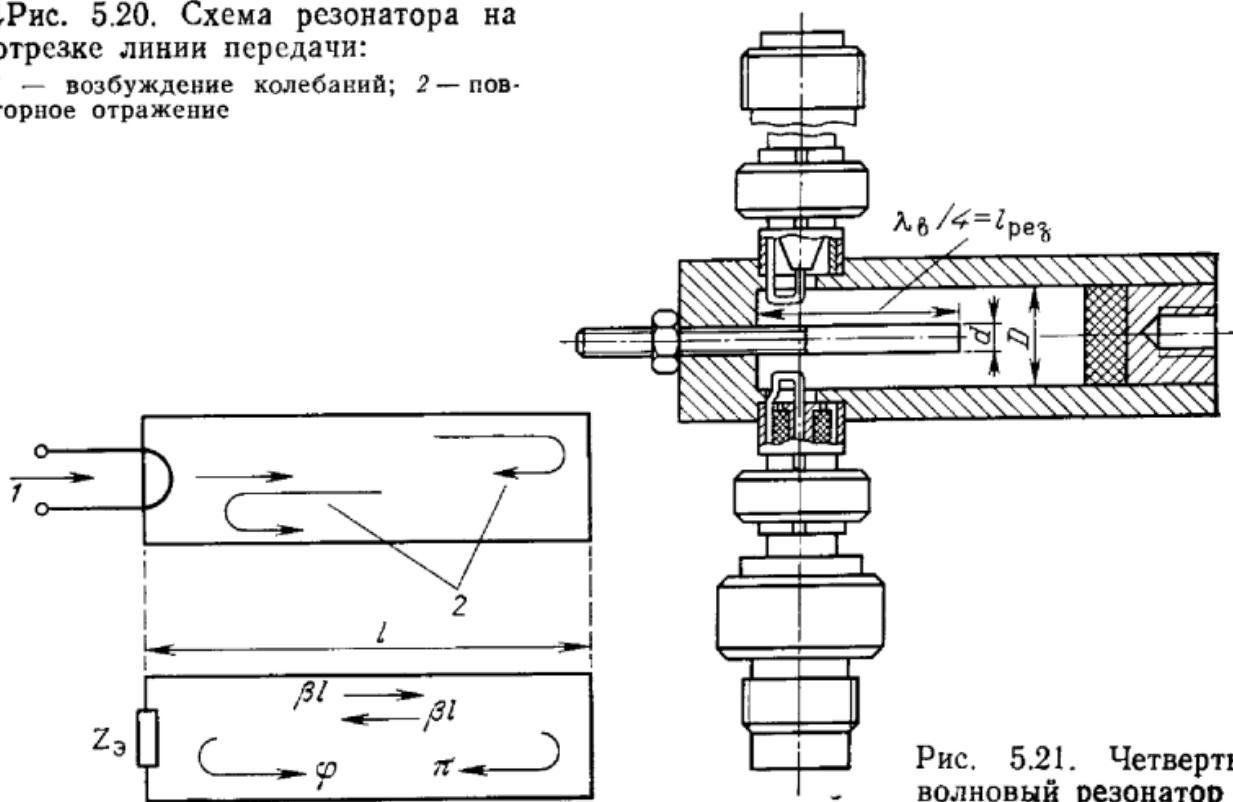


Рис. 5.21. Четвертьволновый резонатор

**Конструкции резонаторов на отрезках линий передачи.** Резонансные свойства отрезка линии передачи проявляются в тех случаях, когда потери при отражениях волн от его концов достаточно малы и на длине отрезка происходит сложение многократно отраженных волн (рис. 5.20). Последнее возможно при условии

$$\varphi + \pi + 2\beta l_{\text{рез}} = \varphi + \pi + (4\pi/\lambda_0) l_{\text{рез}} = 2\pi p, \quad (5.25)$$

где  $p = 1, 2, 3, \dots$  — число вариаций поля вдоль линии;  $\varphi$  — фаза коэффициента отражения от нагруженного конца линии;  $\beta = 2\pi/\lambda_0$  — фазовая постоянная.

Из условия резонанса имеем

$$l_{\text{рез}} = \frac{2\pi p - \pi - \varphi}{4\pi} \lambda_0. \quad (5.26)$$

При выборе длины резонатора следует иметь в виду, что при  $p > 1$  уменьшается добротность резонатора из-за роста потерь.

Рассмотрим резонатор, короткозамкнутый на обоих концах ( $\varphi = \pi$ ). Для этого случая (5.26) примет вид

$$l_{\text{рез}} = (p - 1)\lambda_0/2 = p'\lambda_0/2, \quad (5.27)$$

где  $p = 1, 2, 3, \dots$

Короткозамкнутые резонаторы, у которых  $p' = 1$ , получили название *полуволновых*.

В случае разомкнутого (открытого) второго конца линии ( $\varphi = 0$ ) (5.26) примет вид

$$l_{\text{рез}} = (2p - 1)\lambda_0/4. \quad (5.28)$$

Резонаторы, закороченные с одного конца и разомкнутые с другого, у которых  $p = 1$ , получили название *четвертьволновых*

## 11. Распределение тока в стенках прямоугольного волновода на волне $H_{10}$ .

В волноводах текут два вида токов: токи смещения — между стенками волноводов и токи проводимости — по внутренним поверхностям металлических стенок волновода. Система токов смещения и проводимости определяется структурой поля в волноводе.

Токи смещения в прямоугольном волноводе на волне  $H_{10}$  проходят между широкими стенками вдоль линий электрического поля. Вектор плотности этих токов согласно (1.9) равен  $\mathbf{J}_{\text{см}} = \epsilon_0 \partial E_y / \partial t$  и может быть вычислен с помощью (3.9). Величина поверхностных токов проводимости определяется из граничного

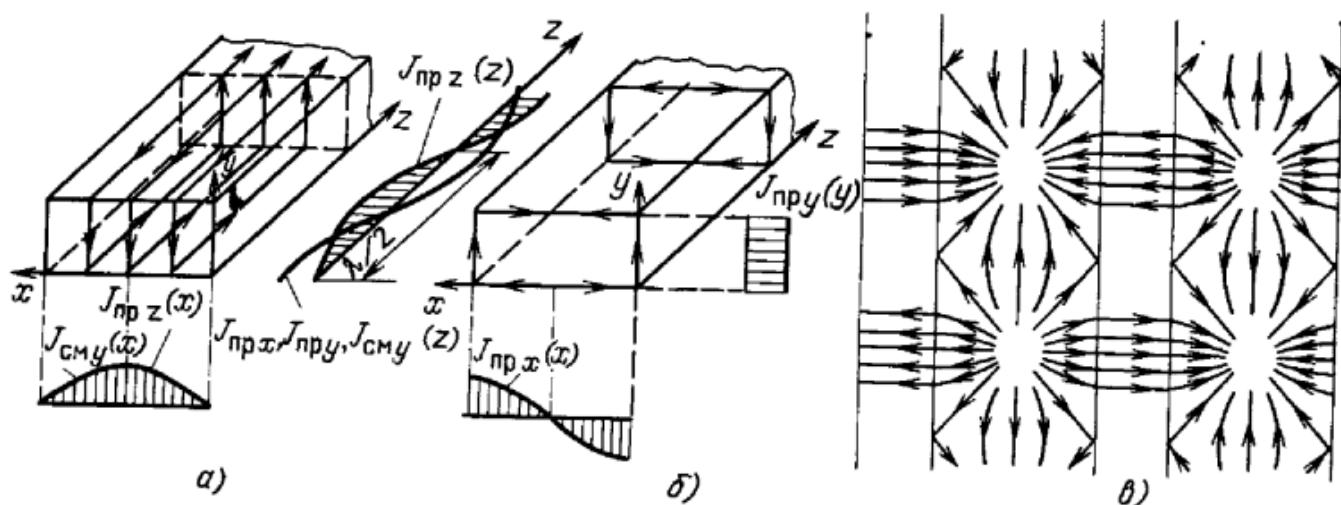


Рис. 3.6. Распределение плотностей токов смещения и проводимости в прямоугольных волноводах на волне  $H_{10}$ :  
а — в продольном сечении; б — в поперечном сечении; в — общая картина

условия (1.16), в соответствии с которым плотность тока на поверхности проводника численно равна тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля у этой поверхности. В соответствии с этим, используя (3.8) и (3.10), можно вычислить плотность токов проводимости, текущих вдоль широких стенок волновода  $J_{\text{пр} z} = H_x$ , поперек широких стенок  $J_{\text{пр} x} = H_z|_{y=0; y=b}$ , вдоль узких стенок  $J_{\text{пр} z} = H_x|_{x=0; x=a} = 0$  и поперек узких стенок  $J_{\text{пр} y} = H_z|_{x=0; x=a}$ .

Картину распределения токов в волноводе можно представить как два вида замкнутых линий, одни из которых располагаются в продольном сечении волновода в плоскости  $y0z$  (рис. 3.6, а), а другие в поперечном сечении в плоскости  $y0x$  (рис. 3.6, б). Общая картина распределения токов в прямоугольном волноводе на волне  $H_{10}$  показана на рис. 3.6, в.

## 12. Волноводные разветвители (тройники).

Для распределения высокочастотной энергии по волноводным каналам в заданном отношении используют различного рода *разветвители*. Простейшая конструкция разветвителя представляет собой отрезок волновода с помещенной параллельно широкой стенке проводящей пластиной (рис. 5.13,*a*). При этом образуется разветвление с делением мощности пропорционально высотам вновь образованных волноводов  $b_3$  и  $b_2$ .

Одним из наиболее широко встречающихся видов разветвителей является так называемое Т-образное разветвление или *волноводный тройник*. Если плоскость разветвления совпадает с плоскостью, в которой лежат силовые линии вектора  $\mathbf{E}$  основного типа волны  $H_{10}$ , то такой тройник называется Е-тройником (рис. 5.13,*б*, *г*), в случае разветвления в плоскости магнитных силовых линий — Н-тройником (рис. 5.13,*в*, *д*). В зависимости от угла, под которым происходит разветвление волноводов, различают 90-градусные (рис. 5.13,*б*, *в*) и 120-градусные У-тройники (рис. 5.13,*г*, *д*).

Используя упрощенные эквивалентные схемы тройников (рис. 5.13,*е*, *ж*), рассмотрим основные свойства тройников на волне  $H_{10}$  при условии, если плечи 1 и 2 нагружены на согласованные на-

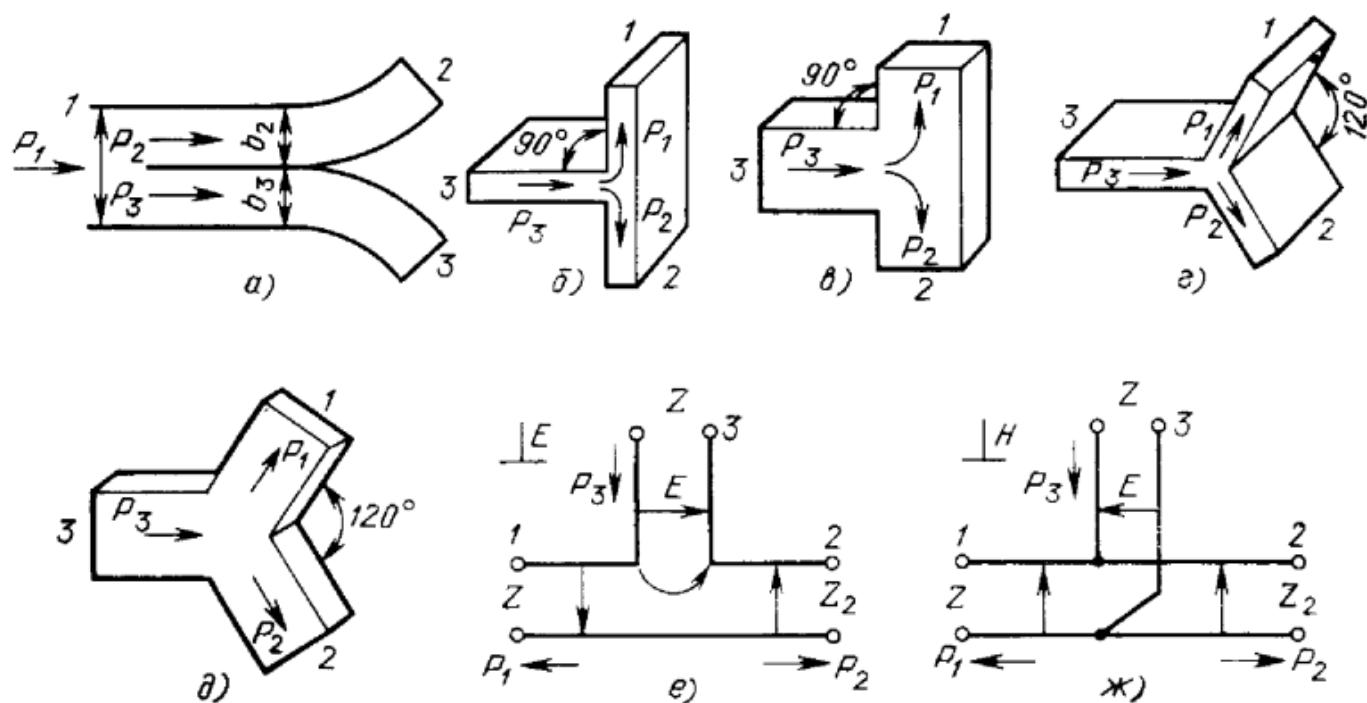


Рис. 5.13. Волноводные разветвители:

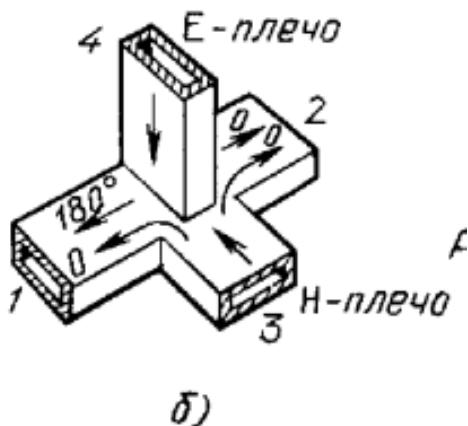
*а* — с перегородкой в волноводе; *б*, *г* — Е-тройники; *в*, *д* — Н-тройники; *е*, *ж* — эквивалентные схемы

грузки. Волна поступает в плечо 3 Е-тройника (рис. 5.13,е). В сторону плеч 1 и 2 будут распространяться волны, равные по амплитуде и противоположные по фазе. Если волна поступает в плечо 3 Н-тройника (рис. 5.13,ж), то, как и в предыдущем случае, будут распространяться равные по амплитуде, но синфазные волны.

Т-образные разветвители обладают свойствами взаимной связи, если к плечам 1 и 2 Е-тройника подключены противофазные генераторы, то в плече 3 выделится энергия суммарной волны, для выделения энергии в плече 3 Н-тройника необходимо подключить к плечам 1 и 2 синфазные генераторы.

Если в Е- и Н-плечи тройников ввести подвижные короткозамыкающие поршни, то они могут играть роль переменных реактивных сопротивлений, включенных параллельно либо последовательно в такт. Е- и Н-тройники являются несогласованными устройствами, и для их согласования используются методы и устройства, описанные в § 4.4 и 4.5.

#### Волноводный мост



**Двойной волноводный тройник** (рис. 5.19,б) образуется путем соединения в единое симметричное устройство разветвителей в плоскостях *E* и *H* (Е- и Н-тройников). Свойства рассматриваемого двойного тройника совпадают со свойствами восьмиполюсника в (§ 2.9), при той нумерации плеч, которая принята на рис. 5.19,б.

Существенным недостатком двойного волноводного тройника является появление волн высших типов в области разветвления и, как следствие, рассогласованность его плеч с сопротивлением подводящих линий. Поэтому для обеспечения нормальной работы Т-моста необходимо его согласовать. В качестве элементов согласования используются односторонние диафрагмы, штыри и др.

Реальные конструкции двойных волноводных тройников имеют  $K_{ct} = 1, 2$  в полосе частот  $10 \dots 15\% f_0$ , при этом полоса частот определяется полосой используемых согласующих элементов.

К недостаткам двойных волноводных тройников следует также отнести и пониженный уровень пробивной мощности.

При конструировании и изготовлении двойных волноводных тройников необходимо предусмотреть высокие точности в отношении их симметрии и равенства длин плеч, однако неизбежная асимметрия тройников не позволяет получить развязки плеч более чем 30 ... 50 дБ.

Из технологических методов, обеспечивающих требуемую точность изготовления, распространение получили пайка и сварка предварительно подготовленных и отьюстированных волноводных труб (для больших сечений волноводов), гальванопластика (для волноводов малых сечений; отличается высокой стоимостью и не позволяет создавать высокопрочные конструкции), точное литье (применяется в массовом производстве, обеспечивает чистоту токонесущих поверхностей в пределах 5—6 классов шероховатости).

### 13. Штыри и диафрагмы в волноводе.

**Штыри в волноводе.** Короткий металлический штырь в одной из широких стенок волновода (рис. 4.2,*a*), направленный вдоль линий электрического поля, увеличивает местное электрическое поле и действует как эквивалентная емкость. Нормированное значение проводимости  $b'$  штыря зависит от его длины  $l$ , радиуса  $r$  и места расположения на широкой стенке  $l_1$  [1]:

$$b' = \frac{2\pi l_1^2 \lambda_B}{a^3 b} \frac{(1 - \cos \beta l)^2}{\ln(2l_1/r) \sin 2\beta l - \beta(2l_1 - r)(2 + \cos 2\beta l)}. \quad (4.1)$$

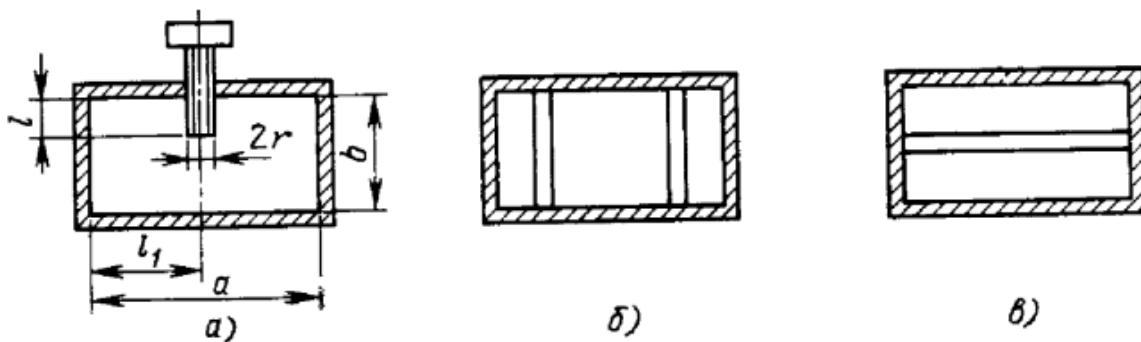


Рис. 4.2. Штыри в волноводе:

*а* — с регулируемой проводимостью; *б* — индуктивные; *в* — емкостные

При этом предполагается, что расстояние  $b-l$  от торца штыря до противоположной стенки значительно больше диаметра штыря  $2r$ .

Пробивная прочность волновода при введении такого штыря падает, область максимальной концентрации поля совпадает с вершиной штыря. С целью некоторого увеличения пробивной прочности в устройствах высокого уровня мощности рекомендуется торец штыря закруглять.

Соединение штыря с волноводом выполняется резьбовым, паяно-резьбовым или дроссельным методом. При резьбовом соединении штырь закрепляется контргайкой с последующей защитой крепления краской или лаком. К соединению предъявляются требования малого электрического сопротивления, постоянства точки электрического контакта, механической прочности и герметичности.

По мере увеличения глубины погружения штыря в волновод все более сказывается индуктивный характер проводимости штыря и при

$$l = l_p \approx \frac{\lambda}{4} - \frac{2l_1 - r}{2 \ln(2l_1/r)} \quad (4.2)$$

проводимость принимает бесконечно большое значение, что равносильно параллельному включению в волновод последовательного резонансного контура. Штырь длиной  $l_p$  называется *резонансным*. При увеличении длины штыря  $l > l_p$  в шунтирующей цепи преобладает индуктивная проводимость.

Штырь, полностью перемыкающий волновод и соединяющий его противоположные стенки (рис. 4.2,б), является *индуктивным*. Энергия местного поля такого штыря определяется протекающим по нему током, т. е. является энергией магнитного поля. Нормированное значение его эквивалентной индуктивности определяется формулой [2]:

$$b' = - \frac{2 \frac{\lambda_v}{a} \sin^2 \frac{\pi l_1}{a}}{\ln \left( \frac{2a}{\pi r} \right) \sin \frac{\pi l_1}{a} - \sin^2 \frac{\pi l_1}{a} \left( 2 + \frac{\beta^2 a^2}{\pi^2} \right) + \beta^2 l_1^2 \left( - \ln \frac{2\pi l_1}{a} + \frac{3}{2} + \frac{\pi^2 l_1^2}{36a^2} \right)}, \quad (4.3)$$

где обозначения аналогичны значениям, показанным на рис. 4.2,а.

Индуктивные штыри в меньшей степени по сравнению с емкостными влияют на пробивную мощность волновода и являются одним из основных средств создания реактивной проводимости в трактах высокого уровня мощности.

Помимо штырей, направленных вдоль линий электрического поля, применяются штыри, лежащие перпендикулярно линиям электрического поля (рис. 4.2,в). Такой штырь играет роль емкости, шунтирующей линию передачи, и называется *емкостным*. Конструкция такой реактивности обладает повышенной электрической прочностью.

**Диафрагмы** — тонкие металлические пластины, частично перекрывающие попечное сечение волновода. Их толщина выбирается значительно меньше длины волны и ограничивается лишь механической прочностью.

Конструкции диафрагм в прямоугольном волноводе и их эквивалентные схемы приведены на рис. 4.3.

**Емкостные диафрагмы** образованы пластинами, свободные края которых перпендикулярны линиям электрического поля (рис. 4.3,а). Концентрация зарядов на краях такой диафрагмы приводит к накоплению энергии электрического поля, что аналогично действию конденсатора, шунтирующего линию передачи. Емкостные диафрагмы уменьшают электрическую прочность волновода и не рекомендуются к применению в трактах высокого уровня мощности.

Приближенно (без учета толщины) эквивалентная нормированная емкостная проводимость диафрагмы может быть определена по формуле

$$b' = \frac{4b}{\lambda_B} \ln \left( \operatorname{cosec} \frac{\pi b_1}{2b} \operatorname{cosec} \frac{\pi y_0}{b} \right). \quad (4.4)$$

*Индуктивные диафрагмы* образованы пластинами, свободные края которых параллельны линиям электрического поля основного типа волны (рис. 4.3, б). Действие такой диафрагмы основано на концентрации магнитного поля, что эквивалентно индуктивности, шунтирующей линию передачи.

Индуктивные диафрагмы незначительно снижают пробивную прочность волноводов. Эквивалентная нормированная индуктивная проводимость диафрагмы определяется следующим приближенным выражением:

$$b' \approx -\frac{\lambda_B}{a} \left[ \left( \operatorname{cosec} \frac{\pi a_1}{2b} \operatorname{cosec} \frac{\pi x_0}{a} \right)^2 - 1 \right]. \quad (4.5)$$

Сочетание индуктивной и емкостной диафрагм позволяет осуществить *резонансную диафрагму*, эквивалентная схема которой представляет собой параллельный колебательный контур (рис. 4.3, в). Резонанс определяется условием

$$\frac{a_1}{b_1} \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{2a_1} \right)^2} \approx \frac{a}{b} \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{2a} \right)^2}. \quad (4.6)$$

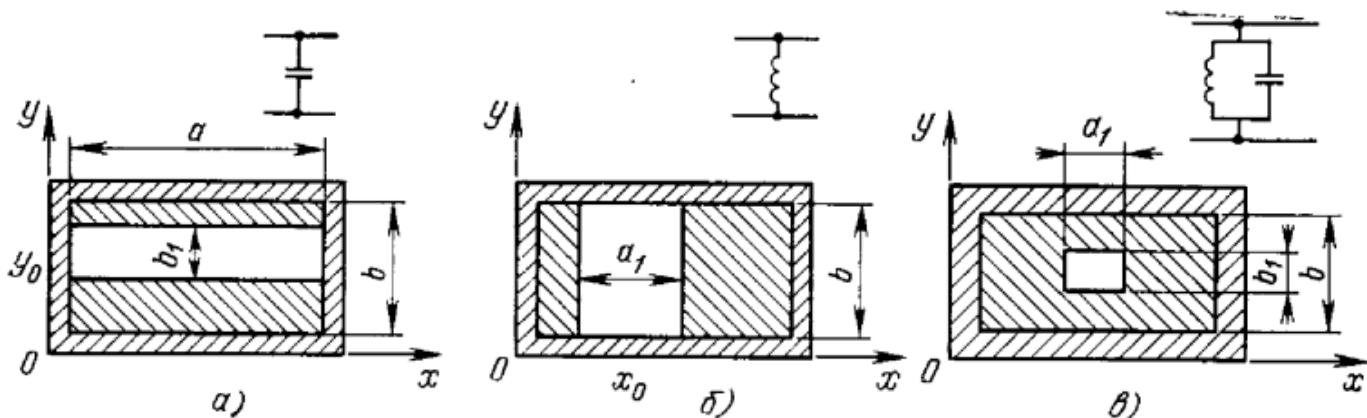


Рис. 4.3. Диафрагмы в волноводе:  
а — емкостная; б — индуктивная; в — резонансная

При этом волна  $H_{10}$  проходит через диафрагму без отражений, так как отраженные волны компенсируют друг друга. Изменение размеров резонансного окна влияет на величину нагруженной добротности диафрагмы, которая возрастает по мере уменьшения размеров окна.

Окно резонансной диафрагмы может иметь форму, отличную от прямоугольной, например П-образную, в виде гантели и т. д. Широкое применение резонансные окна находят в конструкциях электровакуумных СВЧ-приборов, резонансных разрядниках, при герметизации СВЧ-трактов. Диафрагма при этом выполняет роль металлической рамки, в которую впаяна тонкая диэлектрическая пластина из материала с малыми потерями. Условие (4.6) для окна, заполненного диэлектриком, примет вид

$$\frac{a_1}{b_1} \sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{4a_1^2 \epsilon \mu}} \left| \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \right| \approx \frac{a}{b} \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{2a} \right)^2}, \quad (4.7)$$

где  $\epsilon$  и  $\mu$  — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика, который впаивается в окно.

## 14. Контактный и дроссельный фланцы волноводов.

*Разъемное контактное соединение* выполняется с помощью контактных фланцев. Плоские контактные фланцы за счет соприкосновения торцовых поверхностей обеспечивают непосредственный электрический контакт между соединяемыми волноводами (рис. 4.5, а). Контактные поверхности фланцев стягивают болтами и струбцинами. Высокие требования к электрическим параметрам соединений обуславливают жесткие требования к точности выполнения контактных фланцев: перпендикулярности поверхности фланца к оси волновода, плоскости контактной поверхности, ее качеству и точности расположения базирующих элементов. При проектировании контактных соединителей необходимо выбирать материалы и покрытия прилегающих друг к другу поверхностей с минимальной разностью электродных потенциалов с тем, чтобы не образовывалось гальванических пар и, как следствие, не появлялась коррозия. Например, по ОСТ 4.ГС.200.013

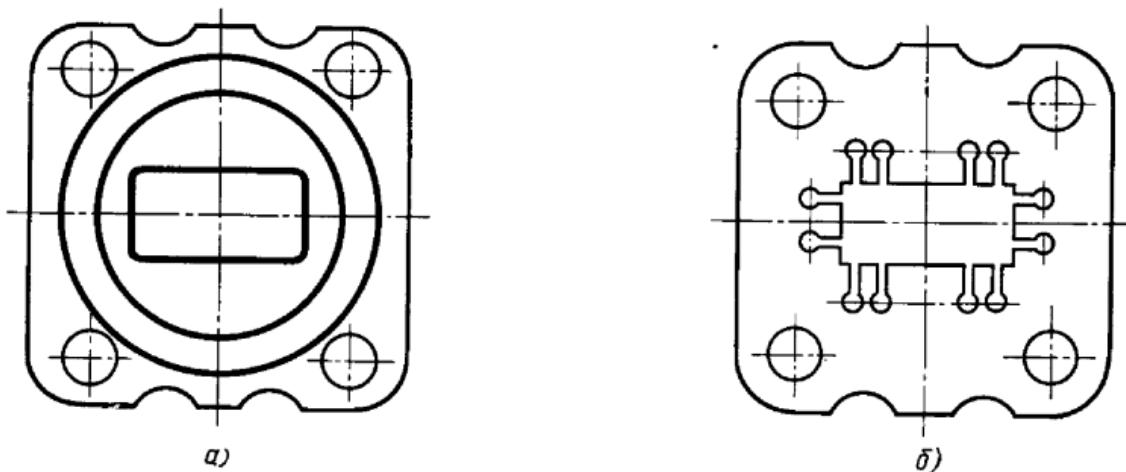


Рис. 4.5. Пример конструкции плоского контактного фланца для прямоугольного волновода;  
а — конструкция фланца; б — контактная прокладка

Для характеристики электрической прочности элементов и узлов СВЧ пользуются величиной относительной мощности  $P'_{\text{пр}}$ , равной отношению пробивной мощности устройства  $P_{\text{пр.устр}}$  к пробивной мощности регуляторного волновода  $P_{\text{пр.рег}}$ :

$$P'_{\text{пр}} = P_{\text{пр.устр}} / P_{\text{пр.рег}}. \quad (4.8)$$

Для контактных фланцев в зависимости от частотного диапазона значение  $P'_{\text{пр}}$  меняется от 20 до 75 %.

Преимуществом контактных фланцевых соединений является возможность их использования без частотных ограничений. Однако контактные соединения обладают рядом недостатков. Качество контакта значительно ухудшается при деформации фланца от многократных соединений, при окислении, вибрации, выгорании при передаче большой мощности и т. д.

*Дроссельное соединение*, свободное в значительной степени от вышеуказанных недостатков, используется в СВЧ-трактах, узлы которых часто подвергаются разборке.

В дроссельном соединении (рис. 4.6) используются два фланца, один из которых плоский 1, а другой — дроссельный 2, имеющий в торцовой части выборку  $\Delta$  и кольцевую канавку глубиной  $l_1$  приблизительно в четверть длины волны в свободном пространстве. Радиальное расстояние между канавкой и серединой широкой стенки прямоугольного волновода  $l_2$  также равно примерно

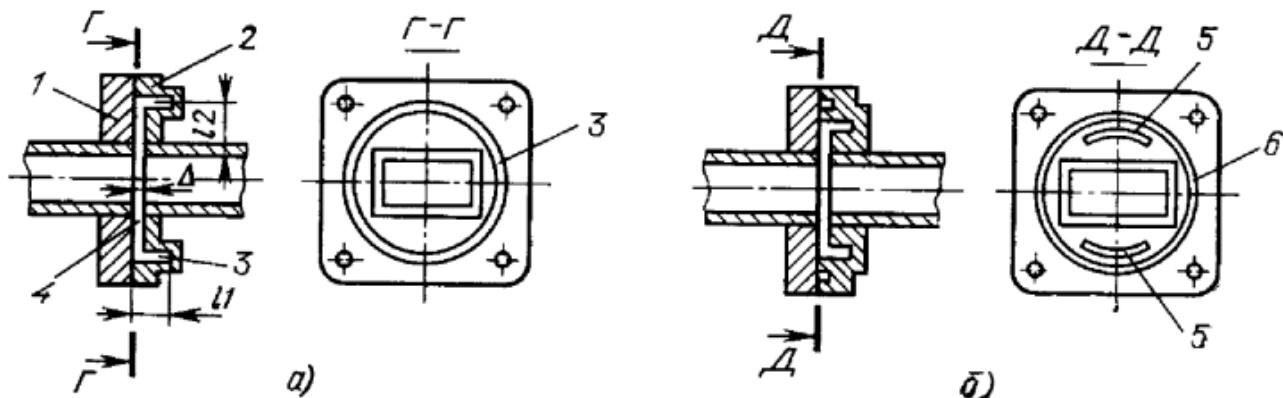


Рис. 4.6 Дроссельные волноводные фланцы:  
а — с кольцевой канавкой; б — с секторной канавкой

четверти длины волны. Таким образом, надежный электрический контакт осуществляется с помощью последовательно включенной в основной тракт дополнительной короткозамкнутой полуволновой линии — дросселя. Отрезки четвертьволновых линий, образующих дроссель, различны по типу. Это четвертьволновая коаксиальная линия (дроссельная канавка 3) и четвертьволновая радиальная линия (зазор между плоскостями стыкуемых фланцев 4). Распределение напряжений и токов в дроссельном соединении показано на рис. 4.7. Через  $R_k$  обозначено сопротивление контакта, имеющееся в месте механического соединения двух фланцев, там, где находится узел тока. При этом несовершенство контакта мало влияет на качество соединения. Вместе с тем просачивание высокочастотной энергии будет минимальным, так как на резисторе  $R_k$  выделяется очень малая мощность. Электрический контакт осуществляется в точках  $A A'$ , где находится пучность тока, так как входное сопротивление замкнутой на конце полуволновой линии равно нулю, что и требуется для обеспечения контакта между соединяемыми волноводами. При необходимости увеличить механическую прочность дроссельного фланца применяется секторная канавка 5 (см. рис. 4.6, б), также обеспечивающая надежный электрический контакт в середине широкой стенки волновода.

## Д1.

Правильно сконструированные дроссельные фланцы обеспечивают в полосе частот  $15\% f_0$  (в длинноволновой части сантиметрового диапазона) и  $6\% f_0$  (в коротковолновой части сантиметрового диапазона) значение  $K_{ct}$ , не превышающее 1,05, а электротехническость до 100 дБ. Средняя по диапазону относительная пробивная мощность  $P'_{pr}$  составляет 25%.

Основными достоинствами дроссельных соединений являются надежность, нечувствительность к небольшим перекосам, загрязнениям, шероховатостям поверхности и неплотности прилегания. Недостатки дроссельных соединений — сложность их конструкции и зависимость электрических параметров от частоты.

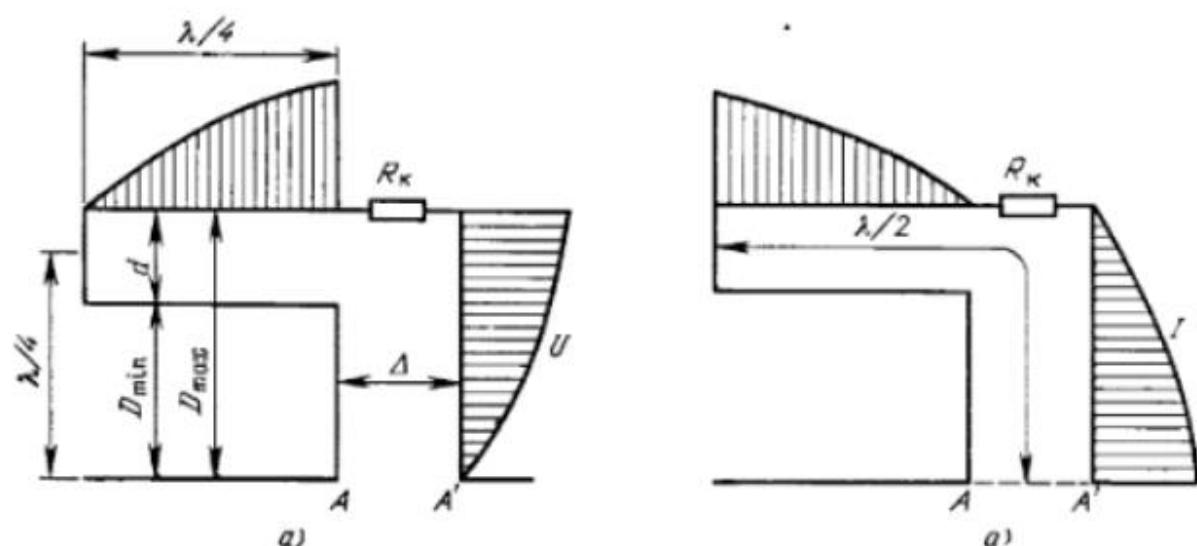


Рис. 4.7. Распределение напряжений (а) и токов (б) в дроссельном фланце

## 15. Коаксиальные линии передачи.

Коаксиальные волноводы (рис. 3.9) состоят из металлического цилиндра и круглого металлического провода, расположенного вдоль оси цилиндра. Сечение коаксиальных волноводов может быть и другой формы, например прямоугольной. Основными достоинствами коаксиальных волноводов являются широкополосность, отсутствие паразитного излучения и возможность изготовления в виде гибких коаксиальных кабелей. К числу основных недостатков относятся большое затухание, малая электрическая прочность и сложность конструкции. Коаксиальные волноводы

Существуют гибкие (коаксиальные кабели) и жесткие конструкции коаксиальных волноводов. Коаксиальные кабели запол-

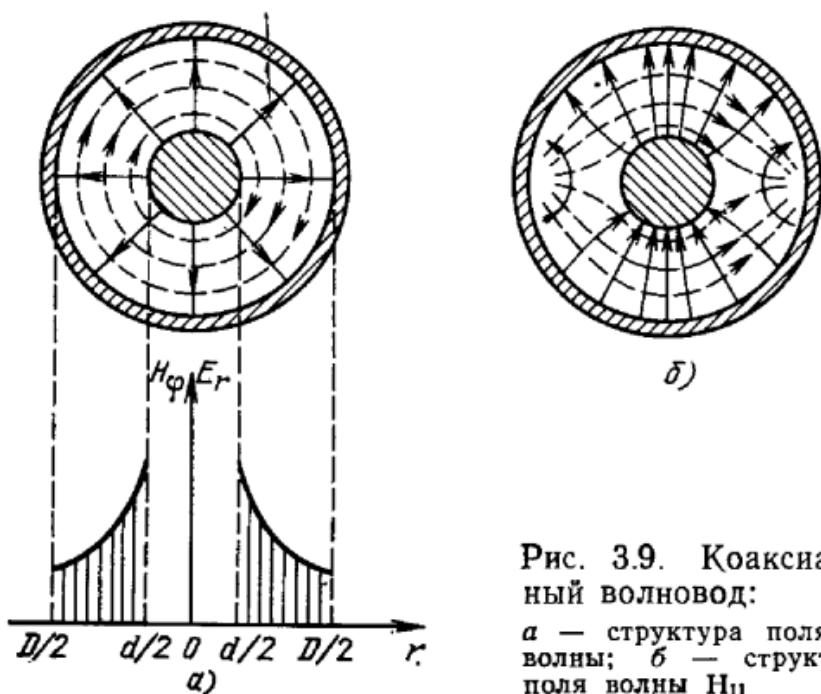


Рис. 3.9. Коаксиальный волновод:  
а — структура поля Т-волны; б — структура поля волны  $H_{11}$

няются гибким диэлектриком, внешний проводник выполняется из оплетки, изготовленной из медной проволоки, а внутренний проводник из медной проволоки или нескольких сплетенных проволок. В жестких конструкциях внешний и внутренний проводники изготавливаются из латуни и биметалла (стальная трубка или проволока, покрытые слоем меди).

Коаксиальное расположение внутреннего и внешнего проводников фиксируется изолирующими шайбами, стержнями и др.

Известно, что по коаксиальному волноводу может передаваться электрическая энергия на любых частотах, включая частоту постоянного тока. Последнее означает, что в коаксиальной линии могут возбуждаться статические поля, отличительной особенностью которых является отсутствие продольных составляющих, т. е. поля Т-волн. Структура этих полей относится к низшим (рабочим) волнам в коаксиальной линии.

**Структура поля.** Рассматривая уравнения Максвелла в цилиндрических координатах [2] при  $E_z = H_z = 0$ , можно установить, что магнитное поле коаксиального волновода содержит лишь одну составляющую  $H_\Phi$ . Магнитные силовые линии располагаются концентрически вокруг внутреннего провода (вокруг оси  $z$ ). Электрическое поле имеет также только одну составляющую  $E_r$ , направленную по радиусам поперечного сечения волновода. Структура поля Т-волны в поперечном сечении коаксиального волновода показана на рис. 3.9,а.

Используя закон полного тока, найдем, что

$$H_\Phi = I/2\pi r, \quad E_r = Z_c H_\Phi = (377/V_e) (I/2\pi r)$$

или

$$E_r = 60I/(V_e r). \quad (3.20)$$

**Рабочий диапазон частот** коаксиальных волноводов ограничивается только со стороны высоких частот возможным возбуждением высших типов волн. Ближайшим высшим типом волн, возбуждаемых в коаксиальном волноводе, является волна  $H_{11}$ , сходная с волной  $H_{11}$  в круглом волноводе. Структура поля волны  $H_{11}$  в плоскости поперечного сечения приведена на рис. 3.9,б. Критическая длина волны типа  $H_{11}$  определяется формулой

$$\lambda_{kp} \approx \pi(D+d)/2. \quad (3.21)$$

Таким образом, высшие типы волн в коаксиальном волноводе появляются тогда, когда длина волны возбуждающих колебаний становится меньше полусуммы периметров проводников.

Из (3.21) следует, что поперечные размеры коаксиальной линии необходимо выбирать так, чтобы при заданной минимальной длине волны рабочего диапазона  $\lambda_{min}$  удовлетворялось условие

$$D+d \leq \lambda_{min}/1,57. \quad (3.22)$$

Уменьшение размеров поперечного сечения коаксиального волновода, необходимое для расширения частотного диапазона, ог

раничивается увеличением тепловых потерь, уменьшением электрической прочности и усложнением технологии изготовления.

**Волновое сопротивление** рассчитывается в соответствии с теорией длинных линий как отношение напряжения к току  $Z_b = U/I$  в линии без потерь и отражений. Напряжение в коаксиальном волноводе может быть определено интегрированием напряженности электрического поля  $E_r$  вдоль радиуса поперечного сечения коаксиального волновода:

$$U = \int_{d/2}^{D/2} E_r dr = \int_{d/2}^{D/2} \frac{60I}{V_e r} dr = \frac{60I}{V_e} \ln \frac{D}{d}; \quad (3.23)$$

$$Z_b = \frac{U}{I} = \frac{60}{V_e} \ln \frac{D}{d}.$$

**Пробивное напряжение.** Пробой коаксиального волновода наступает при таком напряжении, когда максимальная напряженность электрического поля в линии достигает значения  $E_{\text{пр}}$ . Напряженность электрического поля в коаксиальном волноводе максимальна у поверхности внутреннего проводника и согласно (3.20) равна  $E_d = 120I/(d\sqrt{\epsilon})$ . Следовательно ток при пробое равен  $I_{\text{пр}} = E_{\text{пр}}d\sqrt{\epsilon}/120$ . Исходя из величины тока, пробивное напряжение определится соотношением

$$U_{\text{пр}} = I_{\text{пр}}Z_{\text{в}} = (E_{\text{пр}}d/2)\ln(D/d). \quad (3.24)$$

Для коаксиального волновода с воздушным заполнением ( $E_{\text{пр}} = 30$  кВ/см) напряжение пробоя

$$U_{\text{пр}} = 15 \cdot 10^3 d \ln(D/d). \quad (3.25)$$

Максимум пробивного напряжения наступает при  $D/d = e = 2,718$ . Это соответствует волновому сопротивлению  $Z_{\text{в}} = 60$  Ом.

**Предельная мощность**, передаваемая по коаксиальному волноводу, может быть вычислена по формуле

$$P_{\text{пр}} = U_{\text{пр}}^2/(2Z_{\text{в}}) = E_{\text{пр}}^2 \sqrt{\epsilon} d^2 \ln(D/d)/480. \quad (3.26)$$

Максимум этой зависимости наступает при  $D/d = 1,65$ , что составляет  $Z_{\text{в}} = 30$  Ом. Если коаксиальная линия заполнена диэлектриком, но не принято специальных мер к удалению воздушных включений, разряд начинается в тонкой воздушной пленке на границе между диэлектриком и внутренним проводником, где пробивная напряженность поля снижается в  $\sqrt{\epsilon}$  раз.

**Затухание коаксиальных линий**, работающих на Т-волне, за счет тепловых потерь в проводниках  $\alpha_R$  может быть вычислено с помощью (2.15), а за счет потерь в диэлектрике  $\alpha_\epsilon$  — с помощью (1.48). Используя (2.15), можно определить, что для коаксиальной линии с медными проводниками

$$\alpha_R = \frac{1,898 \cdot 10^4 \sqrt{\epsilon} \sqrt{f} (1 + D/d)}{D \ln(D/d)}, \quad (3.27)$$

размерность  $\alpha_R$  — дБ/м.

Минимальному значению затухания в коаксиальной линии соответствует  $D/d = 3,6$ , при этом  $Z_{\text{в}} = 77$  Ом.

Из вышеизложенного видно, что оптимальные параметры коаксиальных волноводов находятся вблизи волнового сопротивления  $Z_{\text{в}} = 50$  Ом, которое принято государственным стандартом. Кроме того широко используются коаксиальные волноводы и коаксиальные кабели с волновым сопротивлением 75 Ом, что объясняется применением в антенных устройствах симметричных полуволновых вибраторов, имеющих входное сопротивление 75 Ом. При питании вибраторов через 75-омный коаксиальный волновод не требуются дополнительные согласующие устройства. Однако более тонкий внутренний провод 75-омного волновода затрудняет создание надежных соединителей и внутренних проводов без прогибов.

## 16. Микрополосковые линии передачи.

Важными достоинствами полосковых линий являются широкополосность, малые массы и габаритные размеры, возможность применения печатного монтажа и легко осуществляемая автоматизация процесса производства. Все это послужило причиной широкого использования полосковых линий при микроминиатюризации СВЧ-устройств в производстве интегральных СВЧ-схем.

Основные конструкции полосковых СВЧ-линий передачи показаны на рис. 3.15. Все они состоят из диэлектрической пластины, на поверхности которой нанесены проводники в виде полосок или слоя металлизации.

**Волны в полосковых линиях.** Если диэлектрическая пластина покрыта с обеих сторон сплошными слоями металлизации и между этими слоями нет других проводников, то в образованном волноводе могут одновременно распространяться Т-, Е- и Н-волны различной структуры. В такой же пластине, но покрытой сплошным слоем металлизации с одной стороны, могут распространяться поверхностные Е- и Н-волны. Если в первом случае между слоями металлизации (рис. 3.15,а), а во втором случае на поверхности пластины (рис. 3.15,б) поместить полосковый проводник полоски, то структура полей изменится за счет появления дополнительных волн, энергия которых локализуется вблизи полосок. То же можно сказать и относительно линий, образованных прорезанием щелей в слое металлизации (рис. 3.15,в и ж), а также относительно линий, образованных краями двух противоположных слоев металлизации (рис. 3.15,д).

Сказанное говорит о том, что в общем случае в полосковых линиях можно возбудить большое количество волн различного типа. Возможность возбуждения того или иного типа волн зависит

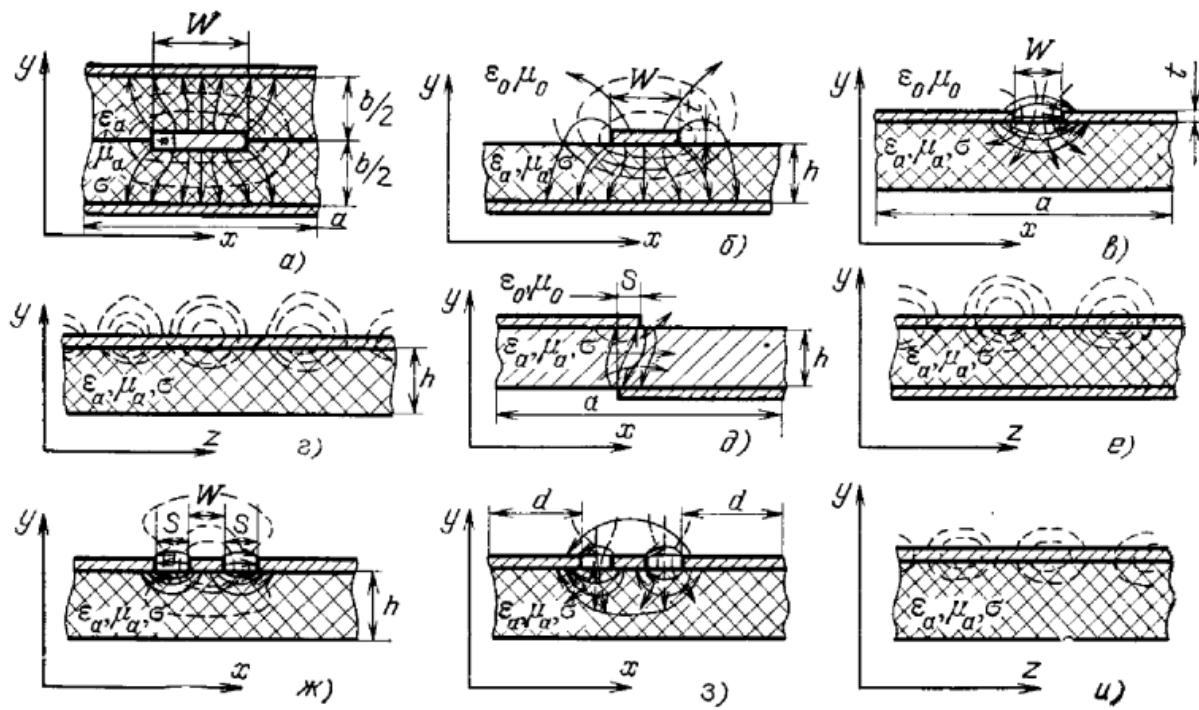


Рис. 3.15. Конструкции полосковых линий и структуры электромагнитного поля в них:

*а* — симметричная полосковая; *б* — несимметричная полосковая; *в, г* — симметричная щелевая; *д, е* — несимметричная щелевая; *ж* — копланарная с Т-волной; *з, и* — копланарная с Н-волной

от конструкции возбуждающего устройства, конструкции самой линии передачи, а также наличия потерь и неоднородностей. В качестве рабочих стремятся использовать волны, меньше всего склонные к излучению. Чтобы в рабочем диапазоне частот сохранить только рабочий тип волны и устраниТЬ излучение из устройств, созданных на базе полосковых линий, в интегральных схемах (ИС) СВЧ широко применяется экранирование.

Основными характеристиками полосковых линий являются волновое сопротивление  $Z_b$ , коэффициент затухания  $\alpha$ , предельная частота  $f_{kp}$  и эффективная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_{\text{эфф}}$ . Введение  $\epsilon_{\text{эфф}}$ , вместо ранее используемого  $\epsilon$ , связано с тем, что полосковые линии в большинстве случаев имеют неоднородную диэлектрическую среду. Кроме того, используются такие производные характеристики как фазовая скорость  $v_f$  и длина волны  $\lambda_b$ .

**Симметричная полосковая линия (СПЛ)** (рис. 3.15,*а*) по сравнению с другими конструкциями мало изучена и может использоваться без дополнительных экранов. Элементы и узлы СВЧ-схем, изготовленные на базе СПЛ, сложны в настройке и производстве [1].

**Микрополосковая линия** (МПЛ) (рис. 3.15,б) наиболее проста в изготовлении печатным методом. На рис. 3.16 приведены графики распределения электрического поля в поперечном сечении МПЛ. Напряженность электрического поля достигает максимального значения вблизи края полоски (1, 2, на рис. 3.16), что обусловлено повышенной концентрацией электрических зарядов в этом месте. При удалении от краев полоски напряженность электрического поля уменьшается и стремится к нулю. В центре слоя металлизации и внутренней поверхности полоски (1, 3 на рис. 3.16) она достигает напряженности поля плоского конденсатора  $E = U/h$ ; на внешней поверхности полоски (2 на рис. 3.16), в центре,  $E$  практически равно нулю.

Характеристики линии рассчитываются, как правило, в предположении о распространении квази Т-волны. Квази Т-волн гибридная волна, которая на низких частотах по структуре и свойствам не отличается от Т-волны, но при достаточно большом увеличении частоты появляются предельные составляющие  $E_z$  и  $H_z$ , а с ними дисперсия, т. е. возникает зависимость параметров линии ( $Z_b$ ,  $v_\phi$  и др.) от частоты.

В реальных МПЛ дисперсия почти не проявляется на частотах до 3 ГГц, при этом основные характеристики линии определяются в квазистатическом приближении.

Рис. 3.17. Характеристики симметричной щелевой линии

толщина проводника и заземленной пластинки составляет примерно 3..5 толщины скinned слоя.

**Симметричная щелевая линия (СЩЛ) (рис. 3.15,в)** представляет собой узкую щель, прорезанную в тонком проводящем слое, выполненном на одной стороне диэлектрической подложки с большим значением  $\epsilon$  ( $\epsilon > 5$ ).

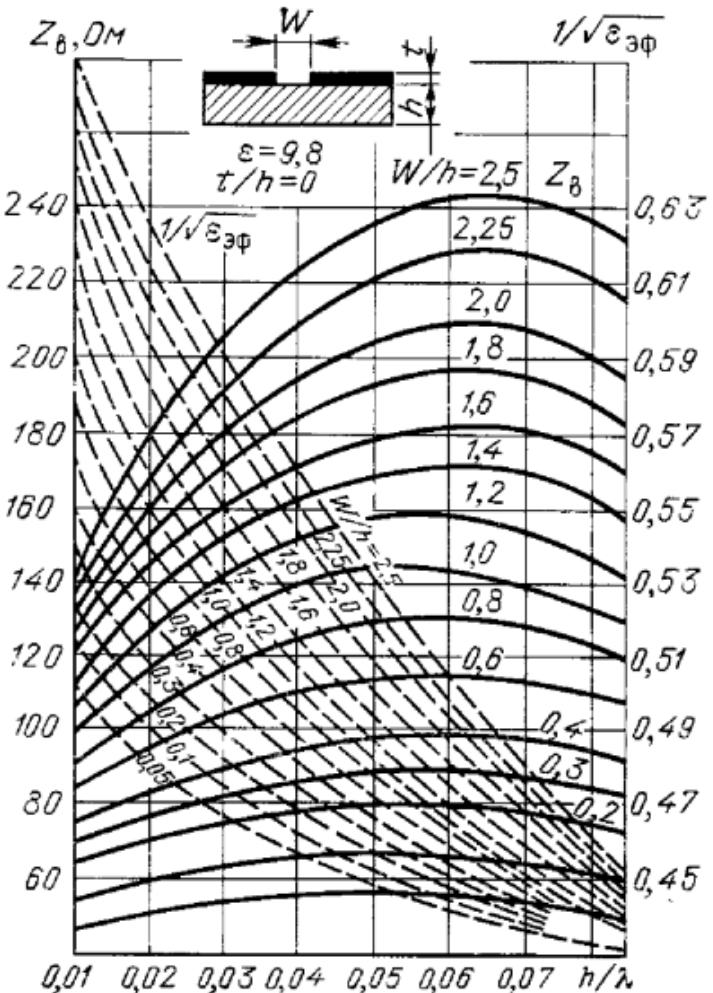
Поскольку в ее структуре поля имеется большая продольная составляющая магнитного поля  $H_z$  (рис. 3.15,г), то принято считать, что в СЩЛ основной тип волны — Н-волна. Поскольку  $H_x$  и  $H_z$  сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ , магнит-

ное поле эллиптически поляризовано, что широко используется при создании невзаимных ферритовых устройств.

На рис. 3.17 показаны зависимости волнового сопротивления и величины, обратной замедлению  $n = \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}}$ , от длины волны возбуждающих колебаний, толщины подложки и ширины щели для диэлектрической проницаемости подложки  $\epsilon = 9,8$  [5]. Частотная зависимость волнового сопротивления имеет экстремум (см. рис. 3.17), поскольку, с одной стороны, она должна падать из-за повышенной концентрации поля в диэлектрике, а с другой — должна расти, так как с ростом частоты повышается концентрация поля в зазоре.

По сравнению с МПЛ в СЩЛ: 1) более сильно проявляется дисперсия, т. е.  $Z_b$  и  $v_f$  сильнее зависят от частоты; 2) больше  $Z_b$  при одинаковых отношениях  $W/h$ ; 3) удобнее монтаж навесных компонентов; 4) значительно ниже потери, так как ток в СЩЛ распределен по большей поверхности.

Максимум тока находится на краях щели и по экспоненте спадает по мере удаления от края щели.



**Несимметричные щелевые линии (НЩЛ)** (рис. 3.15,д) образуются полуплоскостями, нанесенными на противоположных поверхностях диэлектрической подложки или в разных слоях плоско-параллельных диэлектрических подложек. Форма магнитных и электрических силовых линий в поперечной и продольной плоскостях показана на рис. 3.15,д и е.

В зависимости от взаимного расположения полуплоскостей относительно друг друга возможны различные модификации несимметричных щелевых линий: линии с перекрытием, линии без перекрытия, а также линии с нулевым перекрытием полуплоскостей. Ограничения на волновое сопротивление накладываются наличием излучения при больших волновых сопротивлениях (большое расстояние между полуплоскостями), а при малых — возможностью возникновения поверхностных волн.

Этот тип линии находит широкое применение в конструкциях ферритовых устройств.

**Копланарная линия (КЛ)** (рис. 3.15,ж) образуется узкой полоской и двумя полубесконечными слоями металла, расположенными на одной стороне диэлектрической подложки.

Формы магнитных и электрических силовых линий КЛ приведены на рис. 3.15,ж—и. В КЛ основной является волна квази-Т (рис. 3.15,ж). Кроме того, в ней возможны волны высшего типа (рис. 3.15,з, и). Для уменьшения интенсивности возбуждения высших типов волн в КЛ металлизированные слои по обе стороны полоски соединяются проводником.

**Симметричная полосковая линия передачи (СПЛ)** является конструктивной модификацией коаксиальной линии передачи и представляет собой (рис.4) пленочный проводник, расположенный между двумя диэлектрическими подложками, нанесенный на одну из них. Обратные стороны подложек полностью металлизированы и выполняют функцию экрана.

В линии распространяется поперечная электромагнитная Т - волна, т. е. волна, у которой отсутствуют продольные составляющие векторов **E** и **H**.

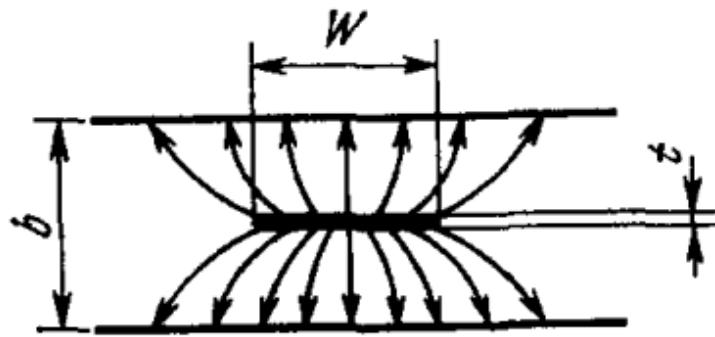


Рис.4. Структура поля в симметричной полосковой линии передачи:  
b - толщина диэлектрика, t - толщина проводника, w - ширина проводника.

СПЛ обладают хорошей экранировкой и малыми потерями на излучение, но сложны в настройке, регулировке и нетехнологичны в серийном производстве.

**Несимметричная полосковая линия передачи**, обычно называемая «микрополосковая линия» (МПЛ), представляет собой одну подложку, на которую на одной стороне нанесен пленочный проводник, а другая полностью металлизирована. Из-за отсутствия одной подложки такая линия частично излучает в открытое пространство (рис.5).

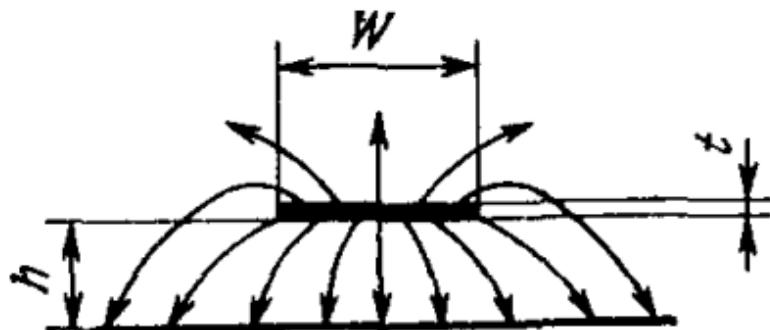


Рис.5. Структура поля в несимметричной полосковой линии передачи  
Из-за большого различия диэлектрических проницаемостей подложки и воздуха электромагнитное поле почти полностью сосредоточено в диэлектрическом основании, и потери на излучение пренебрежимо малы.

**Щелевая линия** (ШЛ) является двухпроводной линией и представляет собой (рис.6) узкую щель или зазор в тонком сплошном

проводящем слое, нанесенном на одну сторону подложки. При этом вторая сторона подложки, как правило, не металлизирована. Электрические силовые линии поля перпендикулярны кромкам щели. Замкнутые витки магнитных силовых линий имеют продольную и поперечную щели составляющие. Поэтому вдоль ЩЛ распространяется Н-тип волны.

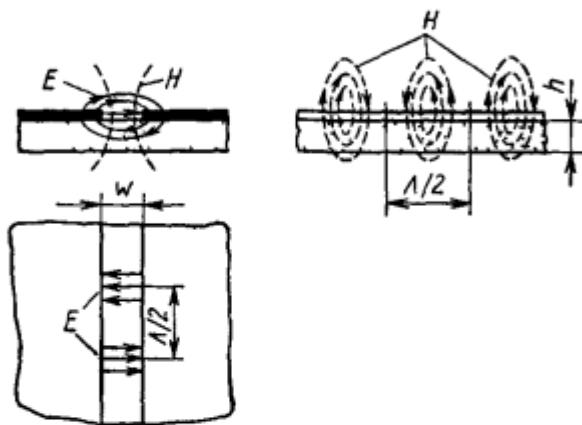


Рис.6. Структура поля в щелевой линии передачи

**Копланарная линия передачи (КЛ)** похожа на продольное сечение коаксиального волновода. Она состоит из центрального проводника и двух металлических экранов с обеих сторон проводника, отделенных от него щелями, т. е. соединение двух ЩЛ.

В КЛ основной является волна квази - Т.

**Связанные микрополосковые линии (СЛ)** широко применяются при проектировании фильтров и направленных ответвителей. Различают СЛ со слабой боковой (рис.7 а, б) и сильной лицевой (рис.7 в) связью по электромагнитному полю.

Линии с лицевой связью обеспечивают меньшее значение переходного ослабления, т. е. более сильную связь.

Волновое сопротивление микрополосковых линий зависит от их геометрических размеров (ширины  $w$  и толщины  $t$  линий, зазоров  $s$  между ними), геометрических и электрофизических параметров подложки: толщины  $h$ , относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  и тангенса диэлектрических потерь материала  $\tan\delta$ . Поэтому заданному волновому

сопротивлению могут соответствовать различные соотношения между геометрическими размерами.

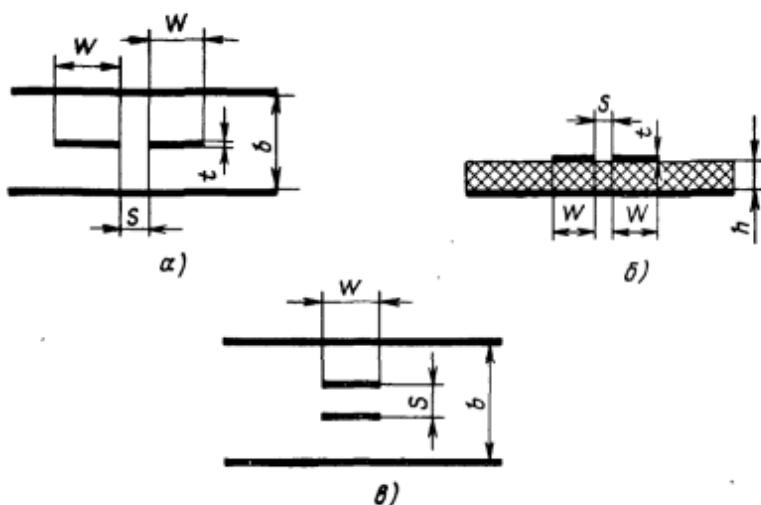


Рис.7. Связанные полосковые линии передачи.

Основными характеристиками линий передачи являются:

- рабочая полоса частот,
- тип электромагнитного колебания,
- длина волны в линии,
- волновое сопротивление линии,
- затухание (потери) и добротность,
- предельная мощность,
- геометрические размеры.

В СПЛ распространяется Т-тип колебаний. Длина волны в линии равна:

$$\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_r},$$

где  $\lambda_0$  — длина волны в свободном пространстве,

$\epsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость материала подложки.

### Волновое сопротивление СПЛ

При определении относительной ширины  $w/b$  полоскового проводника по заданным величинам волнового сопротивления  $\rho$ ,  $\epsilon_r$  и  $t/b$ , а также при нахождении волнового сопротивления по известным значениям ширины линии ( $w$ ), толщины диэлектрического слоя ( $b$ ) и толщины полоскового проводника ( $t$ ) используется график, приведенный на рис.8.

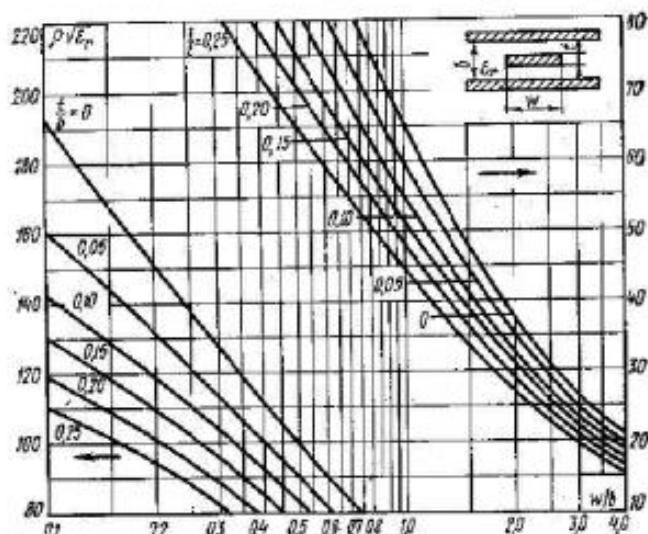


Рис.8. Волновое сопротивление симметричной полосковой линии (в Омах).

## Микрополосковая линия передачи

### Длина волны в МПЛ

В МПЛ отсутствует «чисто» Т-волна, т. к. пространство, окружающее проводник, физически неоднородно. Поэтому для расчета длины волны в

линии применяется величина, названная эффективной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{\text{эфф}}$ , или коэффициент укорочения волны:

$$\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}} . \quad (10)$$

Эффективная диэлектрическая проницаемость равна отношению квадрата скорости света в вакууме к квадрату фазовой скорости в линии:  $\epsilon_{\text{эфф}} = c^2/v_\phi^2$ .

Для простоты теоретических исследований полагают, что в МПЛ распространяется Т - волна. На практике  $\epsilon_{\text{эфф}}$  рассчитывают по графикам рис.9, где  $w/h$  – отношение ширины полоскового проводника к толщине подложки.

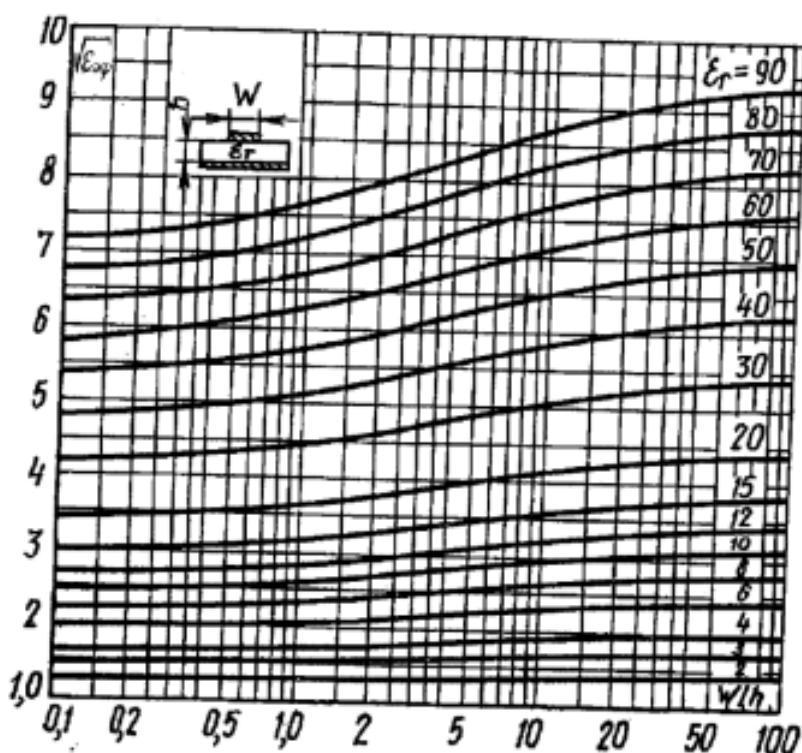


Рис.9. Коэффициент укорочения волны ( $\sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}}$ ) в микрополосковой линии

### **Волновое сопротивление МПЛ**

На рис.10 приведены кривые зависимости волнового сопротивления от геометрических параметров для наиболее распространенных значений

диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r = 9,3$  и  $9,8$  (материал подложки поликор).

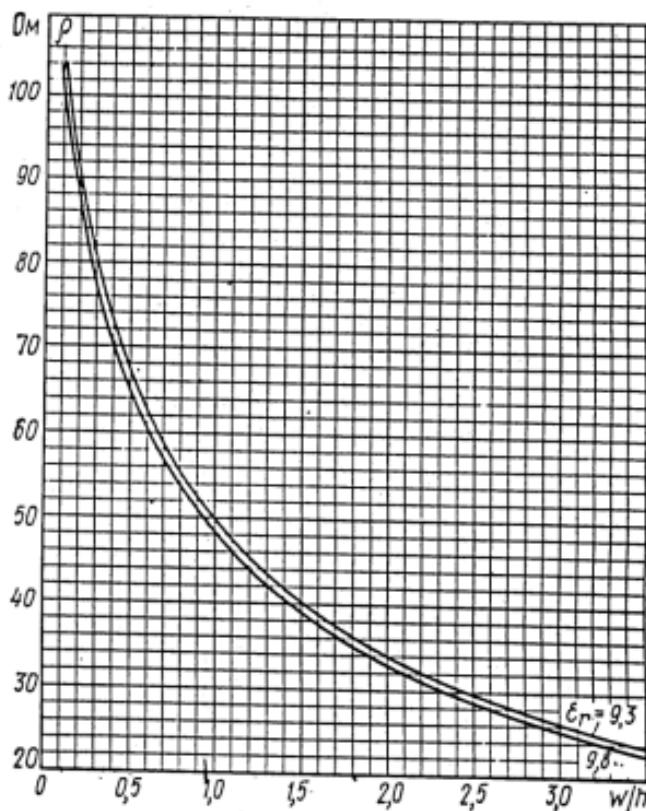


Рис. 10. Волновое сопротивление микрополосковой линии

Существуют также технологические ограничения на реализуемость МПЛ. Так, для применяемых в настоящее время технологий нанесения пленок на диэлектрические основания при использовании метода фотолитографии невозможно качественно получить ширину линий и зазоров между ними менее 30-40 мкм. Поэтому разработчикам приходится выбирать тип МПЛ, исходя из ее технологической реализуемости.

**Затухание и добротность.** Общее затухание МПЛ на единицу длины (дБ/ед.длины) равно

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha_{\text{пр}} + \alpha_{\text{д.}} + \alpha_{\text{изл.}}, [\text{дБ/ед. длины}] \quad (11)$$

где  $\alpha_{\text{пр.}}$  - затухание, определяемое потерями в проводнике,

$\alpha_{\text{д.}}$  - затухание, определяемое потерями в диэлектрике,

$\alpha_{\text{изл.}}$  - затухание, определяемое потерями на излучение.

В несимметричной МПЛ затухание, определяемое потерями в проводнике, равно

$$\alpha_{np} \approx 546 \sqrt{f} \rho_n / Z_b w,$$

где  $\rho_n$  - удельное поверхностное сопротивление проводника,

$Z_b$  - волновое сопротивление линии,

$w$  – ширина проводника;

затухание, определяемое потерями в диэлектрике, равно

$$\alpha_d \approx 27.3 \operatorname{tg} \delta \sqrt{\epsilon_{eff}} / \lambda,$$

где  $\operatorname{tg} \delta$  – тангенс диэлектрических потерь материала подложки,

$\epsilon_{eff}$  – эффективная диэлектрическая проницаемость,

$\lambda$  – длина волны;

затухание, определяемое потерями на излучение, равно

$$\alpha_{izl} \approx 320(\pi h / \lambda^2)^2 / \rho,$$

где  $h$  – толщина подложки.

### Щелевая линия передачи

На рис.11 приведена графическая зависимость электрических параметров линии передачи -  $1/\sqrt{\epsilon_{eff}}$  (штриховые линии и ось – справа) и волнового сопротивления  $Z_b$  (сплошные линии и ось – слева) от геометрических параметров – ширины зазора  $w$  и толщины подложки  $h$  в предположении нулевой толщины проводника для материала поликор.

Как следует из графиков, электрические характеристики ШЛ имеют существенную дисперсию - зависимость от длины волны (частоты).

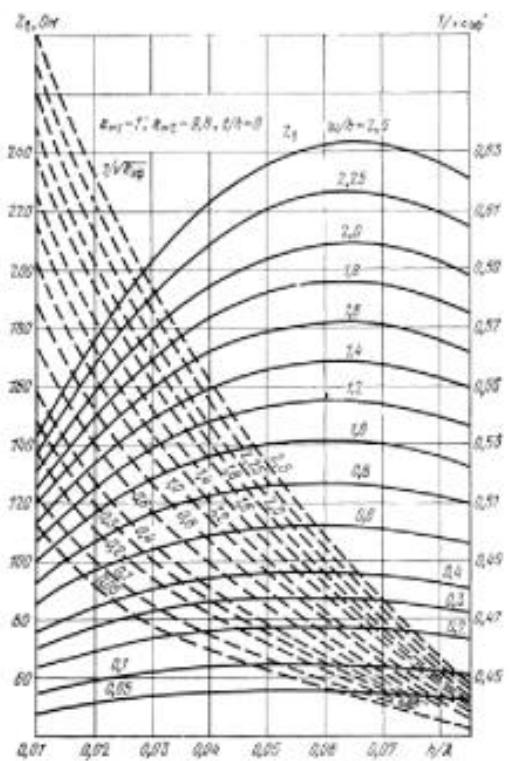


Рис. 11. Связь электрических и геометрических параметров ШЛ

### Копланарная линия передачи

Зависимость сопротивления  $Z_0$  и  $\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$  от геометрических параметров КЛ для подложки из поликорда представлены на рис.12.

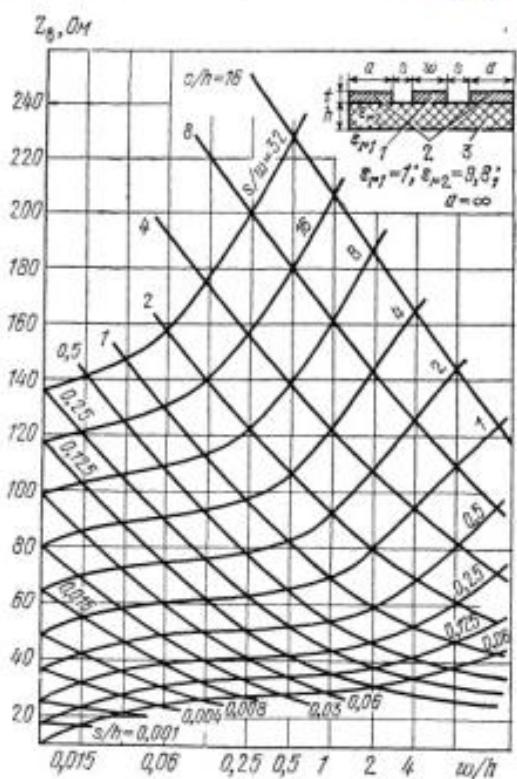


Рис.12. Зависимость волнового сопротивления копланарной линии от ее геометрических параметров

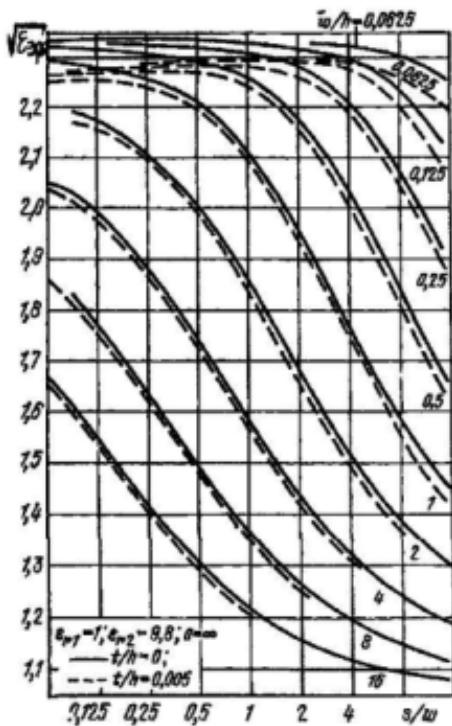


Рис.13. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости КЛ от геометрических параметров.

Как следует из графиков, при заданной толщине подложки и диэлектрической проницаемости материала существует множество комбинаций ширины центрального проводника и зазоров, реализующих одно и то же волновое сопротивление. Данное свойство позволяет конструктору выбирать один из двух геометрических параметров КЛ передачи.

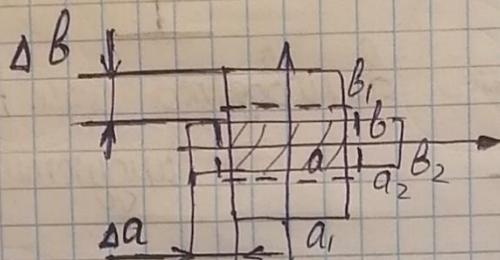
## 17. Производственные допуски на шероховатость, изготовление и сборку волноводных трактов.

Производственные допуски изготавливания волноводов

Виды производственных допусков:

1. На конструкцию: размеры, форма
2. На эксплуатационные параметры

1. На размеры



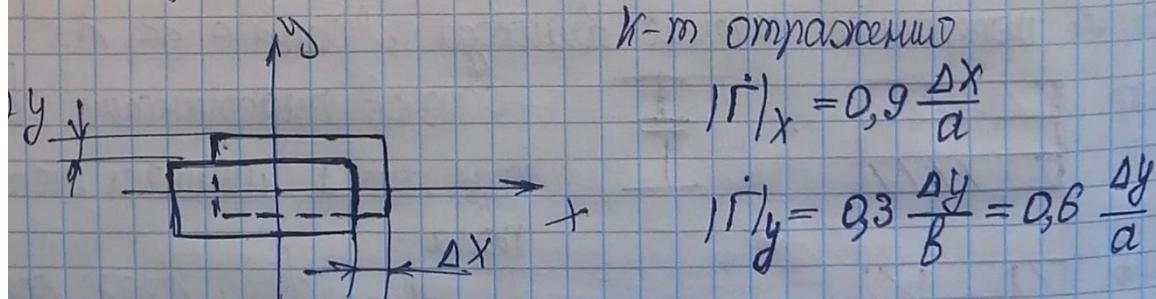
$$\Delta a \approx \Delta B$$

Допуск на боковую зазор  
ком (10000. см. выше)

$$k_{\text{cm}} \approx \frac{\Delta B_1}{\Delta B_2} = \frac{B_1}{a_1} \frac{a_2}{B_2} =$$

$$= \frac{(B + \Delta B)(a + \Delta a)}{(a - \Delta a)(B - \Delta B)} = \left| \begin{array}{l} \text{если } B = \frac{a_2}{2} \\ \Delta a \approx \Delta B \end{array} \right| = \frac{a + 3\Delta a}{a - 3\Delta a}$$

2. Глубина сечений

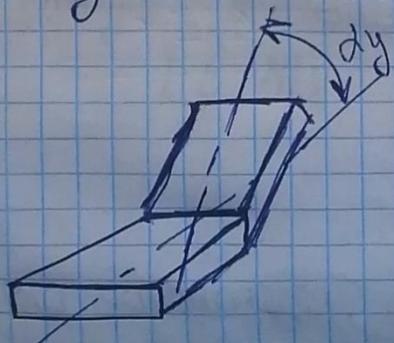


к-m отрасление

$$|\Gamma|_x = 0,9 \frac{\Delta x}{a}$$

$$|\Gamma|_y = 0,3 \frac{\Delta y}{B} = 0,6 \frac{\Delta y}{a}$$

3. Численные величины



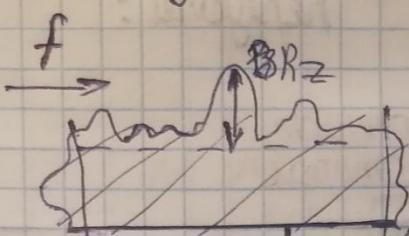
$$|\Gamma|_{\Delta x} = 10^{-3} \text{ на } 1^\circ \text{ изгиба}$$

$$|\Gamma|_{\Delta y} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ на } 1^\circ \text{ изгиба}$$

#### 4. Частота возбуждения под-стола

$$\delta_c = \frac{1}{\sqrt{\mu f_{\text{наг}}}}$$

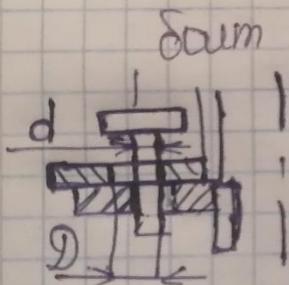
если  $\omega_0$



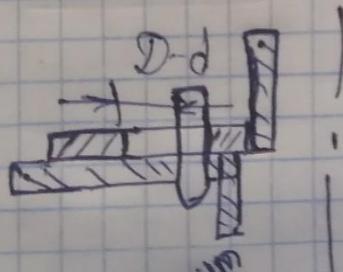
Ra - ср. амплит.

Rz - макс. высота микроподъемности  
(для под-стола)

#### 5. Ограничение фазы



$$\Delta X_{\max} = \frac{0,5}{0,5}(D-d)$$



$$\Delta X_{\max} = 0,5(D-d)$$

Независимо от того, каковы типы соединения двух отрезков волновода тракта, в месте их присоединения могут появиться отраженные волны из-за скачка волнового сопротивления, образующегося в результате неблагоприятного сочетания производственных допусков на размеры сечений соединяемых волноводных труб, деформаций сечений труб в процессе сборки, плохого контакта в месте соединения и ошибок монтажа, при котором сечения волноводов смещаются относительно друг друга.

Приведем без выводов основные расчетные формулы, связывающие погрешности изготовления и монтажа соединений волноводов с величиной получающейся при этом коэффициента отражения.

Метод расчета допусков при сдвиге сечений, образовании угла между осями волноводов и повороте сечений соединяемых волноводов основан на методе малых возмущений [3, 5, 15]. Задаваясь допустимой величиной модуля составляющих коэффициента отражения  $|\Gamma_a|$

или  $|\Gamma_b|$ , зависящих соответственно от ошибки в размерах стенки  $a$  и  $b$ , по приближенным формулам легко найти относительные допуски на эти размеры  $\delta_a(\lambda_0)$  и  $\delta_b(\lambda_0)$  при соединении волноводов с параллельным сдвигом (рис. 3.5, а) [3, 44]. Так, относительный допуск на размер  $a$  прямоугольного волновода с основной волной  $H_{10}$  будет равен

$$\delta_a(\lambda_0) \approx 0,8 |\Gamma_a| \quad (3.1)$$

и относительный допуск на размер волновода  $b$  равен

$$\delta_b(\lambda_0) \approx |\Gamma_b|. \quad (3.2)$$

Отметим, что отражение возникает не только из-за смещения сечений волноводов при монтаже, но и из-за погрешностей изготовления непосредственно волноводных труб. Выбирая относительные допуски на отдельно изготовленные отрезки труб одинаковыми [ $\delta_a(\lambda_0) = \delta_b(\lambda_0)$ ] и полагая, что сечения имеют максимально возможные отклонения, но разные знаки (рис. 3.5, б), запишем формулу для приближенного вычисления допуска на размеры сечений соединяемых волноводов

$$\delta_{a(b)}(\lambda_0) \approx 0,15 |\Gamma|. \quad (3.3)$$

Так, например, если допустимая величина коэффициента отражения от соединительного узла волноводного тракта РЛС не должна превышать 0,01 (т. е.  $|\Gamma|_{\text{доп}} \leq 0,01$ ), то из формулы (3.3) легко найти относительный допуск на размеры сечений соединяемых волноводов  $\delta_{a(b)}(\lambda_0) \approx 0,15 \cdot 0,01 \approx 0,0015\lambda_0$ . Для трехсанитметрового волновода производственный допуск на размеры сечений сопрягаемых волноводов (см. рис. 3.5, б) составит величину  $\delta_{\text{пра}(b)} \approx 0,0015 \cdot 30 \text{ мм} \approx \pm 0,045 \text{ мм}$ .

Если сечения волноводов соединяются не под прямым углом к оси волноводов, то получается излом (рис. 3.5, в), который также вызывает отражение. При изломе волновода в плоскости широкой стенки [3, 15] на 1 град. поворота

$$|\Gamma|(\phi_{\text{пов } a}) \approx 10^{-3} \quad (3.4)$$

и при изломе в плоскости узкой стенки на 1 град. поворота

$$|\Gamma|(\phi_{\text{пов } b}) \approx 2 \cdot 10^{-3}. \quad (3.5)$$

Модуль коэффициента отражения от соединения двух волноводов на 1 град. поворота, сечения которых повернуты относительно друг друга на угол  $\phi_{\text{пов}}$  (рис. 3.5, г), определяется по формуле

$$|\Gamma|(\phi_{\text{пов}}) \approx 3 \cdot 10^{-3}. \quad (3.6)$$

При наличии нескольких видов погрешностей сочленения волноводов производственные допуски должны ужесточаться, так как допустимая величина коэффициента отражения в самом неблагоприятном сочетании фаз отраженных волн является суммой модулей составляющих коэффициентов отражения.

Для обеспечения малых значений коэффициентов отражения ответственным оказывается выбор установочных элементов и определение допустимой погрешности монтажа фланцевых соединений.

Расчет производственных допусков установочных элементов фланцевых соединений волноводов производят исходя из выбираемого конструктивного типа соединения: штифтового или болтового. Оба эти типа соединений широко применяются в волноводных трактах, например, судовых РЛС; выбор первого или второго типа соединения

обуславливается радиотехническими требованиями к тракту и рабочим диапазонам радиолокатора.

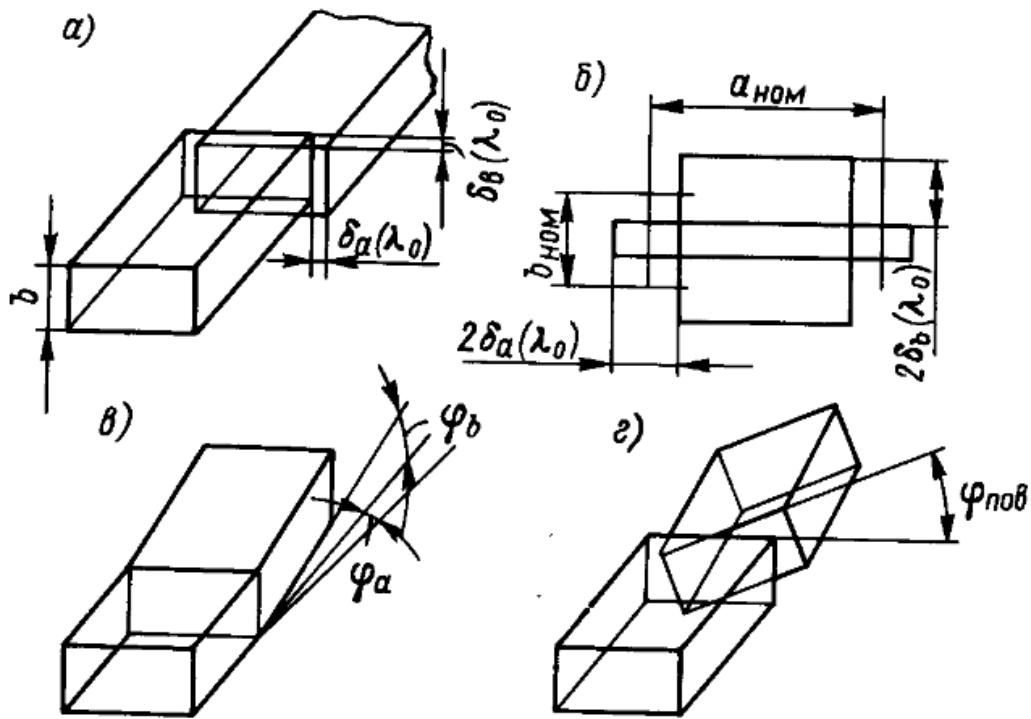


Рис. 3.5. Погрешности монтажа волноводов: а – соединение с параллельным сдвигом сечений волноводов; б – неблагоприятный случай соединения волноводов, выполненных с одинаковыми допусками, но с разными отклонениями по знаку; в – соединение с образованием угла между осями труб; г – соединение с образованием поворота между сечениями волноводов.

По расположению и количеству установочных отверстий соединения бывают с двумя отверстиями с несвязанными базами, с двумя или четырьмя отверстиями с несвязанными базами, многорядные с несвязанными базами. Расположение установочных элементов симметрично осям симметрии волновода и влияние посадок установочных элементов оценивают, полагая, что стыкуемые каналы волноводов одинаковы. При штифтовом соединении допустимое смещение каналов по размеру *a* и *b* вычисляют по формуле (рис. 3.6, а) [8, 15]

$$\delta_{a(b)} \approx 0,5(d_0 - d_b) \approx 0,5S, \quad (3.7)$$

где *d*<sub>0</sub> – номинальный диаметр отверстия; *d*<sub>*b*</sub> – номинальный диаметр штифта (винта); *S* – зазор между отверстием и штифтом (винтом).

Для болтового соединения (рис. 3.5, б) смещение каналов волноводов δ<sub>*a(b)*</sub> находят в предположении, что S<sub>1</sub> = S<sub>2</sub> и

$$\delta_{a(b)} \approx V_1 + V_2 \approx 0,5(S_1 + S_2) = S. \quad (3.8)$$

Допуск на расстояние между осями ΔL отверстий у обоих фланцев устанавливают не более, чем на диаметры установочных элементов отверстий. Допуск на несимметричность установочных отверстий к осям симметрии каналов волновода берут равным (0,5 ÷ 1) от δ<sub>*a(b)*</sub>. Значения

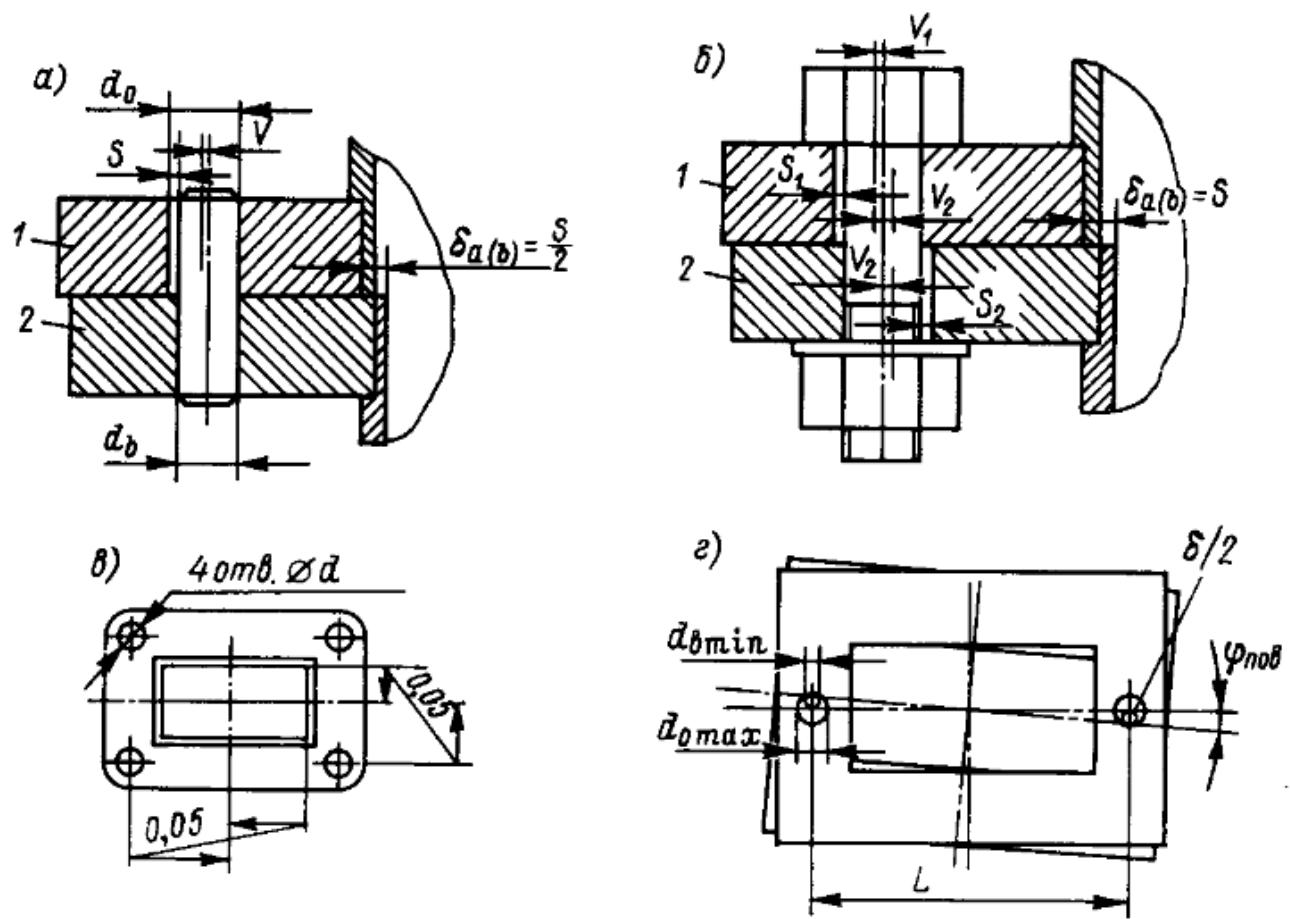


Рис. 3.6. Ошибки монтажа волноводных труб: *а* – смещение каналов волноводов при штифтовом или винтовом соединении; *б* – смещение каналов волноводов при болтовом соединении; *в* – простановка на чертеже допусков на несимметричность установочных отверстий к осям волновода; *г* – поворот фланцев при штифтовом соединении.  
1,2 – соединяемые фланцы.

производственных допусков представляют на рабочих чертежах и учитывают при выборе технологического процесса изготовления фланцевого соединения (рис. 3.6, *в*). Как видно из рис. 3.6, *г*, возможный поворот фланцев при штифтовом соединении можно найти из приближенного соотношения

$$\operatorname{tg} \varphi_{\text{пов}} \approx \delta_{a(b)}/2. \quad (3.9)$$

## **Вопросы РК2-1**

**По курсу “Устройства СВЧ и антенны”**

### **Оглавление**

1.	Классические и волновые матрицы. ....	2
2.	Свойства пассивности, симметрии, взаимности многополюсников. ....	4
3.	Физический смысл элементов матриц. Принципы матричного расчета соединений четырехполюсников. ....	7
4.	Волноводные направленные ответвители со связью по узкой стенке. ....	9
5.	Волноводные направленные ответвители и мосты на перпендикулярных волноводах. ....	10
6.	Микрополосковые направленные ответвители и мосты, кольцевой делитель мощности. ....	12
7.	Вид матриц рассеяния направленных ответвителей (ШНО и ГК) и кольцевого делителя мощности.....	17
8.	Номограмма Вольперта. Коэффициент отражения. ....	21
9.	Методика согласования с помощью компенсирующей реактивности. ....	23
10.	Методика согласования с помощью четвертьволнового трансформатора.....	25

# 1. Классические и волновые матрицы.

Матричное описание

многопараметрических

многоточечных г.д. пассивных и активных

Означает, что внутри нет генераторов и усилителей, а т.е.

$P_{\text{пот}} \geq 0$

математическое описание, в том. виде, как с вв.

линейным способом

Виды матриц:

I Классические связи матрицы ( $I, U, R, \sigma$ )



1. М-ва передачи классическая

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = [A] \begin{bmatrix} U_2 \\ I_1 \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} U_1 = a_{11}U_2 + a_{12}I_2 \\ I_1 = a_{21}U_2 + a_{22}I_2 \end{cases}$$

матрица  $[A]$  не имеет ненулевых элементов

2. М-ва поглощавшего

источника

2. М-ва сопротивления  $[Z]$

матрица

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix} = [Z] \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} U_1 = z_{11}I_1 + z_{12}I_2 \\ U_2 = z_{21}I_1 + z_{22}I_2 \end{cases}$$

$X \times (I_2 = 0) \Rightarrow z_{11} = \frac{U_1}{I_1}$  - сопротивление входа при разомкнутом выходе

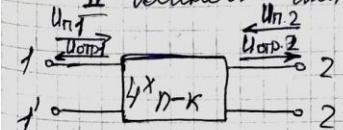
аналогично  $z_{22} = \frac{U_2}{I_1}$  - выходное сопротивление при разомкнутом входе

3. М-ва проводимости

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = [Y] \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} I_1 = y_{11}U_1 + y_{12}U_2 \\ I_2 = y_{21}U_1 + y_{22}U_2 \end{cases}$$

При  $X \times (U_2 = 0) \Rightarrow y_{11} = \frac{I_1}{U_1}$  - входная проводимость при коротком замыкании выхода  
аналогично  $y_{22} = \frac{I_2}{U_1}$  - выходная проводимость при коротком замыкании остальных выходах

II Волновые матрицы



1. М-ва поглощения  $[S]$ , её же называют волновой

$$\begin{bmatrix} U_{01} \\ U_{02} \end{bmatrix} = [S] \begin{bmatrix} U_{n1} \\ U_{n2} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} U_{01} = S_{11}U_{n1} + S_{12}U_{n2} \\ U_{02} = S_{21}U_{n1} + S_{22}U_{n2} \end{cases}$$

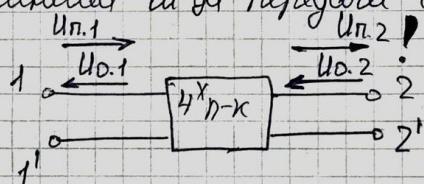
При подстановке соединяющей нагрузке на баланс, когда  $U_{n2} = 0 \Rightarrow S_{11} = \frac{U_{01}}{U_{n1}} - \text{к-т отражения от } z=0$   
баланс.

$$\text{Фактически } S_{22} = \frac{U_{02}}{U_{n2}} - \text{к-т отражения от } z=0 \text{ баланса}$$

$$\rightarrow S_{21} = \frac{U_{02}}{U_{n1}} - \text{к-т отражения от } z=0 \text{ баланса в } z=0$$

$$S_{12} = \frac{U_{01}}{U_{n2}} - \text{к-т отражения от } z=0 \text{ баланса в } z=0$$

2. Вычислить к-ты отражения (2-е, нормир. и немортир.)



$$\begin{bmatrix} U_{n1} \\ U_{01} \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} U_{n2} \\ U_{02} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} U_{n1} = t_{11}U_{n2} + t_{12}U_{02} \\ U_{01} = t_{21}U_{n2} + t_{22}U_{02} \end{cases}$$

[T]

Разделяем выражение на  $t_{11}$

$$\text{При соуд. нагрузке } (U_{02}=0) \quad t_{11} = \frac{U_{n1}}{U_{n2}} = \frac{\text{нормир}}{S_{21}}$$

## 2. Свойства пассивности, симметрии, взаимности многополюсников.

Четырехполюсником называется электрическое устройство, имеющее две пары зажимов (полюсов), одна из которых служит для подключения системы к источнику энергии (генератору), а другая — к потребителю энергии (нагрузке). Зажимы, к которым присоединен генератор, называются входными, а зажимы, к которым присоединена нагрузка, — выходными зажимами четырехполюсника.

Пассивными называются четырехполюсники, в которых энергия поступает только через входные зажимы<sup>1)</sup>.

Линейными называются четырехполюсники, в которых токи и напряжения<sup>2)</sup> на зажимах связаны линейной зависимостью.

Среди пассивных линейных четырехполюсников различают две основные группы — обратимые и необратимые четырехполюсники.

Обратимые четырехполюсники подчиняются принципу взаимности: если э. д. с., находящаяся в какой-либо цепи, вызывает ток определенной силы в другой цепи, то та же э. д. с., помещенная во вторую цепь, вызовет в первой цепи ток той же силы, что и в первом случае [2,5].

Из этого принципа вытекают следующие связи между элементами матриц:

$$\det [a] = 1; \quad \det [A] = 1; \quad (1.45)$$

$$z_{21} = -z_{12}; \quad Z_{21} = -Z_{12}; \quad (1.46)$$

$$y_{21} = -y_{12}; \quad Y_{21} = -Y_{12}; \quad (1.47)$$

$$\det [t] = \frac{\rho_1}{\rho_2}; \quad \det [T] = 1; \quad (1.48)$$

$$\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} S_{12} = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} s_{21}; \quad S_{12} = S_{21}. \quad (1.49)$$

### 1.8. РЕАКТИВНЫЕ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКИ

Реактивными называются четырехполюсники, в которых дисипативные потери энергии пренебрежимо малы. Реактивным может быть как обратимый, так и необратимый четырехполюсник.

Матрица рассеяния реактивного четырехполюсника унитарна, т. е. подчиняется условию [3]

$$[S][\bar{S}]_t = [1], \quad (1.51)$$

откуда

$$\begin{aligned} |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 &= 1, \\ |S_{21}|^2 + |S_{22}|^2 &= 1, \end{aligned} \quad (1.52)$$

$$S_{11}^* S_{21} + S_{12}^* S_{22} = 0.$$

Из (1.52) следует

$$|S_{11}| = |S_{22}|; \quad (1.53)$$

$$|S_{12}| = |S_{21}|, \quad (1.54)$$

т. е. в реактивном четырехполюснике КБВ и рабочее затухание не зависят от направления передачи. Невзаимность реактивного четырехполюсника может проявляться лишь в неравенстве фаз

$$\arg S_{12} \neq \arg S_{21}.$$

### 1.9. СИММЕТРИЧНЫЕ И АНТИМЕТРИЧНЫЕ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКИ

Понятия симметрии и антиметрии вводятся для группы обратимых четырехполюсников.

В симметричном четырехполюснике сопротивления<sup>2</sup> холостого хода (короткого замыкания) при передаче в прямом и обратном направлениях равны друг другу<sup>3</sup>.

Отсюда следует

$$\left. \begin{array}{l} a_{11} = a_{22}; \quad z_{11} = -z_{22}; \quad y_{11} = -y_{22}, \\ t_{12} = -t_{21}; \quad s_{11} = s_{22}; \quad A_{11} = A_{22}, \\ Z_{11} = -Z_{22}; \quad Y_{11} = -Y_{22}; \quad T_{12} = -T_{21}, \\ S_{11} = S_{22}. \end{array} \right\} \quad (1.60)$$

В антиметричном четырехполюснике нормированное сопротивление в режиме холостого хода при прямом (обратном) направлениях передачи равно нормированной проводимости в режиме короткого замыкания при обратном (прямом) направлении передачи.

Отсюда следует:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{a_{12}}{\sqrt{p_1 p_2}} = a_{21} \sqrt{p_1 p_2}; \quad \frac{z_{11}}{p_1} = y_{22} p_2, \\ \frac{z_{21}}{p_2} = y_{11} p_1; \quad A_{12} = A_{21}, \\ Z_{11} = Y_{22}; \quad Z_{22} = Y_{11}, \\ t_{12} = t_{21}; \quad s_{11} = -s_{22}, \\ T_{12} = T_{21}; \quad S_{11} = -S_{22}. \end{array} \right\} \quad (1.61)$$

**Основные свойства.** К основным свойствам многополюсников относят следующие:

- свойство *пассивности* означает отсутствие усиления или генерации мощности внутри многополюсника;
- свойство *линейности* означает независимость характеристик многополюсника от уровня подаваемой на него мощности (в определенном диапазоне);
- свойство *взаимности (симметрии)* означает, что коэффициенты передачи в прямом и обратном направлении между входами устройства равны;
- свойство *реактивности* означает наличие свойства пассивности и отсутствие потерь в многополюснике.

521

Свойства матриц

1. Свойства взаимности или обратимости

Опред. с пом.  $S_{ij} = S_{ji}$ , т.е. при переходе генератора с 1-го выхода на 2-й передаваемый сигнал не изменяется.

Поскольку опр. с пом.  $Z_{ij} = Z_{ji}$

$$\det[S] = 1; a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} = 1$$

2. Свойства реактивности или отсутствия потерь

$[S] \cdot [S^*]_t = [1] -$  eg. матрица

$$\begin{cases} |S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 = 1 \\ |S_{21}|^2 + |S_{22}|^2 = 1 \\ S_{11}^* S_{21} + S_{12}^* S_{22} = 0 \end{cases}$$

Для взаимности  $S_{12} = S_{21} \Rightarrow |S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1$

$$\left( \frac{|U_{o1}|}{|U_{n1}|} \right)^2 + \left( \frac{|U_{o2}|}{|U_{n1}|} \right)^2 = 1$$

$$\left( \frac{|U_{o1}|}{|U_{n1}|} \right)^2 + \left( \frac{|U_{o2}|}{|U_{n2}|} \right)^2 = 1 - \Delta a -$$

данс. мощностей  $\Rightarrow$  потери отсутствуют.

Четырехполюсник является обратимым устройством в том случае, если протекающие в нем процессы подчиняются принципу взаимности. При этом между элементами матриц существуют следующие соотношения:

— для элементов матрицы рассеяния

$$S_{12} = S_{21}$$

(в матричной записи

$$[S] = [S]_t, \quad (1.3)$$

где  $[S]_t$  — транспонированная матрица  $[S]$ ;

— для элементов матриц передачи

$$|T| = 1, \quad |A| = 1, \quad |a| = 1,$$

где  $|T| = T_{11}T_{22} - T_{12}T_{21} = S_{12}/S_{21}$ ;  $|A| = A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21}$ ;  $|a| = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}$ .

У симметричных обратимых четырехполюсников элементы матриц сохраняются неизменными при изменении направления передачи энергии, поэтому, произведя преобразования элементов матриц, получим:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix}, \quad [T] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ -T_{12} & T_{22} \end{bmatrix},$$

$$[A] = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix}, \quad [a] = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix}.$$

Антиметричным называют четырехполюсник, у которого нормированное входное сопротивление в режиме холостого хода при прямом (обратном) направлении передачи энергии равно нормированной входной проводимости при обратном (прямом) направлении передачи энергии.

Антиметричные четырехполюсники (см. [1.3]) описываются матрицами:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & -S_{11} \end{bmatrix}, \quad [T] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{12} & T_{22} \end{bmatrix}, \quad [A] = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix}.$$

Реактивные четырехполюсники \*) (без потерь) подчиняются условию унитарности  $[S][S]_t = [1]$ ,

\*) Заметим, что в самом общем случае реактивный четырехполюсник может быть необратимым.

где  $[S]_t$  — матрица, эрмитово-сопряженная \*) с матрицей  $[S]$ ;  $[1]$  — единичная матрица.

Для обратимого четырехполюсника без потерь [см (1.3)] получим  $[S][S]_t = [1]$  или в развернутом виде:

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

$$S_{11}^* S_{21} + S_{12}^* S_{22} = 0.$$

### 3. Физический смысл элементов матриц. Принципы матричного расчета соединений четырехполюсников.

Матричное описание

многополюсников

Многополюсники д.д. пассивные и активные

Означает, что внутри нет генераторов и усилителей, сущ.

$P_{\text{пот}} > 0$

математически выражаются в ком. форм. симм. связ. с пот.  
линейным способом

Виды матриц:

I Классические связи (распр. по  $(I, U, R, \sigma)$ )



1. М-ва передачи классическая

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = [A] \begin{bmatrix} U_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} U_1 = a_{11}U_2 + a_{12}I_2 \\ I_1 = a_{21}U_2 + a_{22}I_2 \end{cases}$$

[A] Результирующая матрица передачи

моделирования

2. М-ва сопротивления  $\begin{bmatrix} Z \end{bmatrix}$

[Z]  
матрица

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix} = [Z] \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} U_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 \\ U_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 \end{cases}$$

$X.X. (I_2=0) \Rightarrow Z_{11} = \frac{U_1}{I_1}$  - сопротивление входа при разомкнутом выходе

аналогично  $Z_{22} = \frac{U_2}{I_2}$  - выходное сопр. при разомкнутом входе

3. М-ва проводимости

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = [Y] \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} I_1 = y_{11}U_1 + y_{12}U_2 \\ I_2 = y_{21}U_1 + y_{22}U_2 \end{cases}$$

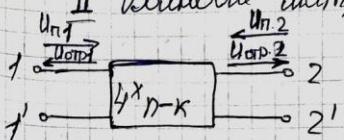
[Y]

При  $X.Z. (U_2=0) \Rightarrow y_{11} = \frac{I_1}{U_1}$  - входная проводимость при разомкнутом выходе

аналогично  $y_{22} = \frac{I_2}{U_2}$  - выходная проводимость при разомкнутом входе

занимаются оставшимиися выходами

II Виды матриц



1. М-ва расщепления  $[S]$ , её же называют дифференциальными (сущ.)

$$\begin{bmatrix} U_{0,1} \\ U_{0,2} \end{bmatrix} = [S] \begin{bmatrix} U_{n,1} \\ U_{n,2} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} U_{0,1} = S_{11}U_{n,1} + S_{12}U_{n,2} \\ U_{0,2} = S_{21}U_{n,1} + S_{22}U_{n,2} \end{cases}$$

При подключении симметричной нагрузки на базе-

же, когда  $U_{n,2} = 0 \Rightarrow S_{11} = \frac{U_{0,1}}{U_{n,1}} - \text{к-м омическое сопротивле-}$   
ние.

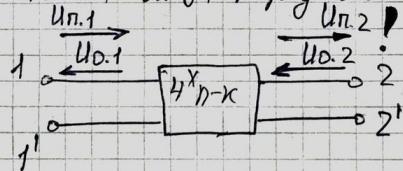
тогда

$$\text{доказано } S_{22} = \frac{U_{0,2}}{U_{n,2}} - \text{к-м. омич. сопротивление 2-го балла}$$

$$\rightarrow S_{21} = \frac{U_{0,2}}{U_{n,1}} - \text{к-м. нелинейное сопротивление 2-го балла к 1-му}$$

$$S_{12} = \frac{U_{0,1}}{U_{n,2}} - \text{к-м. нелинейное сопротивление 1-го балла к 2-му}$$

2. Выводы для нелинейных (2-е, нормир. и немонитич.)



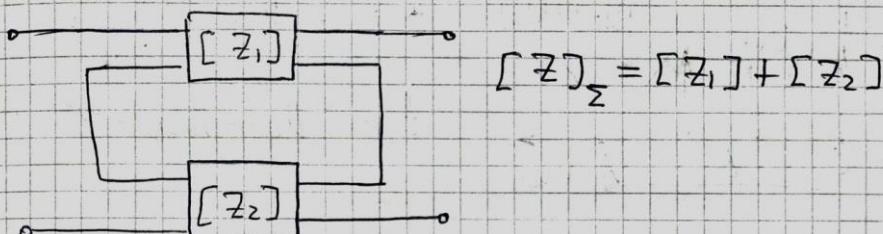
$$\begin{bmatrix} U_{n,1} \\ U_{0,1} \end{bmatrix} = [t] \begin{bmatrix} U_{n,2} \\ U_{0,2} \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{cases} U_{n,1} = t_{11}U_{n,2} + t_{12}U_{0,2} \\ U_{0,1} = t_{21}U_{n,2} + t_{22}U_{0,2} \end{cases}$$

[T]

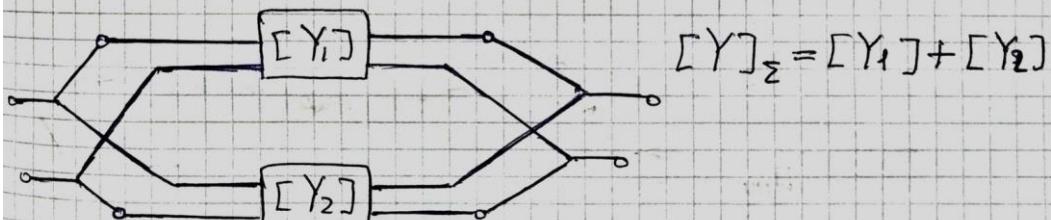
Разумеем матрица трансформации

$$\text{При симметрич. нагрузке } (U_{0,2} = 0) \quad t_{11} = \frac{U_{n,1}}{U_{n,2}} = \frac{1}{S_{21}}$$

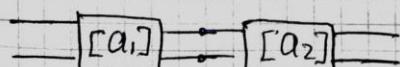
3. Параллельное соединение линейных элементов (4Y-n-k)



4. Параллельное соединение



5. Каскадное соединение



$$[a]_{\Sigma} = [a_1] \cdot [a_2]$$

## 4. Волноводные направленные ответвители со связью по узкой стенке.

Восьмиполосная система, служащая для направленного ответвления СВЧ энергии, называется направленным ответвителем. Определения трех типов направленности см. в гл. 2.

Мостом называется направленный ответвитель, в котором напряжения в выходных плечах равны по величине и при изменении частоты имеют постоянный фазовый сдвиг.

Весьма распространен сдвиг  $\pi/2$ , свойственный симметричным системам. Анализ таких систем проводится методом синфазного и противофазного возбуждения [1].

### 11.2. ВОЛНОВОДНЫЕ ЩЕЛЕВЫЕ МОСТЫ

Волноводным щелевым мостом [2] называется устройство, состоящее из двух прямоугольных волноводов, связанных щелью в общей узкой стенке (рис. 11.1).

В согласованном мосте напряжения в плечах 3 и 4 равны по величине и сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ , а в плечо 2 мощность не поступает. Таким образом, система имеет направленность 1-го рода. Частотная зависимость переходного затухания согласованного моста определяется выражением

$$C_{14} = 10 \lg \frac{1}{|S_{14}|^2} = 10 \lg \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}, \quad (11.1)$$

где

$$\theta = \frac{2\pi l}{\Lambda_{10}} - \frac{2\pi l}{\Lambda_{20}}, \quad (11.2)$$

$\Lambda_{10}$ ,  $\Lambda_{20}$  — длины волн колебаний  $H_{10}$  и  $H_{20}$  в области щели;

$$\Lambda_{10} = \sqrt{\frac{\lambda}{1 - \left(\frac{\lambda}{4a}\right)^2}}; \quad \Lambda_{20} = \sqrt{\frac{\lambda}{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \quad (11.3)$$

Условие деления мощности пополам:

$$\theta = \theta_0 = (2n - 1) \frac{\pi}{2}, \quad (n = 1, 2, 3\dots), \quad (11.4)$$

откуда необходимая длина щели составляет

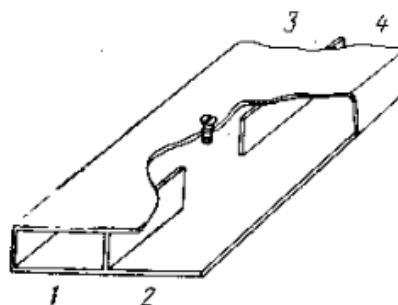


Рис. 11.1. Волноводный щелевой мост.

$$l = \frac{\theta_0}{2\pi} \frac{\Lambda_{20} \Lambda_{10}}{\Lambda_{20} - \Lambda_{10}}. \quad (11.5)$$

## 5. Волноводные направленные ответвители и мосты на перпендикулярных волноводах.

**Направленные ответвители с двумя элементами связи.** Направленный ответвитель можно сконструировать на базе ненаправленных элементов связи, какими являются, например отверстия в узкой стенке прямоугольного волновода, связь через которые осуществляется за счет тангенциальной составляющей магнитного поля. Два таких отверстия, расположенных на расстоянии  $l = \lambda_b/4$  друг от друга, обеспечивают направленную связь. Направленность достигается за счет интерференции электромагнитных волн, возбужденных во вторичном волноводе.

Рисунок 5.16, а иллюстрирует принцип работы НО с двумя элементами связи. Пусть волна  $H_{10}$  поступает в плечо 1 основного волновода. Каждое отверстие связи возбуждает во вспомогательном волноводе две волны, равные по амплитуде и противоположные по фазе. В плечо 3 приходят две волны, фазовый сдвиг между которыми составляет  $\Delta\phi = 2\beta l = \pi$ , при этом волны вычитаются. В плечо 4 приходят также две волны, фазовый сдвиг между которыми  $\Delta\phi = 0$ , при этом волны складываются. Переходное ослабление таких НО велико и составляет не менее 20 дБ, что позволяет их рекомендовать для работы на высоких уровнях мощности.

Другой простейшей конструкцией НО является ответвитель со взаимно перпендикулярными волноводами, приведенный на рис. 5.16, б. В качестве элементов связи используются как круглые, так и крестообразные отверстия (рис. 5.16, в), расположенные по диагонали общей части широких стенок. В области расположения отверстий магнитное поле имеет противоположно направленную поляризацию. В результате этого отверстия создают во вспомога-

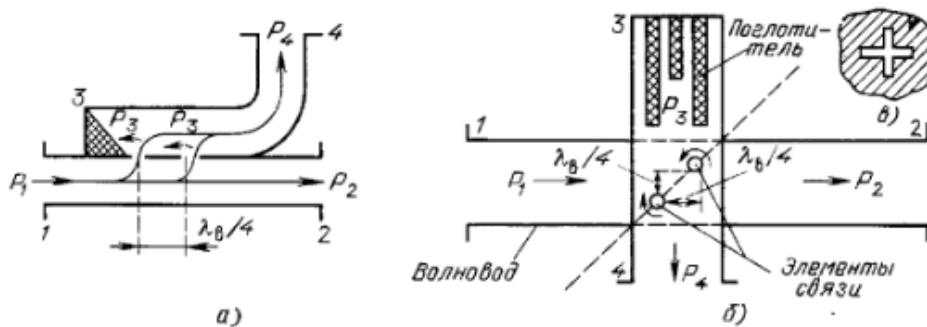
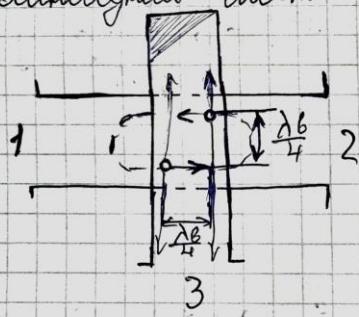


Рис. 5.16. Двухэлементный направленный ответвитель (а); НО — со связью по широкой стенке (б); крестообразный элемент связи (в)

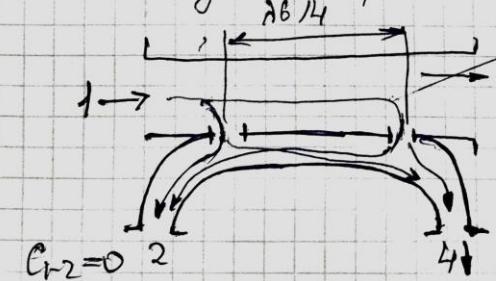
тельном волноводе противоположно направленные волны, которые вычитываются в направлении плеча 3 и складываются в направлении плеча 2, так как в нем волна, созданная верхним отверстием в этом направлении (см. рис. 5.16, б), имеет дополнительный сдвиг на угол  $\pi$  из-за удлинения пройденного пути на  $\lambda_b/2$ . Поскольку элементы связи располагаются в местах с относительно слабым электрическим полем, то НО имеет повышенную электрическую прочность и рекомендуется для использования на высоких уровнях мощности.

### 3. Вентильный заслонка на перпендикулярных вентиляциях



в верх. потока ничего не изменяется  
и.н. у отв. противоположно  
2 потоки сдвинуты в верх. конц. пот.  
вниз друга: через 1 отв. сверху идет,  
в 2 она проходит. таким.  $\frac{1}{4}$  (90°) и пот.  
противоположно, 2 идёт и.н. 180°

### 4. Вентильный направляющий отверстия



потоки 90, потоки сдвинуты 90 → противоположно  
в 4 обе потоки 90 → сдвиг. одинаково.  
таким 1 и 2 разъединяются

## 6. Микрополосковые направленные ответвители и мосты, кольцевой делитель мощности.

Направленным ответителем (НО) называется восьмиполюсная система, служащая для направленного ответвления энергии. Гибридным соединением (гибридом или трехдекабельным НО) называется НО, имеющий равные мощности в выходных плечах. Мостовым устройством (мостом) называется гибридное соединение, у которого волны напряжений в выходных плечах равны по величине и имеют постоянный фазовый сдвиг в рабочем диапазоне частот. Линия передачи НО, по которой проходит наибольшая мощность, называется первичной, а линия, в которую ответвляется часть мощности, вторичной.

**Кольцо длиною  $3\lambda/2$ .** Печатная схема кольцевого НО длиной  $3\lambda/2$  представлена на рис. 2.4,а. Конструктивные размеры отрезков линий кольца, заключенных между

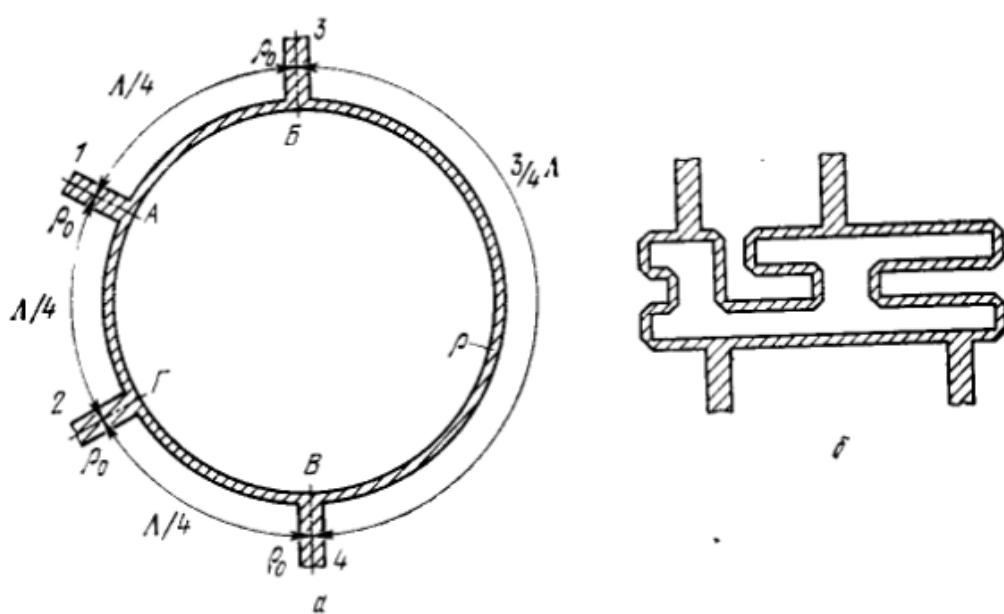


Рис. 2.4. Топология кольцевого НО длиной  $3\lambda/2$ :  
а — в виде окружности; б — с плечами в виде меандровых линий.

смежными выводами 3—1, 1—2, 2—4, составляют  $\lambda/4$ , а между выводами 3—4 —  $3\lambda/4$ . Длина волны  $\lambda$  определяется в соответствующем отрезке линии передачи кольца.

Рассмотрим работу кольцевого НО длиной  $3\lambda/2$ . В схеме такого ответвителя имеет место режим стоячей волны. Сигнал, подаваемый, например, на вход 1 (рис. 2.4,а) разделяется, и волны напряжений проходят по двум путям вдоль кольца. Так как отрезки кольца имеют определенную длину, эти волны оказываются синфазными в плечах 2 и 3, где образуется пучность напряжения. Действительно, в точку соединения, например, плеча 2 с кольцом приходят две волны напряжения: одна — по отрезку кольца  $AG$  длиной  $\lambda/4$  со сдвигом по фазе на  $\pi/2$ , а вторая — по отрезку  $ABBG$  длиной  $5\lambda/4$  с таким же сдвигом по фазе (с точностью до периода).

С помощью аналогичных рассуждений нетрудно убедиться в том, что волны напряжений, распространяющиеся от плеча 1 по двум путям кольца, в плече 4 оказываются в противофазе (узел напряжения). Итак, мы выяснили, что в данной схеме направленного ответвителя входной сигнал поступает в смежные (относительно входного) плечи и не проходит в противоположное (несмежное) плечо.

Не рассматривая расчет кольцевого НО, который достаточно подробно изложен в [4—13], приведем лишь конечные результаты. Условие идеального согласования кольцевого НО имеет вид [5]

$$y_1^2 + y_2^2 - y_0^2 = 0, \quad (2.2)$$

где  $y_1$ ,  $y_2$ ,  $y_0$  — ненормированные проводимости соответствующих плеч кольца и подводящих отрезков линий. После нормировки по  $y_0$  получаем

$$Y_1^2 + Y_2^2 = 1.$$

Матрица рассеяния кольцевого ответвителя имеет вид

$$[S] = -j \begin{bmatrix} 0 & Y_1 & Y_2 & 0 \\ Y_1 & 0 & 0 & Y_2 \\ Y_2 & 0 & 0 & -Y_1 \\ 0 & Y_2 & -Y_1 & 0 \end{bmatrix}.$$

В наиболее распространном гибридном кольце, имеющем равное деление мощности в выходных плечах ( $|S_{12}| = |S_{13}|$ ),

$$Y_1 = Y_2 = 1/\sqrt{2}. \quad (2.3)$$

**Шлейфные направленные ответвители.** Шлейфный НО состоит из двух линий передачи, соединенных между собою с помощью двух и более шлейфов, длина и расстояние между которыми берутся равными четверти длины волны, определенной в соответствующей линии передачи. С увеличением количества шлейфов  $n$  направленность и диапазонные характеристики шлейфного НО улучшают-

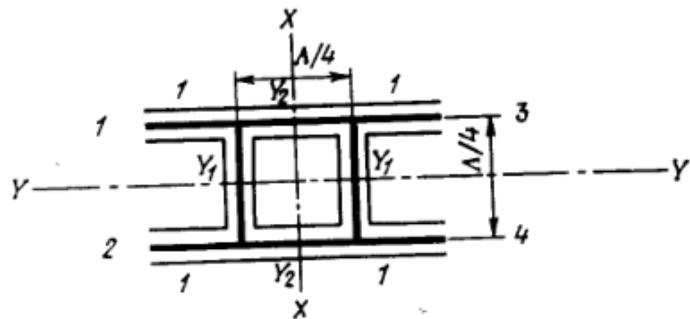


Рис. 2.9. Двухшлейфный ответвитель.

ся. Однако при числе шлейфов более трех волновые со- противления внешних ветвей становятся настолько больши- ми, что практически не могут быть реализованы в пе- чатном исполнении. В связи с этим в ИС СВЧ наиболь- шее распространение получили двух- и трехшлейфные НО.

Их расчет проводится по методу зеркальных отобра- жений. При анализе многошлейфных ответвителей ( $n > 3$ ) предпочтительнее модифицированный метод зер- кальных отображений [12], позволяющий упростить рас- четные операции.

*Двухшлейфный ответвитель* (рис. 2.9). Условие идеального согласования двухшлейфного ответвителя имеет вид [12].

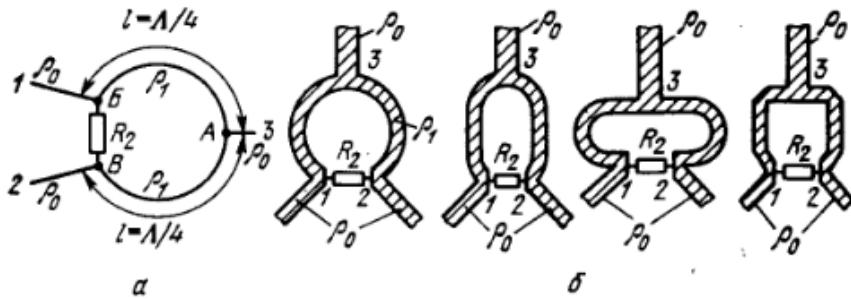
$$Y_1^2 = Y_2^2 - 1,$$

где  $Y_1 = 1/\rho_1$ ,  $Y_2 = 1/\rho_2$  — нормированные волновые прово- димости шлейфа и соединительной линии. При выполне- нии условия идеального согласования матрица рассея- ния ответвителя записывается следующим образом:

$$[S] = -\frac{1}{\sqrt{1+Y_1^2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & j & Y_1 \\ 0 & 0 & Y_1 & j \\ j & Y_1 & 0 & 0 \\ Y_1 & j & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

*Печатная схема НО на связанных линиях* (рис. 2.14) состоит из отрезков печатных линий, связанных электри- ческой и магнитной связью, причем длина области связи составляет нечетное число четвертей длины волн, опреде- ленных в данных отрезках линий. Энергия, проходящая в определенном направлении по первичной линии, от- ветвляется во вторичную и распространяется по ней в противоположном направлении, поэтому такие ответвите- ли получили название «противонаправленных».

Оригинальная конструкция трехдекабельного ответ- вителя была предложена Ланге [24] (рис. 2.19): встреч- но-штыревой ответвитель состоит из нескольких отрез- ков полосковых линий, соединенных перекрестными проводами. Для уменьшения паразитной индуктивности такое соединение предложено выполнять в виде пучка из трех проводов. Встречно-штыревая структура НО, реализованная на керамической подложке толщиной примерно 1 мм, имела зазор между проводниками примерно 70 мкм. В диапазоне от 2 до 4 ГГц потери равны 0,25 дБ, а развязка 21,5...40 дБ. Площадь, занимаемая таким ответвителем, меньше, чем площадь трехзвенного ответвителя, примерно на  $\frac{1}{3}$ .



2.24. Кольцевой делитель мощности:  
а — структурная схема; б — возможные топологии.

**Кольцевой делитель.** Полосковый кольцевой делитель [28—32], схема и топологии которого показаны на рис. 2.24, состоит из двух четвертьволновых отрезков линии передачи, которые с одной стороны соединены между собой параллельно и подключены к входной линии, а с другой — связаны через активное сопротивление  $R_2$ ; каждый из них подключен к своей подводящей линии.

Рассмотрим принцип действия делителя. Если возбудить плечо 3, то сигнал делится поровну между плечами 1 и 2. При этом в силу симметрии точки  $B$  и  $B'$  эквипотенциальны, следовательно, на сопротивлении  $R_2$  мощность не рассеивается. Теперь предположим, что сигнал подводится к плечу 1. В точку  $B$  энергия попадает двумя путями: через сосредоточенное сопротивление  $R_2$  и через два четвертьволновых отрезка; таким образом в точке  $B$  обеспечивается противофазность. При определенном выборе сопротивления  $R_2$  и волновых сопротивлений четвертьволновых отрезков относительно волнового сопротивления подводящих линий  $\rho_0$  можно обеспечить равенство по амплитуде двух указанных сигналов

и, следовательно, полную компенсацию энергии в точке  $B$  делителя. Таким образом, плечи 1 и 2 будут развязаны. При этом половина мощности поступает в плечо 3, а половина — рассеивается на сопротивлении  $R_2$ . Кольцевой делитель, в отличие от простых тройниковых делителей, имеет развязанные выходы.

Рассмотрим подробнее основные характеристики кольцевого делителя с равным делением мощности, имеющего ось симметрии  $YY'$ . С помощью метода зеркальных отображений определим элементы матрицы рассеяния  $[S]$  делителя на центральной частоте:

$$\begin{aligned} S_{11} = S_{22} &= \frac{1}{2} \left( \frac{1 - 2Y_1^2}{1 + 2Y_1^2} + \frac{1 - Y_2}{1 + Y_2} \right), \\ S_{33} &= \frac{1 - 2Y_1^2}{1 + 2Y_1^2}, \\ S_{12} &= \frac{1}{2} \left( \frac{1 - 2Y_1^2}{1 + 2Y_1^2} - \frac{1 - Y_2}{1 + Y_2} \right), \end{aligned} \quad (2.17)$$

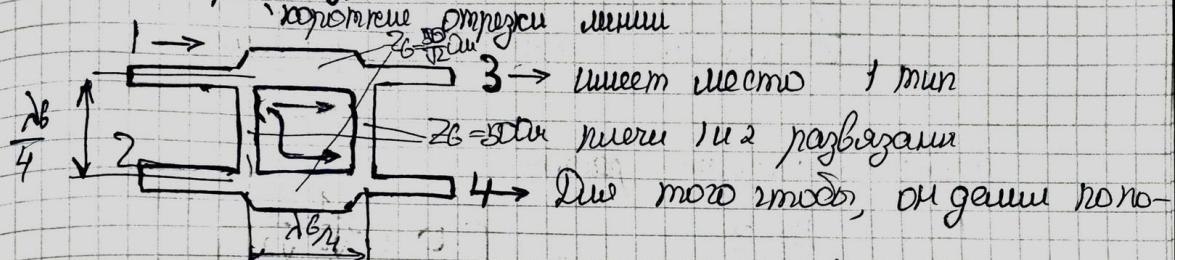
где  $Y_1 = \rho_0/\rho_1$ ,  $Y_2 = 2\rho_0/R_2$ .

Идеальное согласование трех плеч делителя ( $S_{11} = S_{22} = S_{33} = 0$ ) и идеальная развязка плеч 1 и 2 ( $S_{12} = 0$ ) получаются при

$$Y_1 = 1/\sqrt{2}, \quad Y_2 = 1 \text{ или } \rho_1 = \rho_0\sqrt{2}, \quad R_2 = 2\rho_0.$$

## Инженерное место и ЗДО

### 1. Штатный ЗДО

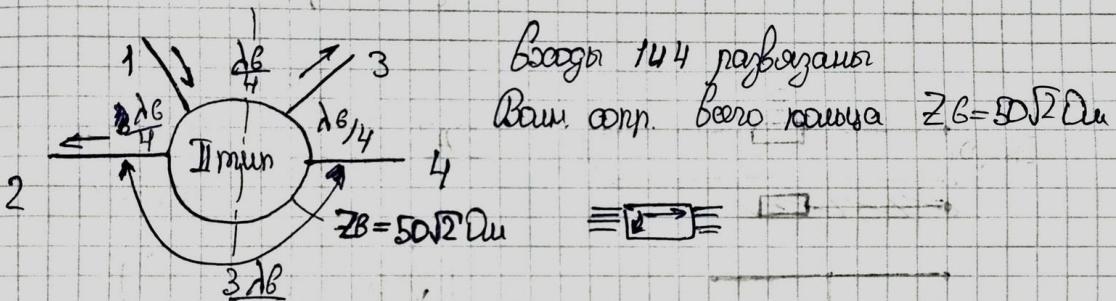


Начиная с 2 видов:  
Можно:

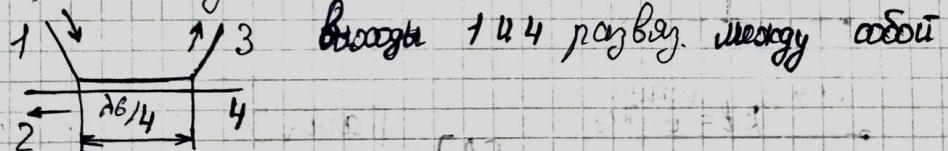
- одна  $\frac{\lambda}{4}$

- 2 верт. отр.  $ZD = 50\Omega m$ , одна гориз.  $ZD = \frac{50}{\sqrt{2}} \Omega m \approx 35\Omega m$

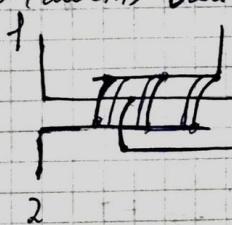
### 2. Инверторное колено



### 3. ЗДО на связанных шинках



### 4. ЗДО (штатный) на каскаде



~~одинично~~ одинично виб. № 2, точнее звук. про-  
цессоры предст. соед. инд-сеть  $\Rightarrow$  при II  
виб. ~~одинично~~ одинично инд-сеть согр-е

ширина полосы - остава

## Полуволной генератор мощности (6-ти полосный)



1 мода / 1 полоса:

$$ZD = 50\sqrt{2} \Omega m$$

$ZD = 50\sqrt{2} \Omega m$  иные 2 и 3 развязаны

## 7. Вид матриц рассеяния направленных ответвителей (ШНО и ГК) и кольцевого делителя мощности.

Направленным ответителем (НО) называется восьмиполюсная система, служащая для направленного ответвления энергии. Гибридным соединением (гибридом или трехдекабельным НО) называется НО, имеющий равные мощности в выходных плечах. Мостовым устройством (мостом) называется гибридное соединение, у которого волны напряжений в выходных плечах равны по величине и имеют постоянный фазовый сдвиг в рабочем диапазоне частот. Линия передачи НО, по которой проходит наибольшая мощность, называется первичной, а линия, в которую ответвляется часть мощности, вторичной.

Кольцо длиной  $3\lambda/2$ . Печатная схема кольцевого НО длиной  $3\lambda/2$  представлена на рис. 2.4, а. Конструктивные размеры отрезков линий кольца, заключенных между

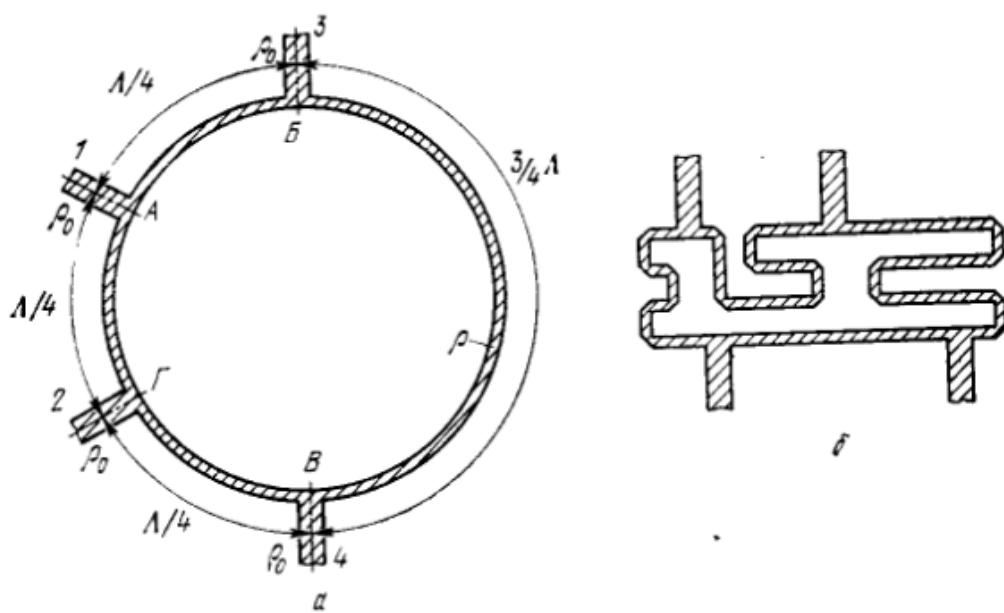


Рис. 2.4. Топология кольцевого НО длиной  $3\lambda/2$ :  
а — в виде окружности; б — с плечами в виде меандровых линий.

смежными выводами 3—1, 1—2, 2—4, составляют  $\lambda/4$ , а между выводами 3—4 —  $3\lambda/4$ . Длина волны  $\lambda$  определяется в соответствующем отрезке линии передачи кольца.

Рассмотрим работу кольцевого НО длиной  $3\lambda/2$ . В схеме такого ответвителя имеет место режим стоячей волны. Сигнал, подаваемый, например, на вход 1 (рис. 2.4, а) разделяется, и волны напряжений проходят по двум путям вдоль кольца. Так как отрезки кольца имеют определенную длину, эти волны оказываются синфазными в плечах 2 и 3, где образуется пучность напряжения. Действительно, в точку соединения, например, плеча 2 с кольцом приходят две волны напряжения: одна — по отрезку кольца  $AG$  длиной  $\lambda/4$  со сдвигом по фазе на  $\pi/2$ , а вторая — по отрезку  $ABVG$  длиной  $5\lambda/4$  с таким же сдвигом по фазе (с точностью до периода).

С помощью аналогичных рассуждений нетрудно убедиться в том, что волны напряжений, распространяющиеся от плеча 1 по двум путям кольца, в плече 4 оказываются в противофазе (узел напряжения). Итак, мы выяснили, что в данной схеме направленного ответвителя входной сигнал поступает в смежные (относительно входного) плечи и не проходит в противоположное (несмежное) плечо.

Не рассматривая расчет кольцевого НО, который достаточно подробно изложен в [4—13], приведем лишь конечные результаты. Условие идеального согласования кольцевого НО имеет вид [5]

$$y_1^2 + y_2^2 - y_0^2 = 0, \quad (2.2)$$

где  $y_1$ ,  $y_2$ ,  $y_0$  — ненормированные проводимости соответствующих плеч кольца и подводящих отрезков линий. После нормировки по  $y_0$  получаем

$$Y_1^2 + Y_2^2 = 1.$$

Матрица рассеяния кольцевого ответвителя имеет вид

$$[S] = -j \begin{bmatrix} 0 & Y_1 & Y_2 & 0 \\ Y_1 & 0 & 0 & Y_2 \\ Y_2 & 0 & 0 & -Y_1 \\ 0 & Y_2 & -Y_1 & 0 \end{bmatrix}.$$

В наиболее распространном гибридном кольце, имеющем равное деление мощности в выходных плечах ( $|S_{12}| = |S_{13}|$ ),

$$Y_1 = Y_2 = 1/\sqrt{2}. \quad (2.3)$$

**Шлейфные направленные ответвители.** Шлейфный НО состоит из двух линий передачи, соединенных между собою с помощью двух и более шлейфов, длина и расстояние между которыми берутся равными четверти длины волны, определенной в соответствующей линии передачи. С увеличением количества шлейфов  $n$  направленность и диапазонные характеристики шлейфного НО улучшают-

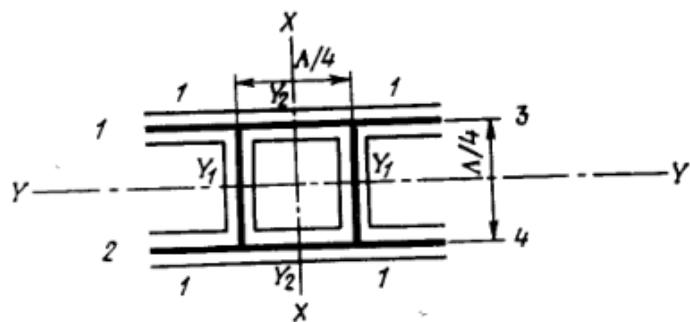


Рис. 2.9. Двухшлейфный ответвитель.

ся. Однако при числе шлейфов более трех волновые со- противления внешних ветвей становятся настолько больши- ми, что практически не могут быть реализованы в пе- чатном исполнении. В связи с этим в ИС СВЧ наиболь- шее распространение получили двух- и трехшлейфные НО.

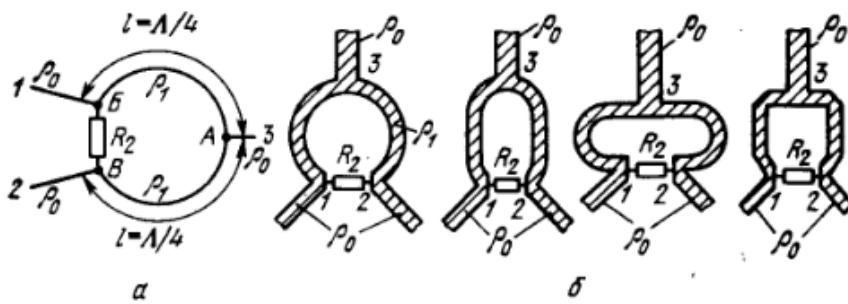
Их расчет проводится по методу зеркальных отобра- жений. При анализе многошлейфовых ответвителей ( $n > 3$ ) предпочтительнее модифицированный метод зер- кальных отображений [12], позволяющий упростить рас- четные операции.

**Двухшлейфный ответвитель** (рис. 2.9). Условие идеального согласования двухшлейфного ответвителя имеет вид [12].

$$Y_1^2 = Y_2^2 - 1,$$

где  $Y_1 = 1/\rho_1$ ,  $Y_2 = 1/\rho_2$  — нормированные волновые прово- димости шлейфа и соединительной линии. При выполне- нии условия идеального согласования матрица рассея-ния ответвителя записывается следующим образом:

$$[S] = -\frac{1}{V1 + Y_2^2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & j & Y_1 \\ 0 & 0 & Y_1 & j \\ j & Y_1 & 0 & 0 \\ Y_1 & j & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$



2.24. Кольцевой делитель мощности:  
а — структурная схема; б — возможные топологии.

**Кольцевой делитель.** Полосковый кольцевой дели- тель [28—32], схема и топологии которого показаны на рис. 2.24, состоит из двух четвертьволновых отрезков ли- нии передачи, которые с одной стороны соединены меж- ду собой параллельно и подключены к входной линии, а с другой — связаны через активное сопротивление  $R_2$ ; каждый из них подключен к своей подводящей линии.

Рассмотрим принцип действия делителя. Если возбу- дить плечо 3, то сигнал делится поровну между плечами 1 и 2. При этом в силу симметрии точки  $B$  и  $B'$  экви- потенциальны, следовательно, на сопротивлении  $R_2$  мо- щность не рассеивается. Теперь предположим, что сигнал подводится к плечу 1. В точку  $B$  энергия попадает дву- мя путями: через сосредоточенное сопротивление  $R_2$  и через два четвертьволновых отрезка; таким образом в точке  $B$  обеспечивается противофазность. При опре- деленном выборе сопротивления  $R_2$  и волновых сопротив- лений четвертьволновых отрезков относительно волно- вого сопротивления подводящих линий  $\rho_0$  можно обес- печить равенство по амплитуде двух указанных сигналов

и, следовательно, полную компенсацию энергии в точке  $B$  делителя. Таким образом, плечи 1 и 2 будут развязаны. При этом половина мощности поступает в плечо 3, а половина — рассеивается на сопротивлении  $R_2$ . Кольцевой делитель, в отличие от простых тройниковых делителей, имеет развязанные выходы.

Рассмотрим подробнее основные характеристики кольцевого делителя с равным делением мощности, имеющего ось симметрии  $YY$ . С помощью метода зеркальных отображений определим элементы матрицы рассеяния  $[S]$  делителя на центральной частоте:

$$\begin{aligned} S_{11} = S_{22} &= \frac{1}{2} \left( \frac{1 - 2Y_1^2}{1 + 2Y_1^2} + \frac{1 - Y_2}{1 + Y_2} \right), \\ S_{33} &= \frac{1 - 2Y_1^2}{1 + 2Y_1^2}, \\ S_{12} &= \frac{1}{2} \left( \frac{1 - 2Y_1^2}{1 + 2Y_1^2} - \frac{1 - Y_2}{1 + Y_2} \right), \end{aligned} \quad (2.17)$$

где  $Y_1 = \rho_0/\rho_1$ ,  $Y_2 = 2\rho_0/R_2$ .

Идеальное согласование трех плеч делителя ( $S_{11} = S_{22} = S_{33} = 0$ ) и идеальная развязка плеч 1 и 2 ( $S_{12} = 0$ ) получаются при

$$Y_1 = 1/\sqrt{2}, \quad Y_2 = 1 \text{ или } \rho_1 = \rho_0\sqrt{2}, \quad R_2 = 2\rho_0.$$

## 8. Номограмма Вольперта. Коэффициент отражения.

В инженерной практике при пересчетах сопротивлений и проводимостей в отрезках линий передачи удобно использовать круговую номограмму, предложенную в 1939 г. советским ученым А. Р. Вольпертом \*\*. Основу для построения круговой номограммы составляют формулы (1.17) для коэффициента отражения и (1.18) для трансформации сопротивлений. Коэффициент отражения на круговой номограмме (рис. 1.20) изображается в полярной системе координат, причем радиусу соответствует модуль коэффициента отражения, а полярному углу  $\phi$  — удвоенное электрическое расстояние вдоль линии передачи, т. е. фазовый угол коэффициента отражения  $\phi = 2\beta l$ . Для пассивных устройств модуль коэффициента отражения не превышает единицы, поэтому номограмма ограничена внешней окружностью единичного радиуса  $|\rho| = 1$ . Центр номограммы соответствует нулевому коэффициенту отражения. Электрическая длина отсчитывается на номограмме в виде углов поворота радиуса-вектора, вращающегося вокруг центра номограммы. Повороту по часовой стрелке соответствует перемещение наблюдаемого сечения в линии передачи в сторону генератора. Полный оборот соответствует полуволновому расстоянию вдоль линии. Четвертьволновое расстояние определяется половиной оборота. Линии постоянных фаз коэффициента отражения, т. е. радиусы, на номограмме обычно не изображают, а вместо линий постоянных модулей коэффициента отражения наносят штриховые концентрические окружности постоянных КБВ. Часто круговая номограмма дополняется поворотной радиальной шкалой, на которую наряду с делениями КБВ (или КСВ) наносят также деления модуля коэффициента отражения. Такая шкала изображена отдельно на рис. 1.20.

Кроме полярных координат для коэффициента отражения и КБВ при построении круговой номограммы используется вторая координатная сетка, образуемая пересечением системы линий постоянных нормированных активных сопротивлений  $r$  (или активных проводимостей  $g$ ) и системы линий постоянных нормированных реактивных сопротивлений  $x$  (или проводимостей  $b$ ). Линии постоянных  $r$  являются окружностями радиусами  $1/(1+r)$  с центрами, расположенными на горизонтальной оси симметрии. Все окружности постоянных  $r$  соприкасаются между собой в точке  $B$  номограммы (рис. 1.20). Характерной является окружность  $r=1$ , проходящая через центр номограммы. Линии постоянных  $x$  являются также окружностями, их радиусы равны  $1/x$ , а центры располагаются на вертикальной прямой, проходящей через точку  $B$ . Линии отрицательных значений  $x$  лежат в нижней половине номограммы, а линии положительных значений  $x$  — в верхней. На горизонтальной оси симметрии номограммы реактивные сопротивления равны нулю.

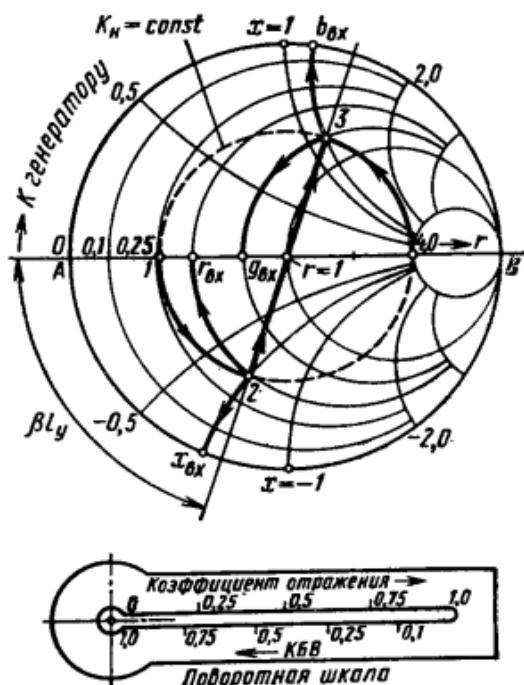
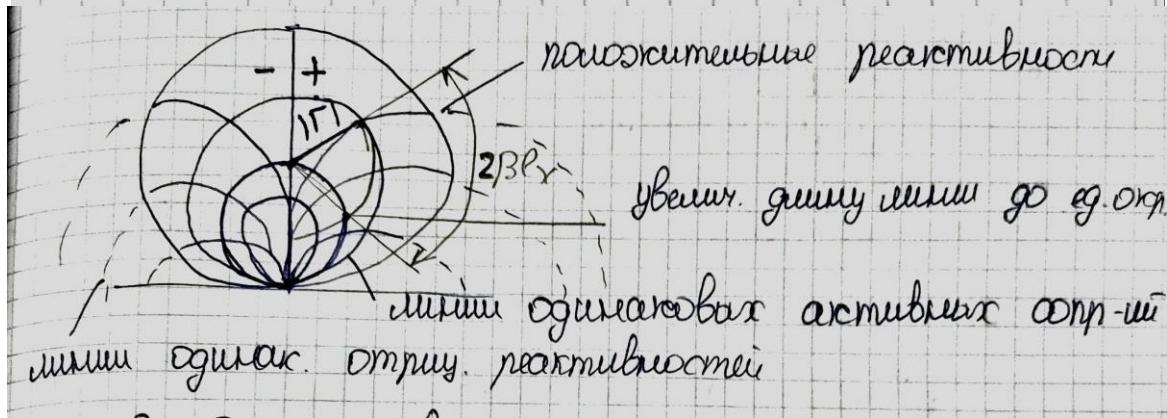


Рис. 1.20. Круговая номограмма

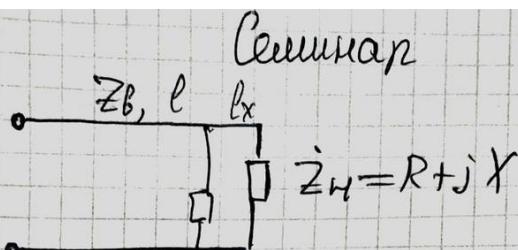
Рассмотрим основание на тензорграфике упр-ши

$$Z_{Bx} = Z_B \frac{\dot{Z}_H + j Z_B \operatorname{tg} \frac{2\pi c}{\lambda}}{\dot{Z}_B + j \dot{Z}_H \operatorname{tg} \frac{2\pi c}{\lambda}}$$

$$\Gamma = \frac{\dot{Z}_H - Z_{2em}}{\dot{Z}_H + Z_{2em}}$$



## 9. Методика согласования с помощью компенсирующей реактивности.



1. Пусть  $Z_B = 50 \Omega$  прилож к нагрузке  $Z_H = 15 + j25 \Omega$

$$Z_L = j\omega L$$

$$\frac{15}{50} = 0,3 \quad \frac{25}{50} = 0,5 \Rightarrow \text{стабильность}$$

$$\Gamma = \frac{0,35}{0,5} = 0,63$$

$$2. \text{коэффициент} = 0,2, \text{ т.е. } \frac{2\pi f l}{\lambda} = 0,2$$

$$Z_H = 50 \cdot 2,9 \neq -j \cdot 50 \cdot 2 = 145 - j100$$

3. Спос. компенсации.

Общ. ф. ст. зам замен с пересеч. с ег. окр

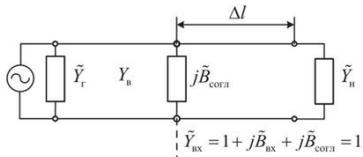
Приблиз. сопр. нагрузки:  $0,9 \cdot 50 - j \cdot 1,5 \cdot 50$

$$\frac{2\pi f l_x}{\lambda_B} = 0,1 \Rightarrow \text{наименьшая} \Rightarrow \text{значение } X = 1$$

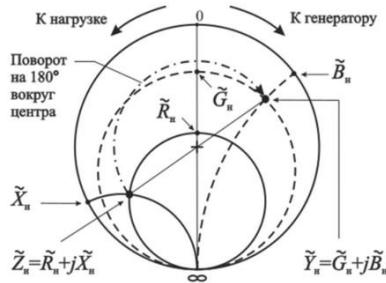
находим  $L$ :  $-j \cdot 1,6 = \frac{2\pi f L}{\lambda_B} \Rightarrow L = \frac{-j \cdot 1,6 \cdot 2\pi f}{2\pi f}$

$$Z_{Bx}^{h3} = j \underbrace{Z_H}_{1,6} \operatorname{tg} \frac{2\pi f}{\lambda_B} = j \frac{\omega L}{2\pi f}$$

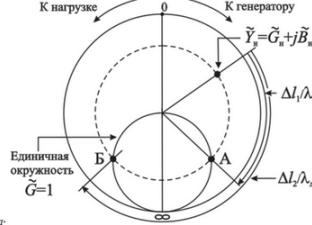
$$\tilde{Y}_{\text{bx}} = 1 + j\tilde{B}_{\text{bx}} + j\tilde{B}_{\text{corr}} = 1. \quad (3.2)$$



Для начала необходимо отметить точку, соответствующую нормированному сопротивлению нагрузки  $Z_H = D_n + jX_n$ , на диаграмме. Данная точка лежит на пересечении окружностей равных активных  $D_n$  и реактивных  $X_n$  сопротивлений (рис. 3.4). Затем необходимо переместить точку по окружности равного модуля коэффициента отражения (штрихпунктирная линия на рис. 3.4) относительно центра диаграммы на 180 градусов, что соответствует расстоянию  $X_n/4$ , указанному на внешней шкале диаграммы. Новое положение точки соответствует величине нормированной проводимости нагрузки  $\tilde{Y}_H$  и находится в месте пересечения окружностей равных активной  $<5H$  и реактивной  $D_n$  проводимостей (пунктирные линии на рис. 3.4).

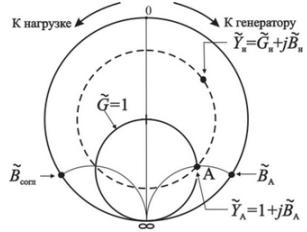


Для нахождения мест установки реактивных согласующих элементов необходимо вращать точку вокруг центра диаграммы в сторону генератора (по часовой стрелке) до пересечения с окружностью единичной активной проводимости (геометрическое место точек, где  $G = 1$ ). Таких пересечений два: точки А и Б на рис. 3.5. Относительные расстояния между сечениями линии  $L$  и  $L/4$  определяются по внешней шкале диаграммы. Тогда



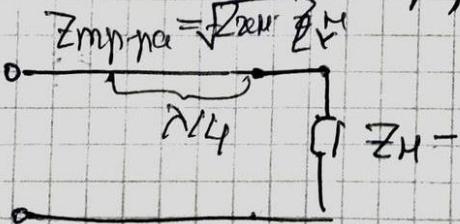
реальные расстояния  $\Delta L_1$  и  $\Delta L_2$  (рис. 3.6) определяются умножением относительных на длину волны в линии  $\lambda_n$ .

Точка, соответствующая входной нормированной проводимости согласующего шлейфа  $B_{\text{corr}}$ , расположена симметрично точке, соответствующей реактивной проводимости в точке А  $B_A$ , относительно вертикальной действительной оси диаграммы (рис. 3.7), т. к. для компенсации реактивной составляющей нормированной входной проводимости выбирается  $B_{\text{corr}} = -B_A$ .



## 10. Методика согласования с помощью четвертьволнового трансформатора.

1) нам. 2) вак. тп-р/2 - отр. длии 1/4 Вакум



т.е. находим. можу идти  
до актив. сопр.  $\Rightarrow$

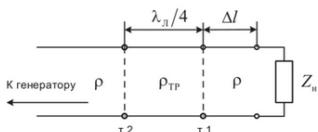
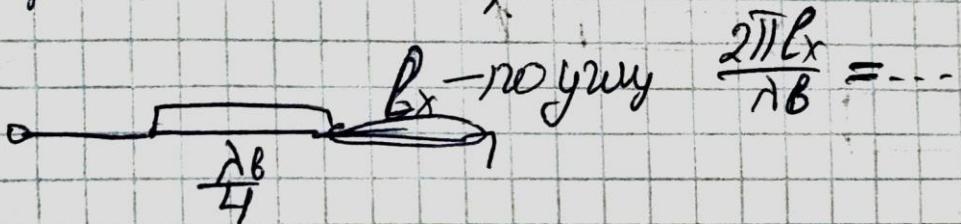
$$\Rightarrow Z_B = \sqrt{Z_{Bx} \cdot Z_H}$$

$$Z_{Bx} = \sqrt{50 \cdot 4,35 \Omega} = 14,8 \Omega$$

$\Rightarrow$   $Z_B = 106 \Omega$   $\rightarrow$   $Z_{Bx}$   $\rightarrow$   $Z_H$ , получим

равные  $Z_H = 50 \cdot 0,24 = 12 \Omega$

$$Z_{Bx} = \sqrt{50 \cdot 12} = 24,5 \Omega$$



Для начала необходимо отметить точку, соответствующую нормированному сопротивлению нагрузки  $Z_H = R_H + jX_H$ , на диаграмме Вольперта — Смита.

Для нахождения мест установки в линии передачи четвертьволнового трансформатора необходимо вращать точку вокруг центра диаграммы в сторону генератора (по часовой стрелке) до пересечения с вертикальной действительной осью. Таких пересечений два: точки А, Б (рис. 3.12).

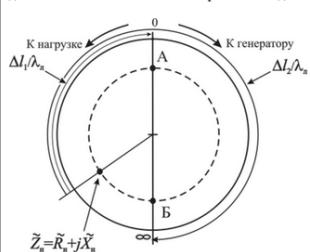
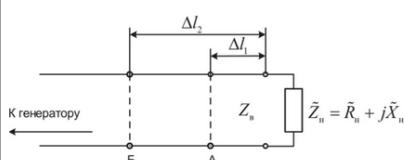


Рис. 3.12. Точки А и Б на круговой диаграмме



# Оглавление

1. Анализ симметричных многополюсников методом синфазного и противофазного возбуждения.....	2
2. Типы, схемы и параметры фильтров. Конструкции: волноводные, микрополосковые. ....	5
3. Виды аппроксимации АЧХ фильтров. Лестничный прототип. Фильтры с четвертьвольновыми связями. ....	11
4. Ферритовые вентили с использованием эффекта Фарадея.....	17
5. Ферромагнитный резонанс. Резонансные вентили. ....	23
6. Ферромагнитный резонанс. Ферритовые вентили с вытеснением поля .....	30
7. Ферромагнитный резонанс. ЖИГ фильтры. ....	35
8. Принцип смешения сигналов. Выходной спектр смесителя. ....	41
9. Однодиодные смесители. Схемы. Характеристики.....	47
10. Балансные смесители. Схемное построение. Характеристики. ....	52
11. Определение динамического диапазона смесителя.....	58
12. Смесители с подавлением приема по зеркальному каналу. ....	64
13. Субгармонические смесители.....	67
14. Помехи большого уровня в смесителях.....	71
15. Умножители частоты. Типы, характеристики.....	77

**Информация в данных отрезках является относительно дополнительной, но, как по мне, это база в ответе на вопрос, которую на всякий случай нужно знать.**

//////////

**Инфа**

//////////

# 1. Анализ симметричных многополюсников методом синфазного и противофазного возбуждения.

Рассмотрим восьмиполюсник (рис. 2.14.а), возбуждаемый со стороны плеца 1 волной амплитудой  $U_{\text{пад}}$ . Допустим, что все входы согласованы. Подведем к входам 1 и 3 одинаковые по амплитуде и синфазные волны  $U_{1\text{отр}}^+ = U_{3\text{отр}}^+ = -U_{\text{пад}}/2$  («четные волны»). В силу симметрии максимум напряжения будет в плоскости  $P_1$ , т. е. распределение напряжений таково, как если бы плоскость  $P_1$  была размыкающей (рис. 2.14.б). В этом случае четные волны, отраженные от входов 1, 4, соответственно будут связаны соотношениями

$$U_{1\text{отр}}^+ = U_{4\text{отр}}^+ = S_{11}^+ U_{\text{пад}}/2 \quad \text{и} \quad U_{2\text{отр}}^+ = U_{3\text{отр}}^+ = S_{12}^+ U_{\text{пад}}/2.$$

Если же к входам 1 и 3 подвести одинаковые по амплитуде, но сдвинутые по фазе на  $180^\circ$  волны, т. е.  $U_{1\text{отр}}^- = -U_{3\text{отр}}^- = U_{\text{пад}}/2$  («нечетные волны»), то в плоскости  $P_1$  зарегистрируем нуль напряжения, и распределение напряжения будет таким же, как если бы плоскость  $P_1$  была короткозамыкающей (рис.

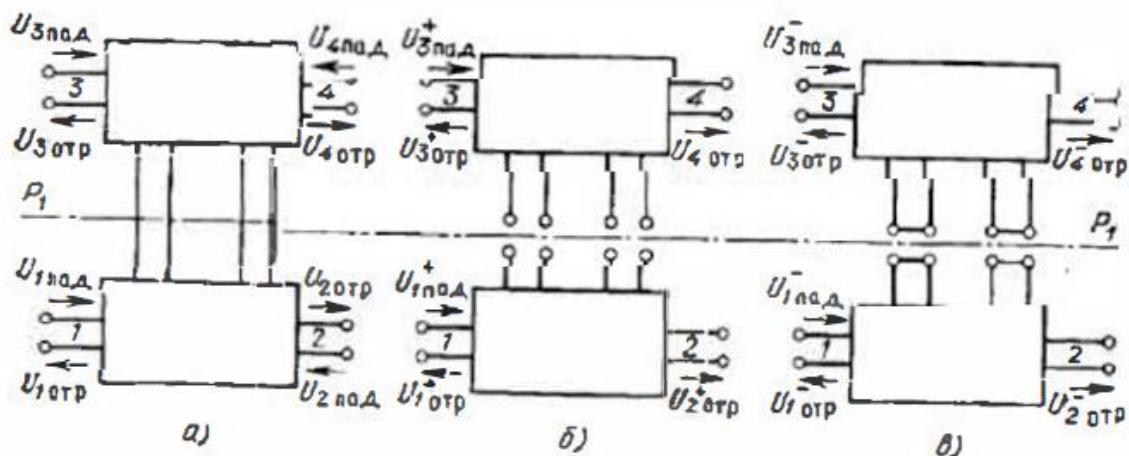


Рис. 2.14. Восьмиполюсник:

а — возбуждение со стороны одного плача 1; б — синфазное возбуждение со стороны плач 1 и 3  
в — противофазное возбуждение со стороны плач 1 и 3

11.1). Волны, отраженные от входов 1—4, соответственно будут связаны соотношениями

$$U_{1\text{отр}}^- = -U_{3\text{отр}}^- = S_{11}^- U_{\text{пад}}/2 \quad \text{и} \quad U_{2\text{отр}}^- = -U_{4\text{отр}}^- = S_{12}^- U_{\text{пад}}/2.$$

Решение определяется в виде суперпозиции частных решений для четного и нечетного случаев:

$$U_{1\text{пад}} = U_{1\text{пад}}^+ + U_{1\text{пад}}^- = U_{\text{пад}};$$

$$U_{3\text{пад}} = U_{3\text{пад}}^+ + U_{3\text{пад}}^- = 0;$$

$$U_{1\text{отр}} = U_{1\text{отр}}^+ + U_{1\text{отр}}^- = (S_{11}^+ + S_{11}^-) U_{\text{пад}}/2 = S_{11} U_{\text{пад}};$$

$$U_{2\text{отр}} = U_{2\text{отр}}^+ + U_{2\text{отр}}^- = (S_{12}^+ + S_{12}^-) U_{\text{пад}}/2 = S_{12} U_{\text{пад}};$$

$$U_{3\text{отр}} = U_{3\text{отр}}^+ + U_{3\text{отр}}^- = (S_{11}^+ - S_{11}^-) U_{\text{пад}}/2 = S_{13} U_{\text{пад}};$$

$$U_{4\text{отр}} = U_{4\text{отр}}^+ + U_{4\text{отр}}^- = (S_{12}^+ - S_{12}^-) U_{\text{пад}}/2 = S_{14} U_{\text{пад}}.$$

Из этих соотношений следует, что между элементами матрицы рассеяния восьмиполюсника (рис. 2.14,а) и элементами матрицы рассеяния четырехполюсников (рис. 2.14,б и в) существуют следующие зависимости:

$$1/2(S_{11}^+ + S_{11}^-) = S_{11}; \quad 1/2(S_{12}^+ + S_{12}^-) = S_{12}. \quad (2.60)$$

$$1/2(S_{11}^+ - S_{11}^-) = S_{13}; \quad 1/2(S_{12}^+ - S_{12}^-) = S_{14} \quad (2.61)$$

Если восьмиполюсник возбуждается со стороны плача 2, то аналогично

$$1/2(S_{33}^+ + S_{33}^-) = S_{22}, \quad (2.62)$$

$$1/2(S_{33}^+ - S_{33}^-) = S_{34}. \quad (2.63)$$

Таким образом, расчет рассматриваемого восьмиполюсника, возбуждаемого со стороны плача 1 и согласованного со стороны всех входов, может быть заменен расчетом четырехполюсника с четным и нечетным видами возбуждения, что в свою очередь позволит спустить вычисление к расчету соответствующих четырехполюсников.

Опишем последовательность расчета рабочих параметров симметричного восьмиполюсника:

1) определять матрицы передачи четырехполюсников, образующихся при синфазном и противофазном видах возбуждения восьмиполюсника;

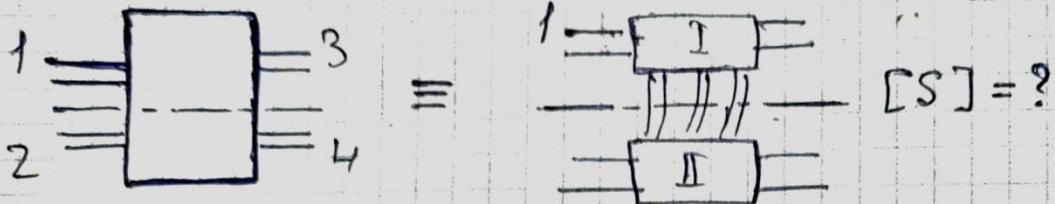
2) рассчитать элемент  $S_{11}$  [см. (2.59)] матрицы рассеяния восьмиполюсника, характеризующий согласование со стороны первой пары полюсов. Для некоторых устройств параметр согласования не является первостепенным, в этом случае следует рассчитывать в первую очередь соответствующие элементы матрицы  $S_{m,n}$  ( $m \neq n$ );

3) из условия идеальности выбранного первостепенным рабочего параметра (например идеального согласования  $S_{11}=0$ ) установить связь между проводимостями (или сопротивлениями) плач восьмиполюсника;

4) рассчитать остальные элементы матрицы рассеяния с учетом найденных соотношений между проводимостями;

5) вычислить рабочие параметры восьмиполюсника.

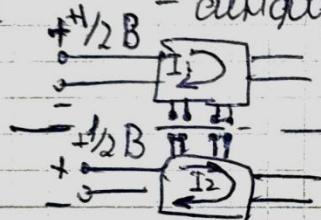
Формулы для вычисления коэффициентов  
импульсно-противодействия в зависимости от



"Зависимость 2-го ограждения"

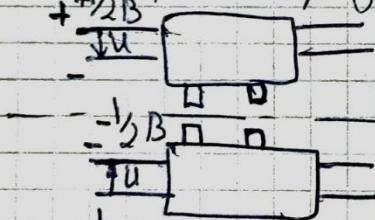
Пусть на выходе 1 подаем  $U_{Bx} = 1B$

1 ограждение  $\frac{+1}{2}B$  - импульсное



$I_{\Sigma} = 0 \Rightarrow X \cdot X \Rightarrow$  где ограждение 2-ое под  
составит минус,  $I_{\Sigma} = 0, X \cdot X$ .

2 ограждение  $\frac{-1}{2}B$  - противодействие тока



Таким образом получим  $[S]^{+-}$

Таким образом получим  $[S]^{+-}$

$$\begin{aligned} [S_{11}]_{\Sigma} &= \frac{1}{2}(S_{11}^{++} + S_{11}^{+-}) \\ S_{11}^{\Sigma} &= \frac{1}{2}(S_{11}^{++} + S_{11}^{+-}) \\ S_{12}^{\Sigma} &= \frac{1}{2}(S_{11}^{++} - S_{11}^{+-}) \\ S_{21}^{\Sigma} &= \frac{1}{2}(S_{22}^{++} - S_{22}^{+-}) \end{aligned}$$

## 2. Типы, схемы и параметры фильтров. Конструкции: волноводные, микрополосковые.

**Фильтр** — четырехполюсник, затухание которого мало в заданной полосе (полоса пропускания) и велико на всех других частотах вне этой полосы (полоса заграждения). Большое затухание в полосе заграждения создается за счет поглощения и отражения энергии подводимых сигналов.

По взаимному расположению полос пропускания и заграждения фильтры делятся на фильтры нижних частот (ФНЧ), т. е. фильтры, пропускающие частоты ниже заданной и подавляющие сигналы на других частотах; верхних частот (ФВЧ), пропускающие сигналы на частотах выше заданной и подавляющие сигналы вне этой полосы; полосовые (ПФ), пропускающие сигналы в пределах заданной частоты и подавляющие сигналы вне этой полосы; режекторные (РФ), подавляющие сигналы на частотах в пределах заданной полосы. Частотные характеристики фильтров приведены на рис. 5.25.

К числу основных параметров фильтров относятся полоса пропускания, полоса заграждения, средняя частота, коэффициент затухания в полосе пропускания, коэффициент затухания в полосе заграждения, крутизна частотной характеристики, коэффициент отражения от входа и выхода, форма и размеры сечения линии передачи, в которую включается фильтр.

Синтез фильтров СВЧ сводится к синтезу эквивалентной схемы (широкочастотного прототипа), удовлетворяющей заданной частотной характеристике, и замене сосредоточенных элементов схемы соответствующими эквивалентами на СВЧ.

Эквивалентность каждого звена фильтра СВЧ звену прототипа приводит к тому, что обе системы имеют подобные частотные характеристики. Последовательность операций синтеза прототипа состоит в следующем. Синтез эквивалентной схемы ведут по схе-

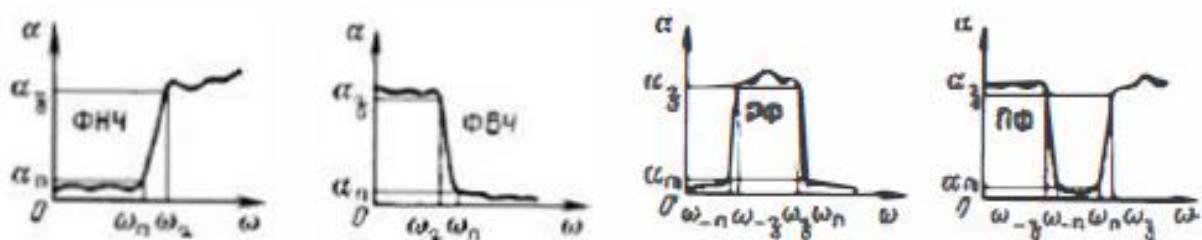
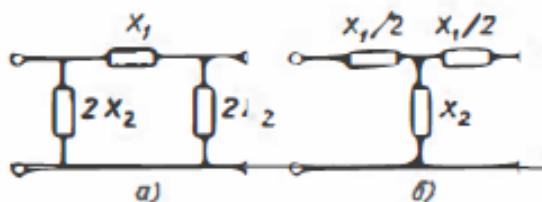


Рис. 5.25. Частотные характеристики фильтров

Рис. 5.26. Схемы четырехполюсников:  
а — П-образная; б — Т-образная



ме П- и Т-образных четырехполюсников (рис. 5.26). Условие прозрачности таких четырехполюсников определяется неравенством

$$-1 \leq X_1/4X_2 \leq 0. \quad (5.31)$$

При этом предполагается, что все элементы имеют реактивный характер, знаки  $X_1$  и  $X_2$  различны и абсолютное значение  $X_2$  больше  $X_1$ . Для расчета задаются граничными частотами, которые определяются соотношениями

$$X_1/4X_2 = -1; \quad X_1/4X_2 = 0 \quad (5.32)$$

и волновым сопротивлением, которое принимается равным сопротивлению нагрузки фильтра:

$$Z_n = Z_h = \sqrt{L/C}, \quad (5.33)$$

где  $L$  и  $C$  — эквивалентные индуктивности и емкости элементов схемы фильтра.

Для улучшения частотных характеристик СВЧ-фильтров их делают из нескольких однотипных звеньев.

При реализации СВЧ-фильтров в качестве элементов, соответствующих емкостям, индуктивностям и резонансным контурам, используют диафрагмы, штыри, резонаторы, отрезки линий передачи различной длины и др. При этом необходимо учитывать следующие особенности СВЧ-элементов:

1) зависимость параметров реактивных элементов от частоты. Например, короткозамкнутый отрезок линии передачи длиной  $l < \lambda/4$  эквивалентен индуктивности, на более высоких частотах длина этого отрезка становится  $l > \lambda/4$ , что эквивалентно емкости. Это приводит к тому, что в диапазоне частот эквивалентная схема фильтра может измениться;

2) в местах соединения реактивных элементов с линией передачи или элементов друг с другом за счет появления волн высшего порядка образуются дополнительные реактивности, которые могут изменять параметры фильтра.

В наиболее распространенных конструкциях фильтров на основе коаксиальных волноводов для реализации последовательных индуктивностей применяются короткие высокоомные отрезки линий передачи, нагруженные на сопротивления значительно меньше волнового. Роль малого сопротивления выполняют утолщения центрального проводника коаксиала, одновременно являющиеся параллельной емкостью.

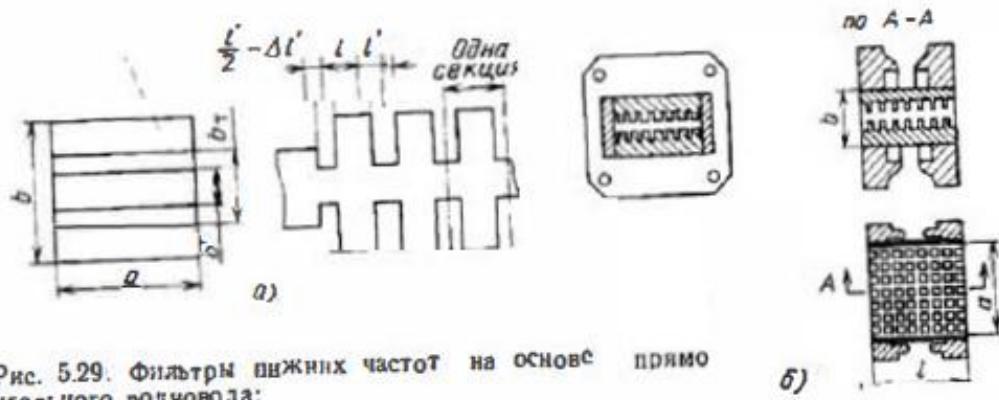


Рис. 5.29. Фильтры низких частот на основе прямоугольного волновода:  
а — рифлевый; б — вафельный

Фильтры верхних частот на основе прямоугольных волноводов, как правило, специально не конструируются, так как волновод сам

является ФВЧ с граничной частотой, равной критической частоте. При желании сместить граничную частоту волновод сужают по широкой стенке.

Фильтры низких частот на базе прямоугольных волноводов создают в виде рифленых (рис. 5.29, а) волноводов с поперечными канавками в широкой стенке или вафельных (рис. 5.29, б) волноводов с дополнительными канавками вдоль широкой стенки.

В качестве полосовых фильтров используют отдельные резонаторы (рис. 5.30, а, б) или каскадное соединение нескольких резонаторов. В последнем случае связь резонаторов может быть непосредственной (рис. 5.30, в, г) или осуществляться через отрезки линий передачи (рис. 5.30, д, е).

При конструировании волноводных фильтров широко используются трансформирующие свойства четвертьволновых отрезков линий передачи. В теории фильтров четвертьволновый отрезок называют инвертором сопротивлений. На рис. 5.31 приведены наиболее распространенные типы возможных инвертирований сопротивлений, где согласно (4.16)  $L' = Z^2_t C$  и  $C' = L/Z^2_t$ .

Применение четвертьволновых связей позволяет создать фильтры на однотипных элементах.

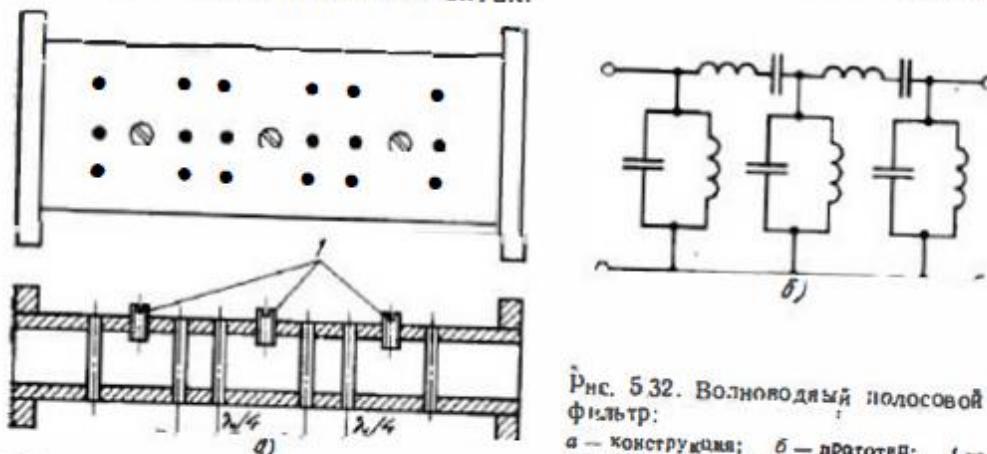
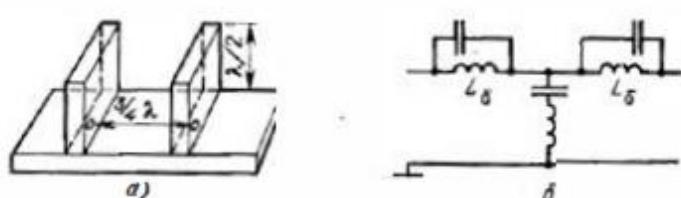


Рис. 5.32. Волноводный полосовой фильтр:  
а — конструкция; б — прототип; 1 — настроочные ёмкостные штыри

Рис. 5.33. Режекторный фильтр:  
а — конструкция; б — прототип



На рис. 5.32,а приведена конструкция полосового фильтра, выполненного на основе прямоугольного волновода с использованием четвертьволновых связей. Параллельный колебательный контур схемы прототипа (рис. 5.32,б) образован системой индуктивных штырей с емкостным подстроенным винтом, последовательный резонансный контур образуется за счет четвертьволновых связей. Такой фильтр позволяет пропускать значительные уровни мощности и чрезвычайно прост в настройке. Недостатком его является значительная длина из-за соединительных отрезков.

В конструкциях режекторных фильтров целесообразно использовать последовательное соединение резонаторов с помощью отрезков длиной, кратной четверти длины волны (рис. 5.33).

Пример практической реализации ФНЧ на МПЛ показан на рис. 3.50, а. Если выбрать длину отрезков, реализующих параллельные емкости ( $l_C$ ) и индуктивности ( $l_L$ ), равной  $0,1\Lambda$ , где  $\Lambda$  — длина волны в линии на частоте  $\omega_0$ , то волновые сопротивления разомкнутых отрезков, аппроксимирующих емкости ФНЧ, равны  $Z_{Cl} = 1,454R_0/g_i$ , а волновые сопротивления отрезков линий, ап-

п-образные, равны  $Z_{Ll} = R_0/g_i$ . Видимо, что для реализации ФНЧ на МПЛ необходимо определить длины отрезков, соответствующих  $l_C$  и  $l_L$ .

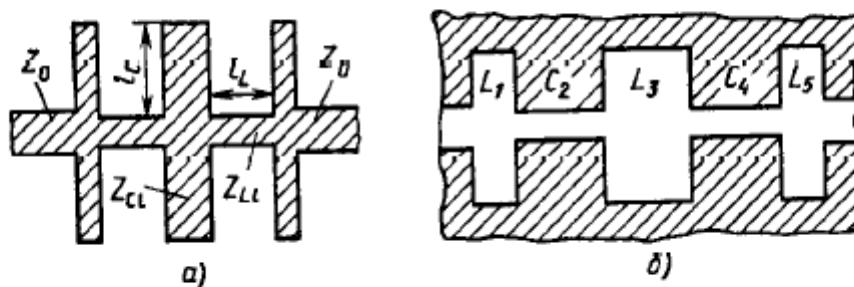
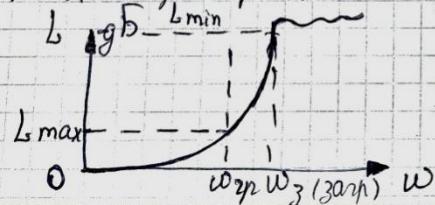


Рис. 3.50. Топология ФНЧ на элементах с распределенными параметрами:  
а — на МПЛ; б — на щелевых линиях

## Рівність СВЧ

4 типи фільтрів

1 тип - фільтр нижчих частот (ФНЧ, Low Pass)



$$|T_{II}|^2 = L \text{ (dB loss)} \quad |B|^2 = m \cdot r$$

$$T_{II} = \frac{1}{S_{21}}$$

затух. по маху  
абсолютно

$L_{min}$  - мін. затух. в початку заслання

$L_{max}$  - макс. затух. в початку пропускання

Обознач.



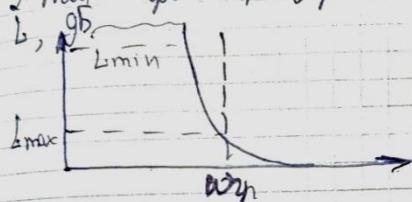
- макс. пропуск., берх - мін.

$$Z_C = j\omega L$$

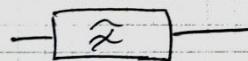
$$\frac{1}{Z_C} = \frac{1}{j\omega C}$$

- зчб. осцил.

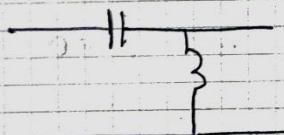
2 тип - фільтр високих частот (ФВЧ, High Pass)



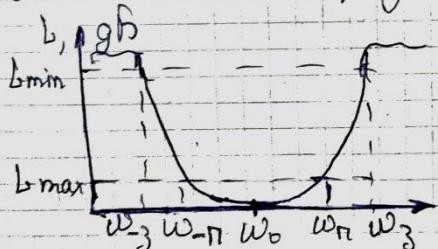
Обознач:



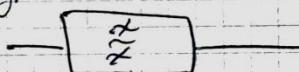
Зчб. осцил



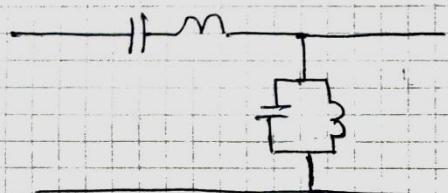
3 тип - Полосо-пропускаючий фільтр (ПФ, Band Pass)



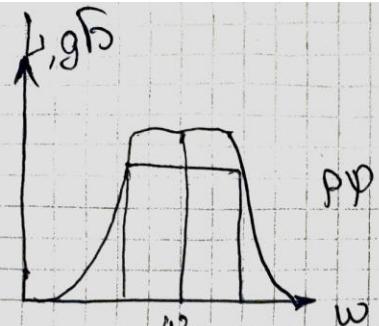
Обознач:



Зчб. осцил



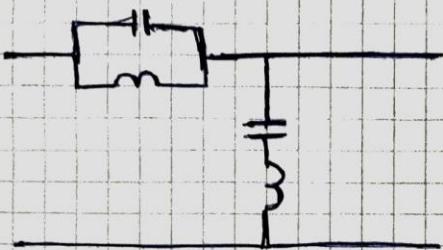
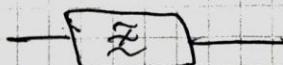
4 тип - несиметричний



Граф. осеня

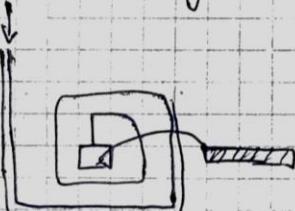
РП

Обознач:

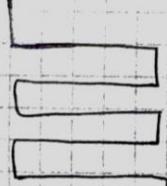


1. Стартовая инг-стъ демонстрируем реализацию фильтров

~~Блок~~



2-й: магнитная инг-стъ



пленочное исполнение

комп-но:

~~Блок~~ Чип комп-на



### 3. Виды аппроксимации АЧХ фильтров. Лестничный прототип. Фильтры с четвертьволновыми связями.

#### § 5.2. ПРОТОТИПЫ ФИЛЬТРОВ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ЧАСТОТНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Фильтры СВЧ обычно имеют вид каскадного соединения ряда звеньев. Звеньями фильтров могут быть резонаторы, шлейфы, отрезки связанных линий передачи и др. Определить требуемые параметры реальных звеньев фильтров по заданной частотной характеристике достаточно трудно. Удобнее начать расчет фильтра с выбора *прототипа*, т. е. некоторой упрощенной схемы замещения, элементы которой могут лишь приближенно соответствовать предполагаемой конструкции фильтра. Прототип должен допускать аналитический расчет номиналов входящих в него элементов по выбранной частотной характеристике ослабления  $L(\Omega)$ , где  $\Omega$  — некоторая нормализованная частота, относящаяся к прототипу. Наиболее распространеными являются прототипы в виде четырехполюсников из сосредоточенных элементов  $L$  и  $C$  (индуктивностей и емкостей).

Рассмотрим, как в прототипе из элементов  $L$  и  $C$  может быть реализована заданная частотная характеристика ФНЧ. Требования к частотной характеристике ФНЧ конкретизированы на рис. 5.2, где показаны два заданных уровня ослабления  $L_1$  и  $L_2$  и две граничные частоты  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ . Задача состоит в создании такой схемы прототипа, в которой при минимальном числе элементов ослабление было не более  $L_1$  в полосе пропускания ( $0—\Omega_1$ ) и не менее  $L_2$  в полосе запирания ( $\Omega_2—\infty$ ).

Процесс создания схемы прототипа начинается с выбора аналитического выражения для функции ослабления. Это выражение должно удовлетворять требованиям физической реализуемости, в частности не должно приводить к схеме четырехполюсника, содержащей отрицательные номиналы элементов  $L$  и  $C$ . Можно показать, что условия физической реализуемости не будут нарушены, если функция ослабления четырехполюсника имеет вид

$$L(\Omega) = 1/|s_{21}(\Omega)|^2 = 1 + [P_1^2(\Omega) + P_2^2(\Omega)]/Q^2(\Omega), \quad (5.1)$$

где  $P_1(x)$ ,  $P_2(x)$  и  $Q(x)$  — некоторые полиномы переменной  $x$ .

Идеальная частотная характеристика ФНЧ должна иметь в по-

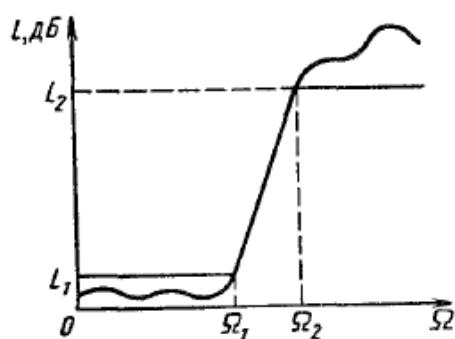


Рис. 5.2. Параметры, определяющие частотную характеристику ФНЧ

лосе пропускания нулевое, а за ее пределами — бесконечное ослабление, т. е. в идеальном фильтре граничные частоты полосы пропускания  $\Omega_1$  и запирания  $\Omega_2$  совпадают и характеристика имеет вертикальный участок. Однако наклон реальной характеристики, определяемый степенью полиномов функции ослабления (5.1), зависит от числа элементов фильтра и при конечном числе элементов получить идеальную характеристику невозможно. Возможны только различные способы аппроксимации характеристики идеального фильтра функцией вида (5.1). Приближение оказывается тем лучшим, чем выше степень полиномов  $P_{1,2}$  и  $Q$ .

Наиболее распространены при синтезе фильтров два способа аппроксимации: максимально плоское приближение и равноколебательное приближение, основанное на применении полиномов Чебышева.

**Максимально плоская частотная характеристика ослабления** ФНЧ имеет аналитическое представление

$$L(\Omega) = 1 + \gamma^2 \Omega^{2n}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.2)$$

и изображена на рис. 5.3 для  $n=3$  и  $n=4$  (соответственно кривые 1 и 2). Уровень ослабления (дБ) на границе полосы пропускания при  $\Omega_{\text{пр}}=1$  задается величиной  $L_1 = 10 \lg(1 + \gamma^2)$ .

Таким образом, коэффициент  $\gamma$  определяет допустимое ослабление фильтра в полосе пропускания. При  $\Omega > 1$  функция (5.2) неограниченно возрастает с увеличением  $\Omega$  и тем быстрее, чем выше  $n$ . При  $\Omega < 1$  функция (5.2) прижимается к оси  $\Omega$  тем сильнее, чем выше  $n$ .

Фильтры с максимально плоской характеристикой предпочтительны, когда к качеству согласования в полосе пропускания предъявляются жесткие требования, а в полосе запирания не тре-

**Чебышевская частотная характеристика ослабления** ФНЧ имеет следующее аналитическое представление:

$$L(\Omega) = 1 + \gamma^2 T_n^2(\Omega), \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.3)$$

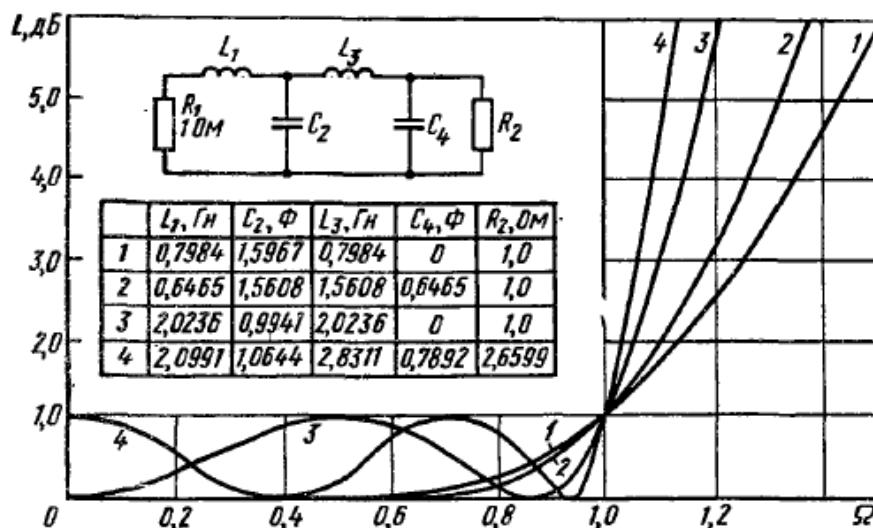


Рис. 5.3. Оптимальные частотные характеристики в НЧ-прототипе «лестничного» фильтра

где  $\gamma$  — вещественный параметр, определяющий уровень ослабления  $L_1 = 10 \lg(1 + \gamma^2)$  в полосе пропускания;  $T_n(\Omega)$  — полином Чебышева первого рода степени  $n$ .

Напомним основные свойства полиномов Чебышева. Полиномы Чебышева первого рода низших степеней имеют вид  $T_0(x) = 1$  и  $T_1(x) = x$ . Полиномы последующих степеней определяются рекуррентным соотношением  $T_{n+1} = 2xT_n - T_{n-1}$ . Эти полиномы характеризуются осциллирующим поведением на интервале  $-1 \leq x \leq 1$ , где изменяют свои значения в пределах  $\pm 1$ . При  $|x| > 1$  абсолютные значения полиномов  $T_n(x)$  резко возрастают.

Главное свойство полиномов Чебышева первого рода состоит в том, что на интервале  $-1 \leq x \leq 1$  они являются наименее уклоняющимися от нуля полиномами степени  $n$ . Любой другой полином степени  $n$  с вещественными коэффициентами и с таким же коэффициентом при старшем члене в некоторых точках интервала  $|x| \leq 1$  будет обязательно принимать значения, по модулю превышающие единицу. Основываясь на этом свойстве полиномов Чебышева, можно утверждать, что частотная характеристика (5.3) обеспечивает наилучшее приближение к идеальной прямоугольной частотной характеристике при фиксированном  $n$ , т. е. при заданном чис-

ле элементов фильтра. Примеры чебышевских частотных характеристик для ФНЧ при  $n=3$  и  $n=4$  показаны на рис. 5.3 (соответственно кривые 3 и 4).

Показатель степени  $n$ , определяющий число элементов в схеме прототипа фильтра, можно найти исходя из требований к частотной характеристике фильтра (см. рис. 5.2). Если ввести обозначения  $L_1 = 10 \lg L_{\text{п}}$ ,  $L_2 = \lg L_{\text{з}}$ , где  $L_{\text{п}}$  и  $L_{\text{з}}$  — необходимые значения функции ослабления на граничных частотах пропускания  $\Omega_1$  и запирания  $\Omega_2$ , то для выбора показателя степени  $n$  в фильтре с максимально плоской характеристикой получаем неравенство

$$n \geq \frac{\lg V(L_{\text{з}} - 1)/(L_{\text{п}} - 1)}{\lg (\Omega_2/\Omega_1)}.$$

В фильтре с чебышевской характеристикой

$$n \geq \frac{\operatorname{arch} V(L_{\text{з}} - 1)/(L_{\text{п}} - 1)}{\operatorname{arch} (\Omega_2/\Omega_1)}.$$

Сопоставляя оценки для  $n$ , убеждаемся, что при одинаковых требованиях к частотной характеристике в чебышевском фильтре требуется меньшее число элементов.

Реализация как максимально плоских, так и чебышевских частотных характеристик осуществляется в так называемой *лестничной* схеме прототипа (рис. 5.3). Алгоритм вычисления номиналов элементов  $L_i$  и  $C_i$  в этой схеме при частотных характеристиках вида (5.2) или (5.3) является довольно громоздким, поэтому на практике пользуются готовыми программами для ЭВМ или справочными таблицами. Оконечные нагрузки в схеме прототипа на рис. 5.3 имеют единичное значение при любых  $n$  для максимально плоской частотной характеристики и при нечетных  $n$  для чебышевской характеристики. При чебышевской частотной характеристике и четном  $n$  на нулевой частоте должно обеспечиваться ослабление  $L_1$  и для создания необходимого коэффициента отражения  $|s_{11}| = \sqrt{V(L_{\text{п}} - 1)/L_{\text{п}}}$  сопротивление одной из нагрузок должно быть отличным от единицы.

В лестничном прототипе полосно-пропускающего фильтра с чередованием последовательных и параллельных резонансных контуров (см. рис. 5.5, б) все резонансные контуры должны вплотную примыкать один к другому, и это создает неудобства при реализации фильтра на СВЧ. Подобный недостаток можно преодолеть с переходом к новому прототипу с четвертьволновыми связями, в котором резонансные контуры включаются в линию передачи на расстоянии  $\lambda_b/4$  один от другого.

Принцип построения фильтров с четвертьволновыми связями основан на эквивалентности двух четырехполюсников: четырехполюсника в виде сосредоточенного последовательного нормированного сопротивления  $\dot{z}$  в разрыве линии передачи и полуволнового отрезка линии передачи с сосредоточенной нормированной проводимостью  $\dot{y} = \dot{z}$ , шунтирующей отрезок в его средней точке (рис. 5.10). Эквивалентность устанавливается сравнением классических матриц передачи четырехполюсников. Представим полуволновый отрезок линии передачи, зашунтированный проводимостью  $\dot{y}$ , в виде каскадного соединения трех элементарных четырехполюсников: отрезка регулярной линии передачи длиной  $\lambda_b/4$ , параллельной проводимости  $\dot{y}$  и второго отрезка длиной  $\lambda_b/4$ . Классическая матрица передачи каскадного соединения

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j \\ j & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & j \\ j & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & -\dot{y} \\ 0 & -1 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 1 & \dot{z} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Отсюда следует, что классические матрицы передачи обоих четырехполюсников совпадают (с точностью до знака). Различие в знаке означает, что фазы выходных напряжений и тока во втором четырехполюснике имеют несущественный дополнительный сдвиг на  $180^\circ$ .

При построении фильтра с четвертьволновыми связями все последовательные контуры прототипа заменяют полуволновыми отрезками линии передачи, шунтированными в серединах параллельными резонансными контурами; при этом схема фильтра принимает вид, показанный на рис. 5.11. Полная эквивалентность постро-

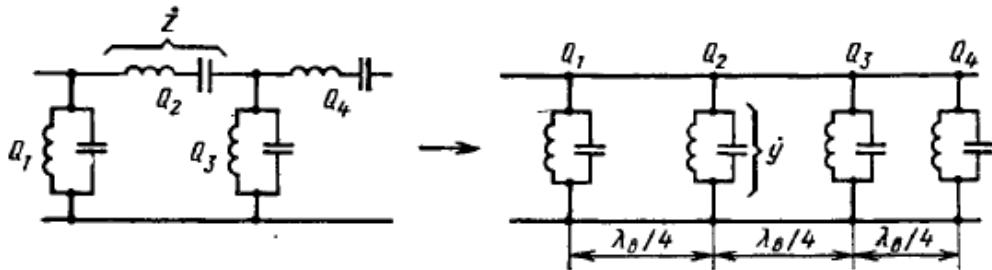
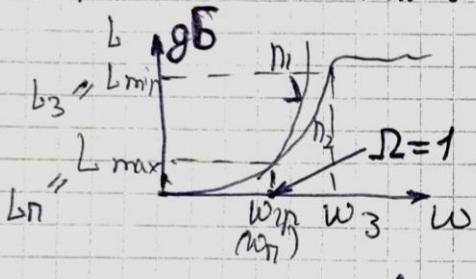


Рис. 5.11. Введение четвертьволновых связей в схему прототипа ППФ

енного таким образом фильтра и его прототипа имеет место лишь на средней частоте, где длина отрезков линий связи равна точно  $\lambda_b/4$ . Вместо разделительных четвертьволновых отрезков можно

1 min AЧХ: максимумы чистые



Для б/а:

макс.  $\rightarrow 0$

степеньность ФЧХ

$$|T_{11}|^2 = 1 + \gamma^2 \Omega^{2n}$$

$n$ -член элеменов (или резонанс), беззатухание мортил. час-

$$L_{\max} = 1 + \gamma^2 \frac{b}{w_{2n}} \text{ (коэффициент для первого кост. сопротивления)}$$

Фильтр-прототип — многогасоступенчатая система, ком. имеет максимум еще АЧХ, как и та же самая система

При выборе  $n$  огранич. на область  $\omega$  возмож. сопр-ки

(от  $w_{2n}$  до  $w_3$ ):

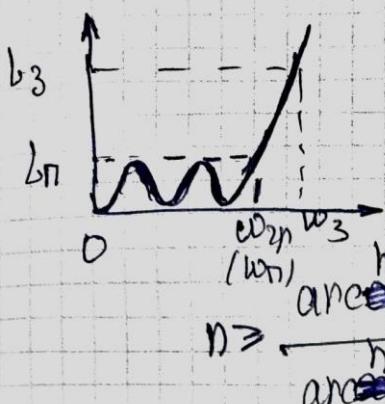
$$n \geq \frac{\lg \sqrt{\frac{L_3 - 1}{L_{\pi} - 1}}}{\lg \frac{w_3}{w_{2n}}}$$

2 min — Чебышевская сопр-ка

$$|T_{11}|^2 = 1 + \gamma^2 T_n^2(\Omega)$$

коэффициент Чебышева

$$T_n = \sqrt{n} \cos(n \arccos \Omega) \quad T_n = \cos(n \arccos \Omega)$$



Д/Ба:

Две кратн. пред-ки имеют вид об

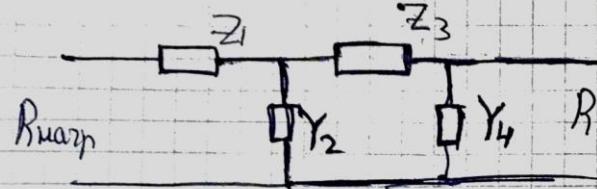
округл. крив. (сопр-ка близко к прямой.)

тогда: ФЧХ нелинейна

$$n \geq \frac{\arcsin \sqrt{\frac{L_3 - 1}{L_{\pi} - 1}}}{\arcsin \frac{w_3}{w_{2n}}}$$

Базис Фильтров пропускнов:

1. лестничная схема

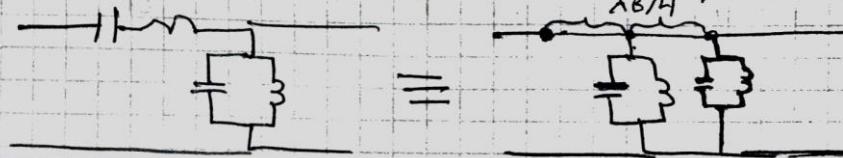


$$\text{ФНЧ: } Z_1 = j \frac{\omega L}{R}$$

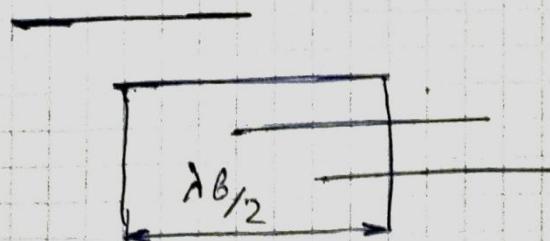
$$L_{\text{реал}} = \frac{L_{\text{ном}} R}{\omega_{2n}}$$

$$Y_2 = j \omega C \rightarrow C_{\text{реал}} = \frac{C_{\text{ном}}}{\omega_{2n} \cdot R}$$

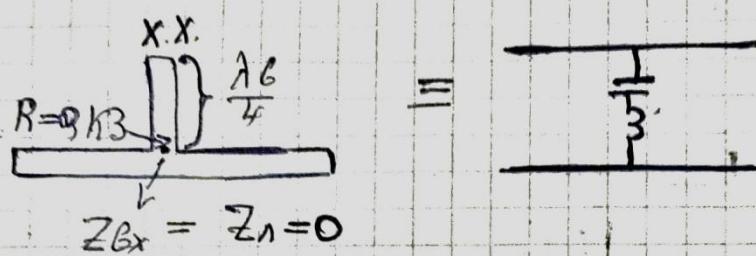
II 2 схема фильтра-пропуска — с четвертьволновыми связями.



Фл-р реальз. Фл-р на пайках.rez-асо



на 4-пмбум. rez-асо



#### 4. Ферритовые вентили с использованием эффекта Фарадея.

Феррит — магнитодиэлектрический материал ( $\epsilon_r=5-16$ ,  $\operatorname{tg}\delta=10^{-2} \div 10^{-3}$ ) с кристаллической структурой, обладающий гиromагнитными свойствами, обусловленными особым поведением электронов в атомах кристаллической решетки. Различают три разновидности кристаллических структур ферритов: структуру *шпинели* с формулой  $\text{Me}^{\text{II}}\text{O}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$ , где  $\text{Me}^{\text{II}}$  — ион двухвалентного металла (Ni, Mn, Cu, Co, Mg и др.), структуру *граната* ( $3\text{Y}_2\text{O}_3\cdot5\text{Fe}_2\text{O}_3$  — железоиттриевый гранат) и *гексагональную* структуру. Ферриты могут быть поликристаллическими и монокристаллическими. Производство поликристаллических ферритов осуществляют по технологии, характерной для керамики: смесь оксидов с пластификатором формуют в полуфабрикаты, которые затем обжигают при температуре  $1000-1400^\circ\text{C}$ . Ферритовые монокристаллы выращивают по технологии, сходной с технологией изготовления полупроводниковых материалов. Наиболее часто применяются образцы ферритов в форме стержней круглой или прямоугольной формы, пластинок и дисков, а также отполированных сфер небольшого диаметра (около 1 мм) из монокристаллов.

В ферритовых устройствах СВЧ используются *гиромагнитные свойства*, проявляющиеся при одновременном воздействии на ферритовый образец постоянного и высокочастотного магнитных полей. При таком воздействии связь высокочастотных векторов напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{вЧ}}$  и магнитной индукции  $\mathbf{B}_{\text{вЧ}}$  приобретает сложный характер, описываемый тензором магнитной проницаемости ( $\mu$ ). Если ориентировать постоянное подмагничивающее поле  $\mathbf{H}_0$  вдоль оси  $z$  декартовой системы координат, эта связь принимает вид

$$\mathbf{B}_{\text{вЧ}} = (\mu) \mathbf{H}_{\text{вЧ}}, \quad (\mu) = \begin{bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix}.$$

Компоненты тензора  $\mu = \mu' + j\mu''$  и  $k = k' + jk''$  являются комплексными величинами, и их зависимости от напряженности подмаг-

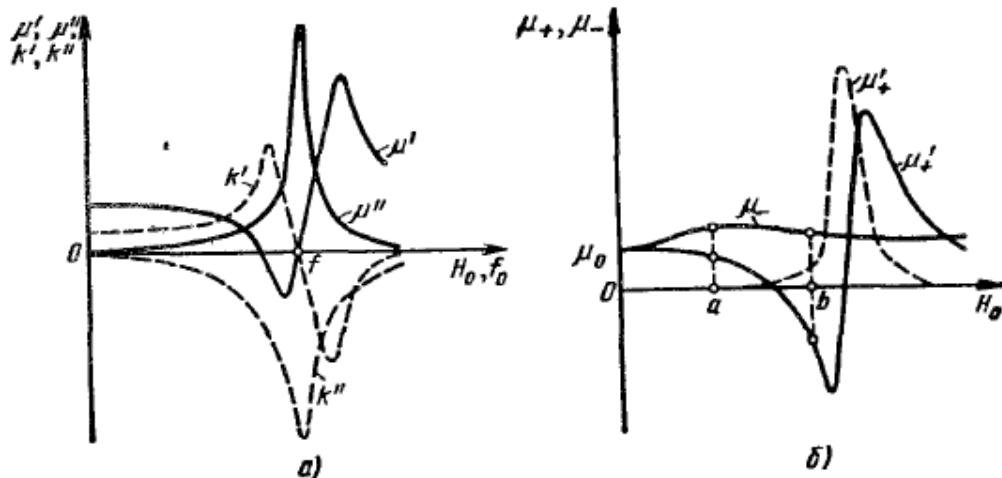


Рис. 6.14. Зависимость параметров феррита от поля подмагничивания:  
а — компонентов тензора ( $\mu$ ); б — проницаемостей  $\mu_+$  и  $\mu_-$  для полей вращающейся поляризации

ничивающего поля (или от частоты гиромагнитного резонанса  $f_0$ ) имеют резонансный характер (рис. 6.14, а). Частота  $f_0$  носит название лармовой частоты и определяется известным соотношением  $f_0 = \gamma H_0$ , где  $\gamma \approx 3,5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{МГц}}{\text{А/м}}$  — гиромагнитное отношение электрона, т. е. отношение его магнитного и механического моментов.

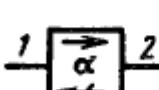
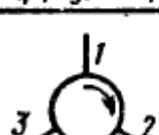
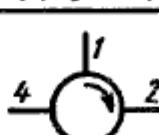
Остроту резонанса принято характеризовать шириной линии гиромагнитного резонанса  $\Delta H$ , представляющей ширину кривой  $\mu''(H_0)$  по уровню 0,5 от максимального значения. В зависимости от марки феррита  $\Delta H$  может изменяться в широких пределах.

Вследствие тензорного характера магнитной проницаемости безгранична ферритовая среда оказывает различное воздействие на электромагнитные волны правой и левой круговой поляризации, распространяющиеся вдоль направления подмагничивающего поля. Как известно из электродинамики, для каждой из этих волн феррит ведет себя как изотропная среда, магнитная проницаемость которой зависит от направления вращения вектора поляризации волн.

Для правополяризованной волны (вектор  $H_{\text{вч}}$  вращается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего по полю  $H_0$ ) магнитная проницаемость  $\mu_+ = \mu' + j\mu''$  имеет резонансный характер и мнимая составляющая  $\mu''_+$ , учитывая потерю в феррите, максимальна при резонансе. Резонансный характер функции  $\mu_+(H_0)$  обусловлен тем, что направление вращения возбуждающего магнитного поля совпадает с направлением прецессии магнитных моментов электронов. Для левополяризованной волны направления вращения магнитного поля и прецессии электронов противоположны, поэтому резонанс невозможен и магнитная проницаемость  $\mu_-$  изменяется в зависимости от подмагничивающего поля плавно. Характерное поведение проницаемостей  $\mu_+(H_0)$  и  $\mu_-(H_0)$  показано на рис. 6.14, б.

Устройства СВЧ с ферритами могут быть разделены на две группы. В первую группу выделяют *невзаимные устройства* — вентили, гираторы и циркуляторы, условные графические обозначения и идеальные матрицы рассеяния которых приведены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Вентиль	Гиратор	Б-полюсный циркулятор	В-полюсный циркулятор
 $\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ e^{-j\varphi} & 0 \end{bmatrix}$	 $\begin{bmatrix} 0 & e^{-j\varphi} \\ e^{j(\varphi \pm \pi)} & 0 \end{bmatrix}$	 $e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$	 $e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$

**Вентиль** — четырехполюсник, пропускающий волну в одном направлении почти без отражения и без ослабления, но поглощающий волну, распространяющуюся в противоположном направлении. Вентили применяются для защиты генераторов СВЧ от изменений сопротивления нагрузки, для построения развязывающих цепей, в качестве элементов измерительных установок.

*Гиратор* — невзаимный фазосдвигатель (т. е. нерегулируемый фазовращатель), фазы коэффициентов передачи которого в прямом и обратном направлениях различаются на  $180^\circ$ . Гираторы применяются как базовые элементы в более сложных невзаимных устройствах.

*Циркулятор* — согласованный недиссилиативный невзаимный многополюсник, в котором передача мощности происходит в одном направлении с входа 1 на вход 2, с входа 2 на вход 3 и т. д. Чаще

других применяются 6-полюсные и 8-полюсные циркуляторы, например для одновременного использования общей антенны на передачу и на прием; они используются также в параметрических усилителях, схемах сложения мощностей генераторов и т. д.

Во вторую группу ферритовых устройств выделяют *управляющие устройства* — фазовращатели, выключатели, коммутаторы, перестраиваемые фильтры. Изменение характеристик таких устройств производится регулированием или переключением тока в управляемых обмотках. Существуют также ферритовые устройства с *магнитной памятью*, перестройка которых производится подачей одиночных импульсов тока в управляемые обмотки. Подавляющее большинство ферритовых устройств предназначено для сантиметрового диапазона длин волн. Использование ферритов на миллиметровых волнах также возможно, однако связано с трудностями получения нужных параметров ферритовых материалов и сложностью создания сильных управляемых магнитных полей повышенной напряженности. Основными достоинствами ферритовых устройств являются возможность работы при высоких уровнях мощности и нечувствительность к кратковременным перегрузкам. Недостатки вызваны зависимостью характеристик ферритовых образцов от температуры и трудностями получения высокого быстродействия из-за инерционности управляемых магнитных систем.

**Устройства на основе эффекта Фарадея.** Эффектом Фарадея называют явление поворота плоскости поляризации линейно поляризованной волны при ее распространении в гиротропной среде. Эффект Фарадея наблюдается при совпадении направления распространения волны с направлением поля подмагничивания. Известно, что линейно поляризованная электромагнитная волна может быть представлена суммой двух волн круговой поляризации с противоположными направлениями вращения. Для каждой из этих волн феррит представляет изотропную среду с магнитными проницаемостями  $\mu_+$  и  $\mu_-$ . В подмагнченном феррите волны с круговой поляризацией имеют различные коэффициенты фазы  $\beta_+ = \omega \sqrt{\epsilon \mu_+}$  и  $\beta_- = \omega \sqrt{\epsilon \mu_-}$ , причем  $\mu_+ < \mu_-$  и  $\beta_+ < \beta_-$  (точка а на рис. 6.14, б). При прохождении участка феррита длиной  $l$  фазовые набеги волн с круговой поляризацией  $\beta_+ l$  и  $\beta_- l$  различны, вследствие чего линейно поляризованный вектор напряженности суммарного поля  $E$  на выходе участка феррита окажется повернутым на угол  $\theta = (\beta_- - \beta_+) l / 2$  по часовой стрелке, если смотреть по направлению силовых линий поля подмагничивания  $H_0$ . Важно заметить, что угол поворота плоскости поляризации  $\theta$  не зависит от направления распространения волны (по вектору  $H_0$  или против него) и именно этим объясняется невзаимность эффекта Фарадея. Эффект Фарадея успешно используют в вентилях и циркуляторах на основе круглого или квадратного волноводов, пропускающих волны с любой поляризацией.

Вентиль на эффекте Фарадея (рис. 6.15, а) состоит из отрезка круглого волновода с ферритовым стержнем 1, расположенным по оси, и внешнего соленоида 4, создающего продольное поле подмагничивания. С обеих сторон круглый волновод оканчивается плавными переходами 2 к прямоугольным волноводам. Внутри переходов параллельно широким стенкам входного и выходного волноводов установлены поглощающие пластины 3. Выходной волновод повернут по отношению к входному на угол  $45^\circ$ . Падающая волна  $u_p$ , поданная на вход I, не испытывая ослабления в поглощающей пластине, преобразуется в волну  $H_{11}$  круглого волновода. Диаметр и длина ферритового стержня и напряженность подмагничивающего поля выбраны так, что плоскость поляризации волны после прохождения образца феррита поворачивается на  $45^\circ$  по часовой стрелке и прошедшая волна без потерь попадает в выходной волновод, узкие стенки которого оказываются параллельными вектору  $E$  (рис. 6.15, б). Для уменьшения отражений концы ферритового стержня и поглощающих пластин имеют скосы.

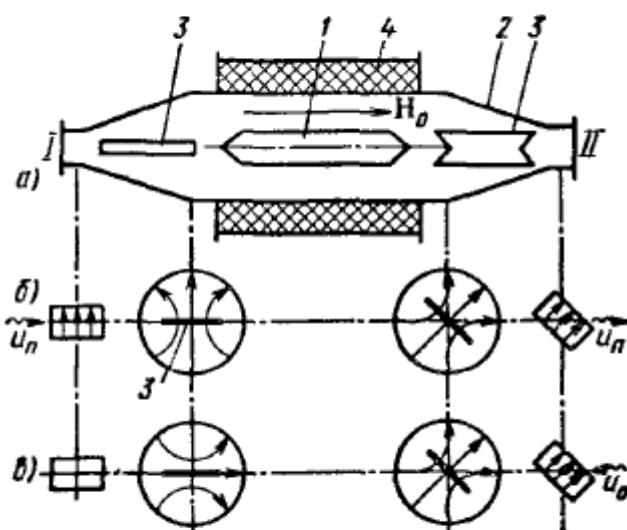


Рис. 6.15. Вентиль на эффекте Фарадея в круглом волноводе

часовой стрелке и прошедшая волна без потерь попадает в выходной волновод, узкие стенки которого оказываются параллельными вектору  $E$  (рис. 6.15, б). Для уменьшения отражений концы ферритового стержня и поглощающих пластин имеют скосы.

параллельно широким стенкам входного и выходного волноводов установлены поглощающие пластины 3. Выходной волновод повернут по отношению к входному на угол  $45^\circ$ . Падающая волна  $u_p$ , поданная на вход I, не испытывая ослабления в поглощающей пластине, преобразуется в волну  $H_{11}$  круглого волновода. Диаметр и длина ферритового стержня и напряженность подмагничивающего поля выбраны так, что плоскость поляризации волны после прохождения образца феррита поворачивается на  $45^\circ$  по часовой стрелке и прошедшая волна без потерь попадает в выходной волновод, узкие стенки которого оказываются параллельными вектору  $E$  (рис. 6.15, б). Для уменьшения отражений концы ферритового стержня и поглощающих пластин имеют скосы.

Отраженная волна  $u_0$ , поступающая на вход  $I$  (рис. 6.15, в), без ослабления преобразуется в волну  $H_{11}$  круглого волновода. После прохождения ферритового образца плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке на  $45^\circ$  (направление поворота плоскости поляризации при эффекте Фарадея не зависит от направления распространения волны и определяется только направлением поля подмагничивания). На выходе участка с ферритом вектор  $E$  оказывается параллельным широким стенкам волновода на входе  $I$  и поглощающей пластине  $3$ . На входе  $I$  отраженная волна  $u_0$  не проходит, и вся переносимая ею мощность рассеивается в поглощающей пластине. Таким образом, устройство в идеале обладает свойствами вентиля с матрицей рассеяния  $S$ , приведенной в табл. 6.1.

То же самое из другого учебника (мб кому-то это понравится больше):

**Вентиль, основанный на эффекте Фарадея** (рис. 5.39), представляет собой круглый волновод, вдоль оси которого расположены тонкий ферритовый стержень, намагниченный в продольном направлении постоянным магнитным полем  $H_0$ . Напряженность магнитного поля  $H_0$  ниже резонансной  $H_{рез}$ . На входе вентиля расположена поглощающая пластина. Если в волноводе распространяется волна типа  $H_{11}$  с поляризацией, показанной на рис. 5.39, а, поглощающая пластина создаст минимальные потери для волны, поступающей со стороны входа вентиля. За счет эффекта Фарадея плоскость поляризации волны на выходе вентиля поворачивается на  $45^\circ$  (при соответствующем подборе длины и диаметра ферритового стержня). Плоскость поляризации волны обратного направления поворачивается в ту же сторону еще на  $45^\circ$ . В результате электрическое поле отраженной волны (рис. 5.39, б) оказывается параллельным плоскости поглощающей пластины. Отраженная волна практически полностью поглощается.

Достоинством ферритовых устройств, основанных на использовании эффекта Фарадея, является малая величина намагничивающего поля  $H_0$ . Полоса рабочих частот таких устройств составляет  $15 \dots 20\%$ . Недостатки — сложность и громоздкость конструкции.

**Коаксиальные вентили.** Особенностью конструкций вентилей для коаксиальных волноволов является необходимость искажения Т-волны таким образом, чтобы в ней наряду с поперечной составляющей появилась продольная составляющая магнитного поля  $H_z$  и результирующий вектор  $H$  был бы поляризован по кругу.

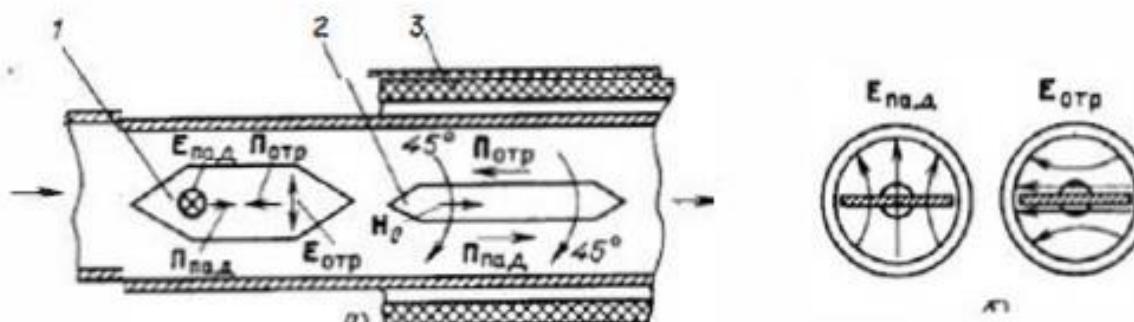
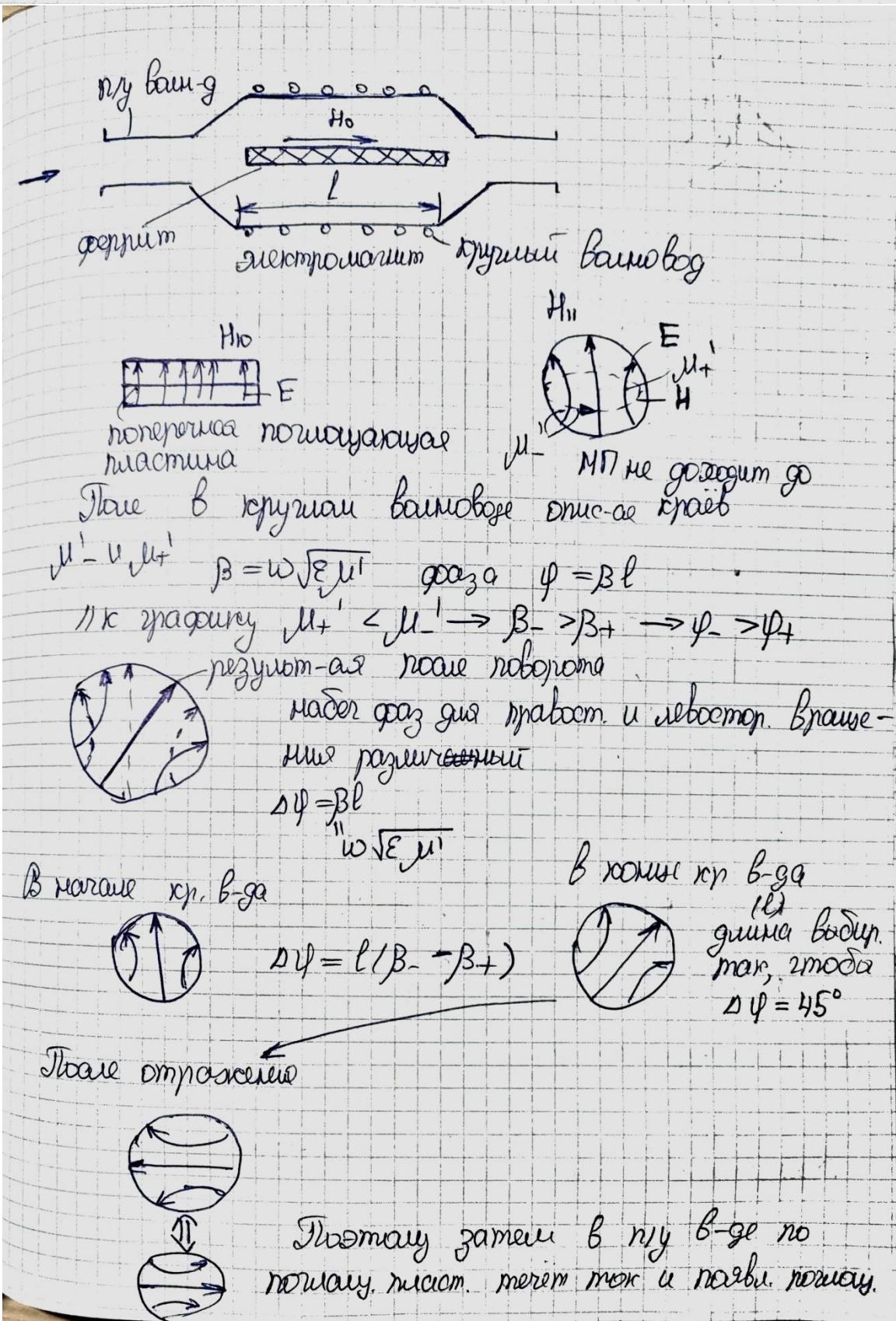


Рис. 5.39. Вентиль на эффекте Фарадея:

а — элементы конструкции; б — распределение электрического поля на входе вентиля:  
1 — поглощающая пластина; 2 — феррит; 3 — намагничивающая обмотка

### 3. Вентили на звуковом Радаре

! В СВЧ подсчет поляризации проходит через вектор напр ЭП и напр-ие распространения //распространение на базе круглого волновода с подложкой.



## 5. Ферромагнитный резонанс. Резонансные вентили.

Феррит — магнитодиэлектрический материал ( $\epsilon_r=5-16$ ,  $\operatorname{tg}\delta=10^{-2} \div 10^{-3}$ ) с кристаллической структурой, обладающий гиromагнитными свойствами, обусловленными особым поведением электронов в атомах кристаллической решетки. Различают три разновидности кристаллических структур ферритов: структуру *шпинели* с формулой  $\text{Me}^{\text{II}}\text{O}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$ , где  $\text{Me}^{\text{II}}$  — ион двухвалентного металла (Ni, Mn, Cu, Co, Mg и др.), структуру *граната* ( $3\text{Y}_2\text{O}_3\cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$  — железоизотриевый гранат) и *гексагональную* структуру. Ферриты могут быть поликристаллическими и монокристаллическими. Производство поликристаллических ферритов осуществляют по технологии, характерной для керамики: смесь оксидов с пластификатором формуют в полуфабрикаты, которые затем обжигают при температуре 1000—1400°C. Ферритовые монокристаллы выращивают по технологии, сходной с технологией изготовления полупроводниковых материалов. Наиболее часто применяются образцы ферритов в форме стержней круглой или прямоугольной формы, пластинок и дисков, а также отполированных сфер небольшого диаметра (около 1 мм) из монокристаллов.

В ферритовых устройствах СВЧ используются *гиromагнитные свойства*, проявляющиеся при одновременном воздействии на ферритовый образец постоянного и высокочастотного магнитных полей. При таком воздействии связь высокочастотных векторов напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{вЧ}}$  и магнитной индукции  $\mathbf{B}_{\text{вЧ}}$  приобретает сложный характер, описываемый тензором магнитной проницаемости ( $\mu$ ). Если ориентировать постоянное подмагничивающее поле  $\mathbf{H}_0$  вдоль оси  $z$  декартовой системы координат, эта связь принимает вид

$$\mathbf{B}_{\text{вЧ}} = (\mu) \mathbf{H}_{\text{вЧ}}, \quad (\mu) = \begin{bmatrix} \dot{\mu} & -jk & 0 \\ jk & \dot{\mu} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\mu}_0 \end{bmatrix}.$$

Компоненты тензора  $\dot{\mu}=\mu'+j\mu''$  и  $k=k'+jk''$  являются комплексными величинами, и их зависимости от напряженности подмаг-

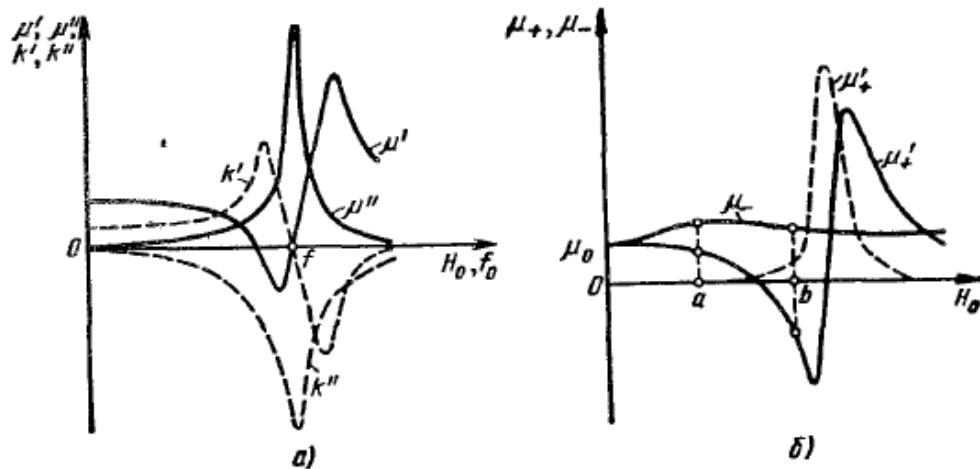


Рис. 6.14. Зависимость параметров феррита от поля подмагничивания:  
а — компонентов тензора ( $\mu$ ); б — проницаемостей  $\mu_+$  и  $\mu_-$  для полей врачающейся поляризации

ничивающего поля (или от частоты гиромагнитного резонанса  $f_0$ ) имеют резонансный характер (рис. 6.14, а). Частота  $f_0$  носит название лармовой частоты и определяется известным соотношением  $f_0 = \gamma H_0$ , где  $\gamma \approx 3,5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{МГц}}{\text{А/м}}$  — гиромагнитное отношение электрона, т. е. отношение его магнитного и механического моментов.

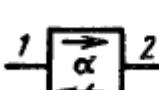
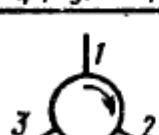
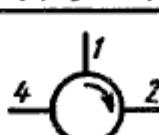
Остроту резонанса принято характеризовать шириной линии гиромагнитного резонанса  $\Delta H$ , представляющей ширину кривой  $\mu''(H_0)$  по уровню 0,5 от максимального значения. В зависимости от марки феррита  $\Delta H$  может изменяться в широких пределах.

Вследствие тензорного характера магнитной проницаемости безгранична ферритовая среда оказывает различное воздействие на электромагнитные волны правой и левой круговой поляризации, распространяющиеся вдоль направления подмагничивающего поля. Как известно из электродинамики, для каждой из этих волн феррит ведет себя как изотропная среда, магнитная проницаемость которой зависит от направления вращения вектора поляризации волн.

Для правополяризованной волны (вектор  $H_{\text{вч}}$  вращается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего по полю  $H_0$ ) магнитная проницаемость  $\mu_+ = \mu' + j\mu''$  имеет резонансный характер и мнимая составляющая  $\mu''_+$ , учитывая потерю в феррите, максимальна при резонансе. Резонансный характер функции  $\mu_+(H_0)$  обусловлен тем, что направление вращения возбуждающего магнитного поля совпадает с направлением прецессии магнитных моментов электронов. Для левополяризованной волны направления вращения магнитного поля и прецессии электронов противоположны, поэтому резонанс невозможен и магнитная проницаемость  $\mu_-$  изменяется в зависимости от подмагничивающего поля плавно. Характерное поведение проницаемостей  $\mu_+(H_0)$  и  $\mu_-(H_0)$  показано на рис. 6.14, б.

Устройства СВЧ с ферритами могут быть разделены на две группы. В первую группу выделяют *невзаимные устройства* — вентили, гираторы и циркуляторы, условные графические обозначения и идеальные матрицы рассеяния которых приведены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Вентиль	Гиратор	Б-полюсный циркулятор	В-полюсный циркулятор
 $\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ e^{-j\varphi} & 0 \end{bmatrix}$	 $\begin{bmatrix} 0 & e^{-j\varphi} \\ e^{j(\varphi \pm \pi)} & 0 \end{bmatrix}$	 $e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$	 $e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$

**Вентиль** — четырехполюсник, пропускающий волну в одном направлении почти без отражения и без ослабления, но поглощающий волну, распространяющуюся в противоположном направлении. Вентили применяются для защиты генераторов СВЧ от изменений сопротивления нагрузки, для построения развязывающих цепей, в качестве элементов измерительных установок.

**Гиратор** — невзаимный фазосдвигатель (т. е. нерегулируемый фазовращатель), фазы коэффициентов передачи которого в прямом и обратном направлениях различаются на  $180^\circ$ . Гираторы применяются как базовые элементы в более сложных невзаимных устройствах.

**Циркулятор** — согласованный недиссилативный невзаимный многополюсник, в котором передача мощности происходит в одном направлении с входа 1 на вход 2, с входа 2 на вход 3 и т. д. Чаще других применяются 6-полюсные и 8-полюсные циркуляторы, например для одновременного использования общей антенны на передачу и на прием; они используются также в параметрических усилителях, схемах сложения мощностей генераторов и т. д.

Во вторую группу ферритовых устройств выделяют *управляющие устройства* — фазовращатели, выключатели, коммутаторы, перестраиваемые фильтры. Изменение характеристик таких устройств производится регулированием или переключением тока в управляющих обмотках. Существуют также ферритовые устройства с *магнитной памятью*, перестройка которых производится подачей одиночных импульсов тока в управляющие обмотки. Подавляющее большинство ферритовых устройств предназначено для сантиметрового диапазона длин волн. Использование ферритов на миллиметровых волнах также возможно, однако связано с трудностями получения нужных параметров ферритовых материалов и сложностью создания сильных управляющих магнитных полей повышенной напряженности. Основными достоинствами ферритовых устройств являются возможность работы при высоких уровнях мощности и нечувствительность к кратковременным перегрузкам. Недостатки вызваны зависимостью характеристик ферритовых образцов от температуры и трудностями получения высокого быстродействия из-за инерционности управляющих магнитных систем.

---

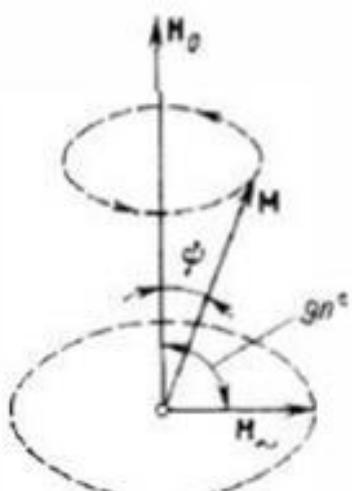


Рис. 5.35. Пресессия магнитного момента электрона в постоянном магнитном поле

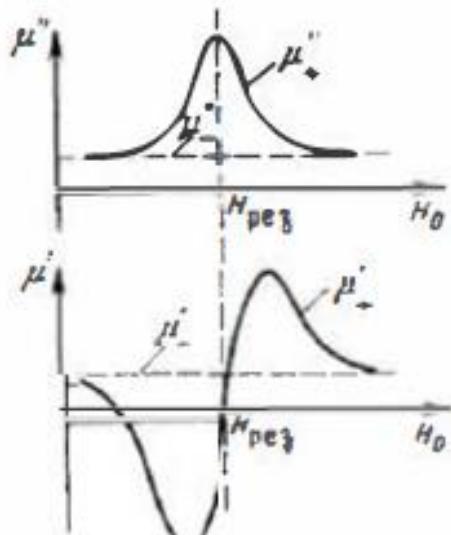
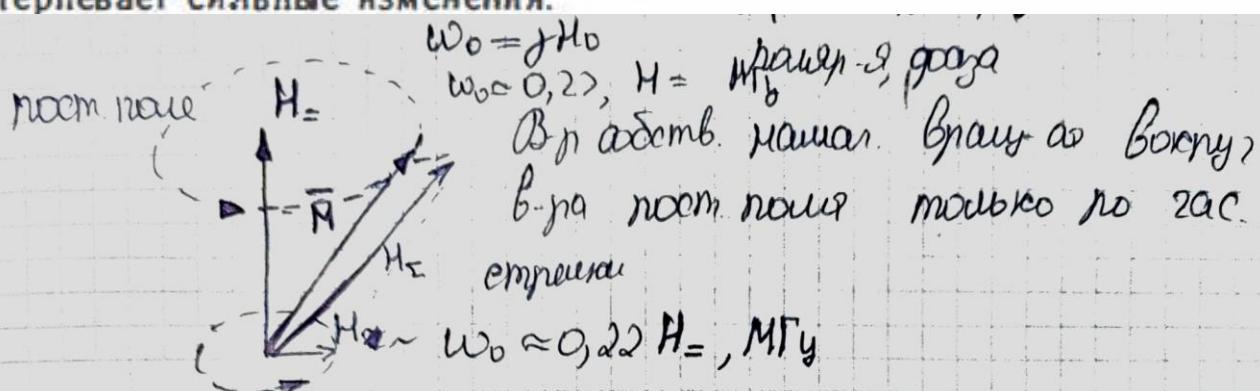


Рис. 5.36. Характер зависимости активной и реактивной составляющих магнитной проницаемости феррита для волн с левой и правой круговой поляризацией от напряженности магнитного поля

144

На рис. 5.36 показано изменение относительной магнитной проницаемости феррита для волн круговой поляризации правого (положительного)  $\mu_+$  и левого (отрицательного)  $\mu_-$  направлений вращения в зависимости от напряженности постоянного магнитного поля  $H_0$  при неизменной частоте  $\omega$ . Из рис. 5.36 видно, что значение минимум части магнитной проницаемости  $\mu_+$  для волн с положительным направлением вращения в точке  $H_0 = H_{\text{рез}}$  резко возрастает, что указывает на увеличение потерь энергии в феррите. Зависимость потерь от  $H_0$  носит резонансный характер, в связи с чем рассмотренное явление называют **ферромагнитным резонансом**. Значение действительной части магнитной проницаемости для волн положительного направления вращения (см. рис. 5.36) также претерпевает сильные изменения.



Условие ферромагнитного резонанса:

1. В-ра в б-ре, в-ра перп. пост. полю
2. напр. вращ. перп. пост. полю  $H_0$  по час. стрелке
3.  $\omega_{\text{вр}} = \omega_0$ , правостор.,  $\omega_0$  - обобщ. частота вращ.

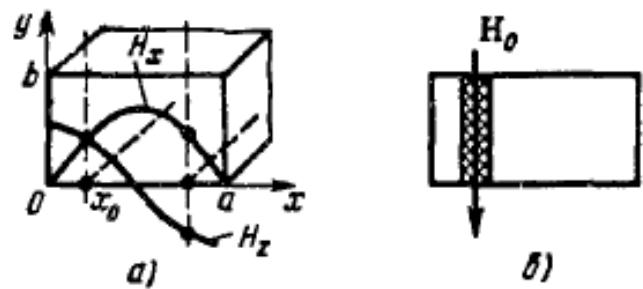


Рис. 6.16. К объяснению эффекта вращения магнитного поля в прямоугольном волноводе:

*a* — распределения компонентов  $H_z$  и  $H_x$ ;  
*b* — установка ферритовой пластины в область вращающегося вектора  $\mathbf{H}$

### Устройства с поперечно-подмагниченными ферритами. В прямоугольном волноводе с волной $H_{10}$

имеются две плоскости, параллельные узким стенкам волновода, в которых магнитное поле распространяющейся бегущей волны имеет круговую поляризацию. Действительно, составляющие магнитного поля волны  $H_{10}$  записываются в виде

$$\dot{H}_x = j \frac{H_A \beta a}{\pi} \sin \left( \frac{\pi x}{a} \right) e^{-j\beta z}, \quad \dot{H}_z = H_A \cos \left( \frac{\pi x}{a} \right) e^{-j\beta z},$$

где  $\beta = 2\pi/\lambda_v$  — коэффициент фазы. Равенство амплитуд составляющих  $\dot{H}_x$  и  $\dot{H}_z$  и круговое вращение вектора  $\mathbf{H}$  суммарного магнитного поля, вокруг направлений, параллельных оси  $y$ , получаются в продольных плоскостях при  $x=x_0$  и  $x=a-x_0$ , где  $x_0 = (a/\pi) \operatorname{arctg}[\lambda_v/(2a)]$ . На рис. 6.16, *a* плоскости круговой поляризации вектора  $\mathbf{H}$  отмечены пунктирными линиями. Направления вращения вектора  $\mathbf{H}$  зависят от направления распространения волны в волноводе и противоположны на участках, лежащих по разные стороны от средней линии волновода.

Если в прямоугольном волноводе на участке с вращающимся полем  $\mathbf{H}$  поместить продольную ферритовую пластину и создать поперечное поле подмагничивания  $H_0$  (рис. 6.16 *b*), то феррит будет оказывать на волны в волноводе такое же влияние, какое оказывает образец изотропного магнитодиэлектрика, магнитная проницаемость которого различна для волн, распространяющихся в противоположных направлениях (см. графики для  $\mu_+$  и  $\mu_-$  на рис. 6.14, *b*).

В вентиле с резонансным поглощением на прямоугольном волноводе (рис. 6.17, а) используется поперечно-намагниченная ферритовая вставка 1, расположенная в области волновода с вращающимся вектором **H**. Поперечное поле подмагничивания создают постоянным магнитом 2, причем напряженность поля подбирают равной напряженности поля гиromагнитного резонанса для правополяризованной волны. При прохождении через вентиль падающей

волны по волноводу на феррит действует вектор **H** с левым вращением относительно поля подмагничивания и волна распространяется с небольшим затуханием. При прохождении отраженной волны на феррит действует правовращающийся вектор **H** и волна интенсивно затухает из-за больших потерь в феррите при гиromагнитном резонансе. Существует два варианта расположения ферритовых пластин в резонансных вентилях. При размещении в плоскости **E** (рис. 6.17, б) требуется менее сильное магнитное поле, чем при размещении в плоскости **H**, которое применяют в вентилях повышенной мощности, так как здесь обеспечивается лучший теплоотвод и снижается опасность электрического пробоя.

Поле подмагничивания, обеспечивающее гиromагнитный резонанс, и требуемое положение ферритовой пластины зависят от частоты, что ограничивает рабочую полосу частот вентиля. Расширить полосу частот резонансного вентиля удается, используя диэлектрическую пластину 3, скрепленную с образцом феррита. Диэлектрик способствует сохранению в полосе частот условий вращения вектора **H** в зоне расположения феррита.

То же самое из другого учебника:

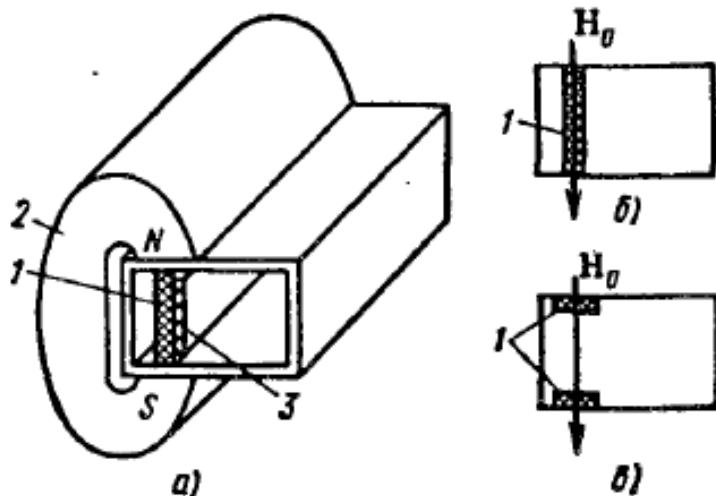
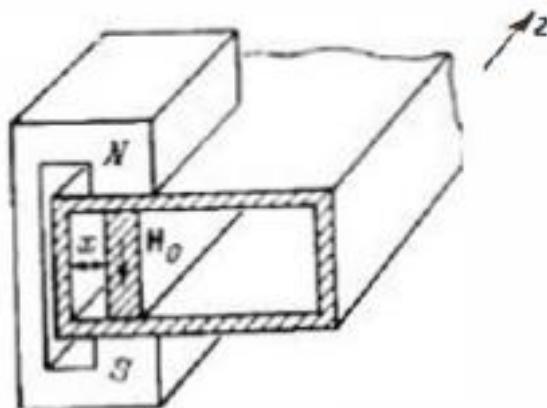


Рис. 6.17. Вентиль с резонансным поглощением на прямоугольном волноводе

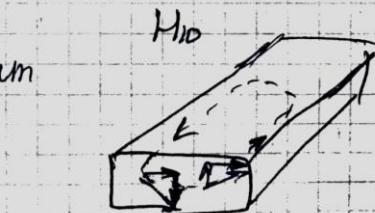
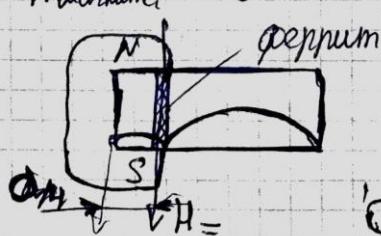
**Резонансный вентиль.** В прямоугольном волноводе, работающем на волне  $H_{10}$ , существуют две продольные плоскости, параллельные узкой стенке волновода, где магнитное поле имеет круговую поляризацию. Эти плоскости находятся на расстоянии  $x = \frac{a}{\pi} \arctg \frac{\lambda_b}{2a}$  от узких стенок волновода.

Направление вращения вектора  $\mathbf{H}$  в каждом из указанных продольных плоскостей взаимно противоположно и зависит от направления движения волны по волноводу. Поместим в волноводе в одной из двух указанных плоскостей ферритовую пластинку, намагниченную перпендикулярно широкой стенке волновода (рис. 5.37) при  $H_0 = H_{рез}$ . В этом случае феррит будет поглощать мощность волны, создающей правополяризованное высокочастотное магнитное поле. Волна, распространяющаяся вдоль волновода в противоположном направлении, испытывает малое затухание. Серийно выпускаемые ферритовые вентили в полосе частот 10...15%  $f_0$  обеспечивают в прямом направлении затухание не более 0,5 дБ, в обратном направлении 20 дБ и  $K_{ст} = 1.08 \dots 1.1$ .

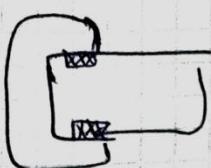


### 1. Резонансный вентиль

$$H_{магнит} = H_0$$



— траектория в узле



## 6. Ферромагнитный резонанс. Ферритовые вентили с вытеснением поля

Феррит — магнитодиэлектрический материал ( $\epsilon_r=5-16$ ,  $\operatorname{tg}\delta=10^{-2} \div 10^{-3}$ ) с кристаллической структурой, обладающий гиromагнитными свойствами, обусловленными особым поведением электронов в атомах кристаллической решетки. Различают три разновидности кристаллических структур ферритов: структуру *шпинели* с формулой  $\text{Me}^{\text{II}}\text{O} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ , где  $\text{Me}^{\text{II}}$  — ион двухвалентного металла (Ni, Mn, Cu, Co, Mg и др.), структуру *граната* ( $3\text{Y}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$  — железоизотриевый гранат) и *гексагональную* структуру. Ферриты могут быть поликристаллическими и монокристаллическими. Производство поликристаллических ферритов осуществляют по технологии, характерной для керамики: смесь оксидов с пластификатором формуют в полуфабрикаты, которые затем обжигают при температуре  $1000-1400^\circ\text{C}$ . Ферритовые монокристаллы выращивают по технологии, сходной с технологией изготовления полупроводниковых материалов. Наиболее часто применяются образцы ферритов в форме стержней круглой или прямоугольной формы, пластинок и дисков, а также отполированных сфер небольшого диаметра (около 1 мм) из монокристаллов.

В ферритовых устройствах СВЧ используются *гиromагнитные свойства*, проявляющиеся при одновременном воздействии на ферритовый образец постоянного и высокочастотного магнитных полей. При таком воздействии связь высокочастотных векторов напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{вЧ}}$  и магнитной индукции  $\mathbf{B}_{\text{вЧ}}$  приобретает сложный характер, описываемый тензором магнитной проницаемости ( $\mu$ ). Если ориентировать постоянное подмагничивающее поле  $\mathbf{H}_0$  вдоль оси  $z$  декартовой системы координат, эта связь принимает вид

$$\mathbf{B}_{\text{вЧ}} = (\mu) \mathbf{H}_{\text{вЧ}}, \quad (\mu) = \begin{bmatrix} \dot{\mu} & -jk & 0 \\ jk & \dot{\mu} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\mu}_0 \end{bmatrix}.$$

Компоненты тензора  $\dot{\mu}=\mu'+j\mu''$  и  $k=k'+jk''$  являются комплексными величинами, и их зависимости от напряженности подмаг-

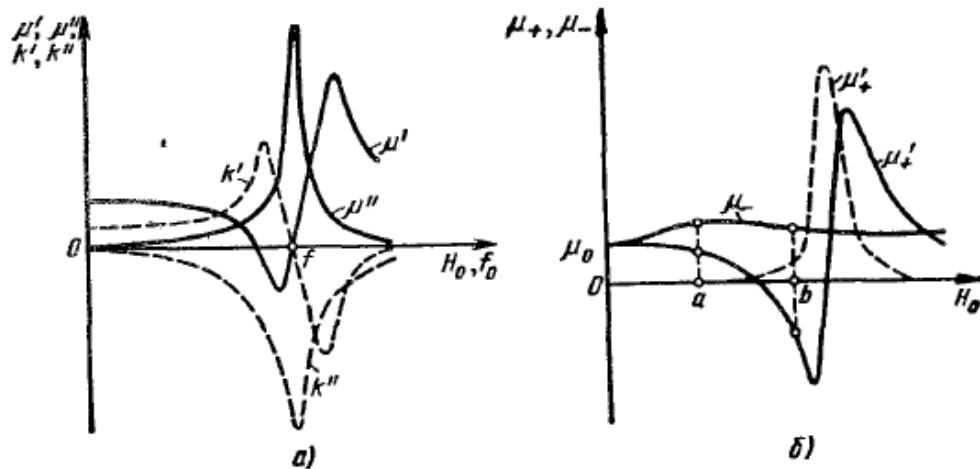


Рис. 6.14. Зависимость параметров феррита от поля подмагничивания:  
а — компонентов тензора ( $\mu$ ); б — проницаемостей  $\mu_+$  и  $\mu_-$  для полей врачающейся поляризации

ничивающего поля (или от частоты гиромагнитного резонанса  $f_0$ ) имеют резонансный характер (рис. 6.14, а). Частота  $f_0$  носит название лармовой частоты и определяется известным соотношением  $f_0 = \gamma H_0$ , где  $\gamma \approx 3,5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{МГц}}{\text{А/м}}$  — гиромагнитное отношение электрона, т. е. отношение его магнитного и механического моментов.

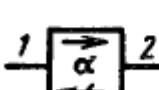
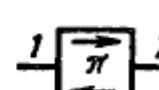
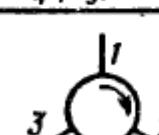
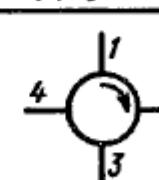
Остроту резонанса принято характеризовать шириной линии гиромагнитного резонанса  $\Delta H$ , представляющей ширину кривой  $\mu''(H_0)$  по уровню 0,5 от максимального значения. В зависимости от марки феррита  $\Delta H$  может изменяться в широких пределах.

Вследствие тензорного характера магнитной проницаемости безгранична ферритовая среда оказывает различное воздействие на электромагнитные волны правой и левой круговой поляризации, распространяющиеся вдоль направления подмагничивающего поля. Как известно из электродинамики, для каждой из этих волн феррит ведет себя как изотропная среда, магнитная проницаемость которой зависит от направления вращения вектора поляризации волн.

Для правополяризованной волны (вектор  $H_{\text{вч}}$  вращается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего по полю  $H_0$ ) магнитная проницаемость  $\mu_+ = \mu' + j\mu''$  имеет резонансный характер и минимая составляющая  $\mu''_+$ , учитывая потерю в феррите, максимальна при резонансе. Резонансный характер функции  $\mu_+(H_0)$  обусловлен тем, что направление вращения возбуждающего магнитного поля совпадает с направлением прецессии магнитных моментов электронов. Для левополяризованной волны направления вращения магнитного поля и прецессии электронов противоположны, поэтому резонанс невозможен и магнитная проницаемость  $\mu_-$  изменяется в зависимости от подмагничивающего поля плавно. Характерное поведение проницаемостей  $\mu_+(H_0)$  и  $\mu_-(H_0)$  показано на рис. 6.14, б.

Устройства СВЧ с ферритами могут быть разделены на две группы. В первую группу выделяют *невзаимные устройства* — вентили, гираторы и циркуляторы, условные графические обозначения и идеальные матрицы рассеяния которых приведены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Вентиль	Гиратор	Б-полюсный циркулятор	В-полюсный циркулятор
			

$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ e^{-j\varphi} & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & e^{-j\varphi} \\ e^{-j(\varphi \pm \pi)} & 0 \end{bmatrix}$	$e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$	$e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$
--	--	---	--

**Вентиль** — четырехполюсник, пропускающий волну в одном направлении почти без отражения и без ослабления, но поглощающий волну, распространяющуюся в противоположном направлении. Вентили применяются для защиты генераторов СВЧ от изменений сопротивления нагрузки, для построения развязывающих цепей, в качестве элементов измерительных установок.

**Гиратор** — невзаимный фазосдвигатель (т. е. нерегулируемый фазовращатель), фазы коэффициентов передачи которого в прямом и обратном направлениях различаются на  $180^\circ$ . Гираторы применяются как базовые элементы в более сложных невзаимных устройствах.

**Циркулятор** — согласованный недиссилативный невзаимный многополюсник, в котором передача мощности происходит в одном направлении с входа 1 на вход 2, с входа 2 на вход 3 и т. д. Чаще других применяются 6-полюсные и 8-полюсные циркуляторы, например для одновременного использования общей антенны на передачу и на прием; они используются также в параметрических усилителях, схемах сложения мощностей генераторов и т. д.

Во вторую группу ферритовых устройств выделяют *управляющие устройства* — фазовращатели, выключатели, коммутаторы, перестраиваемые фильтры. Изменение характеристик таких устройств производится регулированием или переключением тока в управляющих обмотках. Существуют также ферритовые устройства с *магнитной памятью*, перестройка которых производится подачей одиночных импульсов тока в управляющие обмотки. Подавляющее большинство ферритовых устройств предназначено для сантиметрового диапазона длин волн. Использование ферритов на миллиметровых волнах также возможно, однако связано с трудностями получения нужных параметров ферритовых материалов и сложностью создания сильных управляющих магнитных полей повышенной напряженности. Основными достоинствами ферритовых устройств являются возможность работы при высоких уровнях мощности и нечувствительность к кратковременным перегрузкам. Недостатки вызваны зависимостью характеристик ферритовых образцов от температуры и трудностями получения высокого быстродействия из-за инерционности управляющих магнитных систем.

---

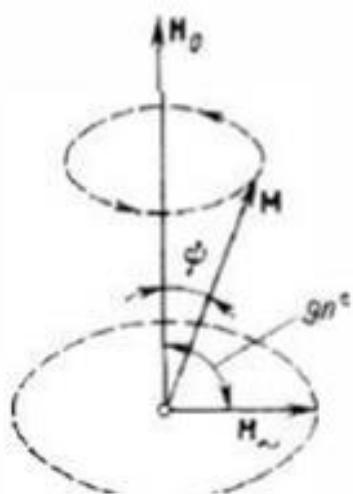


Рис. 5.35. Пресессия магнитного момента электрона в постоянном магнитном поле

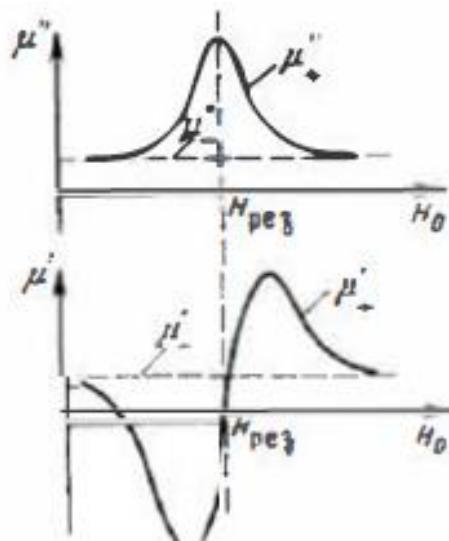
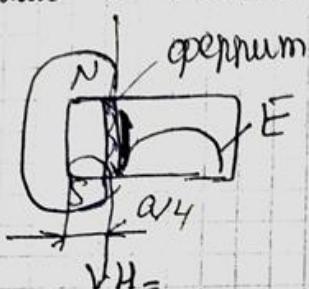


Рис. 5.36. Характер зависимости активной и реактивной составляющих магнитной проницаемости феррита для волн с левой и правой круговой поляризацией от напряженности магнитного поля

144

На рис. 5.36 показано изменение относительной магнитной проницаемости феррита для волн круговой поляризации правого (положительного)  $\mu_+$  и левого (отрицательного)  $\mu_-$  направлений вращения в зависимости от напряженности постоянного магнитного поля  $H_0$  при неизменной частоте  $\omega$ . Из рис. 5.36 видно, что значение минимум части магнитной проницаемости  $\mu_+$  для волн с положительным направлением вращения в точке  $H_0 = H_{\text{рез}}$  резко возрастает, что указывает на увеличение потерь энергии в феррите. Зависимость потерь от  $H_0$  носит резонансный характер, в связи с чем рассмотренное явление называют *ферромагнитным резонансом*. Значение действительной части магнитной проницаемости для волн положительного направления вращения (см. рис. 5.36) также претерпевает сильные изменения.

2. Вентиль с вытесненным полем



$$\mu'_+ < 0$$

*В вентиле со смещением поля на прямоугольном волноводе (рис. 6.19) ферритовую пластину 1 размещают в области волново-*

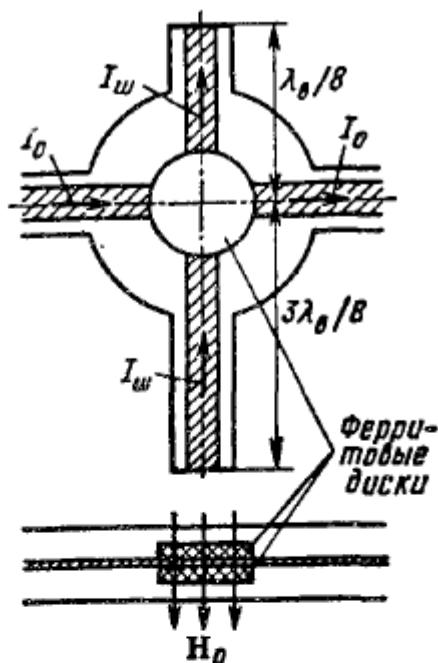


Рис. 6.18. Резонансный вентиль на полосковой линии передачи с короткозамкнутыми шлейфами

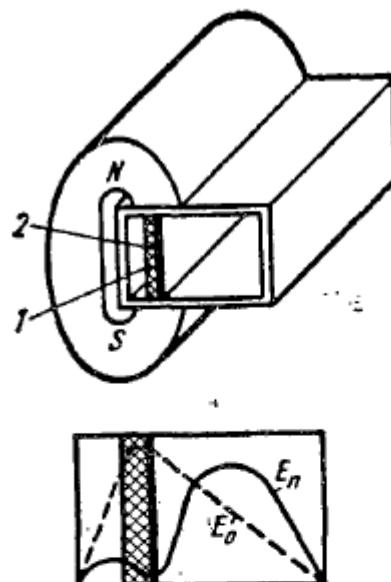


Рис. 6.19. Вентиль со смещением поля на прямоугольном волноводе

да с вращающимся магнитным полем и напряженность поперечного поля подмагничивания выбирают такой, чтобы магнитная проницаемость для падающей правовращающейся волны была отрицательной (см. точку *b* на рис. 6.14, *б*). В этом случае коэффициент распространения в феррите оказывается мнимым и поле вытесняется из феррита. При распространении отраженной волны с левой круговой поляризацией  $\mu > 0$  и вследствие повышенных значений диэлектрической проницаемости феррита поле отраженной СВЧ волны концентрируется у его поверхности. Распределения поля  $E$  для падающей и отраженной волн в поперечном сечении волновода с ферритом показаны на рис. 6.19. На поверхность ферритовой пластины 1 наносят поглощающую металлическую пленку 2, поэтому отраженная волна, концентрирующаяся у поверхности феррита, испытывает значительное поглощение. На падающую волну поглощающая пленка практически не влияет. Вентили со смещением поля по сравнению с резонансными имеют существенно облегченную магнитную систему, более широкополосны, однако могут работать при сравнительно небольших уровнях мощностей.

## 7. Ферромагнитный резонанс. ЖИГ фильтры.

Феррит — магнитодиэлектрический материал ( $\epsilon_r=5—16$ ,  $\operatorname{tg}\delta=10^{-2} \div 10^{-3}$ ) с кристаллической структурой, обладающий гиромагнитными свойствами, обусловленными особым поведением электронов в атомах кристаллической решетки. Различают три разновидности кристаллических структур ферритов: структуру *шпинели* с формулой  $\text{Me}^{\text{II}}\text{O}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$ , где  $\text{Me}^{\text{II}}$  — ион двухвалентного металла (Ni, Mn, Cu, Co, Mg и др.), структуру *граната* ( $3\text{Y}_2\text{O}_3\cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$  — железоизотриевый гранат) и *гексагональную* структуру. Ферриты могут быть поликристаллическими и монокристаллическими. Производство поликристаллических ферритов осуществляют по технологии, характерной для керамики: смесь оксидов с пластификатором формуют в полуфабрикаты, которые затем обжигают при температуре 1000—1400°C. Ферритовые монокристаллы выращивают по технологии, сходной с технологией изготовления полупроводниковых материалов. Наиболее часто применяются образцы ферритов в форме стержней круглой или прямоугольной формы, пластинок и дисков, а также отполированных сфер небольшого диаметра (около 1 мм) из монокристаллов.

В ферритовых устройствах СВЧ используются *гиromагнитные свойства*, проявляющиеся при одновременном воздействии на ферритовый образец постоянного и высокочастотного магнитных полей. При таком воздействии связь высокочастотных векторов напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{вЧ}}$  и магнитной индукции  $\mathbf{B}_{\text{вЧ}}$  приобретает сложный характер, описываемый тензором магнитной проницаемости ( $\mu$ ). Если ориентировать постоянное подмагничивающее поле  $\mathbf{H}_0$  вдоль оси  $z$  декартовой системы координат, эта связь принимает вид

$$\mathbf{B}_{\text{вЧ}} = (\mu) \mathbf{H}_{\text{вЧ}}, \quad (\mu) = \begin{bmatrix} \dot{\mu} & -jk & 0 \\ jk & \dot{\mu} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\mu}_0 \end{bmatrix}.$$

Компоненты тензора  $\dot{\mu}=\dot{\mu}'+j\dot{\mu}''$  и  $k=k'+jk''$  являются комплексными величинами, и их зависимости от напряженности подмаг-

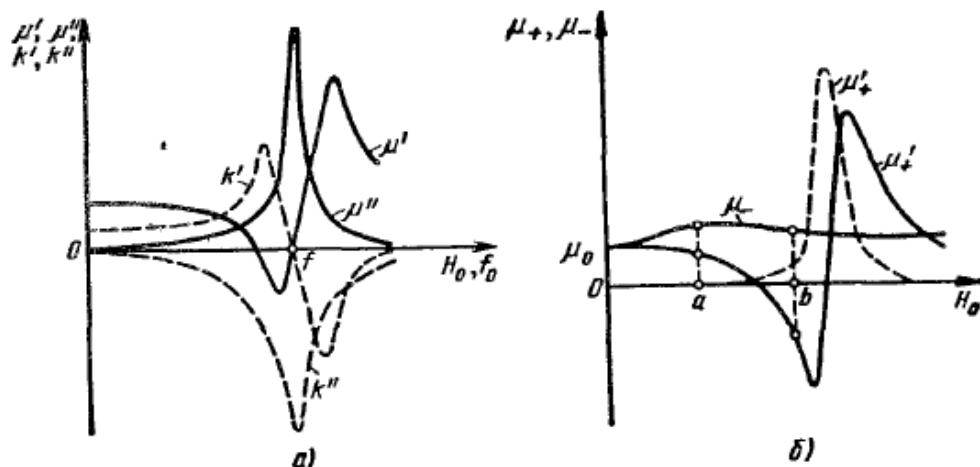


Рис. 6.14. Зависимость параметров феррита от поля подмагнитивания:  
а — компонентов тензора  $(\mu)$ ; б — проницаемостей  $\mu_+$  и  $\mu_-$  для полей вращающейся поляризации

ничивающего поля (или от частоты гиромагнитного резонанса  $f_0$ ) имеют резонансный характер (рис. 6.14, а). Частота  $f_0$  носит название лармовой частоты и определяется известным соотношением  $f_0 = \gamma H_0$ , где  $\gamma \approx 3,5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{МГц}}{\text{А/м}}$  — гиромагнитное отношение электрона, т. е. отношение его магнитного и механического моментов.

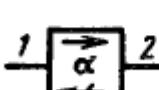
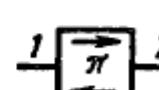
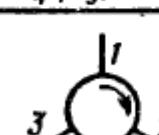
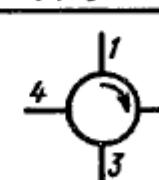
Остроту резонанса принято характеризовать шириной линии гиромагнитного резонанса  $\Delta H$ , представляющей ширину кривой  $\mu''(H_0)$  по уровню 0,5 от максимального значения. В зависимости от марки феррита  $\Delta H$  может изменяться в широких пределах.

Вследствие тензорного характера магнитной проницаемости безгранична ферритовая среда оказывает различное воздействие на электромагнитные волны правой и левой круговой поляризации, распространяющиеся вдоль направления подмагничивающего поля. Как известно из электродинамики, для каждой из этих волн феррит ведет себя как изотропная среда, магнитная проницаемость которой зависит от направления вращения вектора поляризации волн.

Для правополяризованной волны (вектор  $H_{\text{вч}}$  вращается по часовой стрелке для наблюдателя, смотрящего по полю  $H_0$ ) магнитная проницаемость  $\mu_+ = \mu' + j\mu''$  имеет резонансный характер и мнимая составляющая  $\mu''_+$ , учитывая потерю в феррите, максимальна при резонансе. Резонансный характер функции  $\mu_+(H_0)$  обусловлен тем, что направление вращения возбуждающего магнитного поля совпадает с направлением прецессии магнитных моментов электронов. Для левополяризованной волны направления вращения магнитного поля и прецессии электронов противоположны, поэтому резонанс невозможен и магнитная проницаемость  $\mu_-$  изменяется в зависимости от подмагничивающего поля плавно. Характерное поведение проницаемостей  $\mu_+(H_0)$  и  $\mu_-(H_0)$  показано на рис. 6.14, б.

Устройства СВЧ с ферритами могут быть разделены на две группы. В первую группу выделяют *невзаимные устройства* — вентили, гираторы и циркуляторы, условные графические обозначения и идеальные матрицы рассеяния которых приведены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Вентиль	Гиратор	Б-полюсный циркулятор	В-полюсный циркулятор
			

$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ e^{-j\varphi} & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & e^{-j\varphi} \\ e^{-j(\varphi \pm \pi)} & 0 \end{bmatrix}$	$e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$	$e^{-j\varphi} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$
--	--	---	--

**Вентиль** — четырехполюсник, пропускающий волну в одном направлении почти без отражения и без ослабления, но поглощающий волну, распространяющуюся в противоположном направлении. Вентили применяются для защиты генераторов СВЧ от изменений сопротивления нагрузки, для построения развязывающих цепей, в качестве элементов измерительных установок.

**Гиратор** — невзаимный фазосдвигатель (т. е. нерегулируемый фазовращатель), фазы коэффициентов передачи которого в прямом и обратном направлениях различаются на  $180^\circ$ . Гираторы применяются как базовые элементы в более сложных невзаимных устройствах.

**Циркулятор** — согласованный недиссилативный невзаимный многополюсник, в котором передача мощности происходит в одном направлении с входа 1 на вход 2, с входа 2 на вход 3 и т. д. Чаще других применяются 6-полюсные и 8-полюсные циркуляторы, например для одновременного использования общей антенны на передачу и на прием; они используются также в параметрических усилителях, схемах сложения мощностей генераторов и т. д.

Во вторую группу ферритовых устройств выделяют *управляющие устройства* — фазовращатели, выключатели, коммутаторы, перестраиваемые фильтры. Изменение характеристик таких устройств производится регулированием или переключением тока в управляющих обмотках. Существуют также ферритовые устройства с *магнитной памятью*, перестройка которых производится подачей одиночных импульсов тока в управляющие обмотки. Подавляющее большинство ферритовых устройств предназначено для сантиметрового диапазона длин волн. Использование ферритов на миллиметровых волнах также возможно, однако связано с трудностями получения нужных параметров ферритовых материалов и сложностью создания сильных управляющих магнитных полей повышенной напряженности. Основными достоинствами ферритовых устройств являются возможность работы при высоких уровнях мощности и нечувствительность к кратковременным перегрузкам. Недостатки вызваны зависимостью характеристик ферритовых образцов от температуры и трудностями получения высокого быстродействия из-за инерционности управляющих магнитных систем.

---

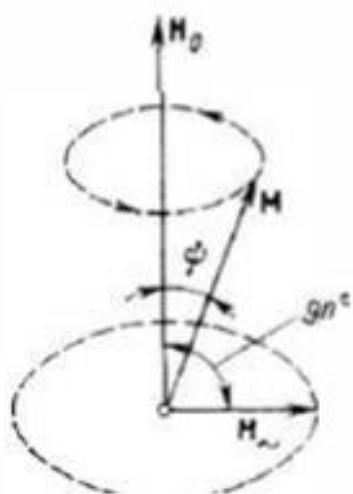


Рис. 5.35. Пресессия магнитного момента электрона в постоянном магнитном поле

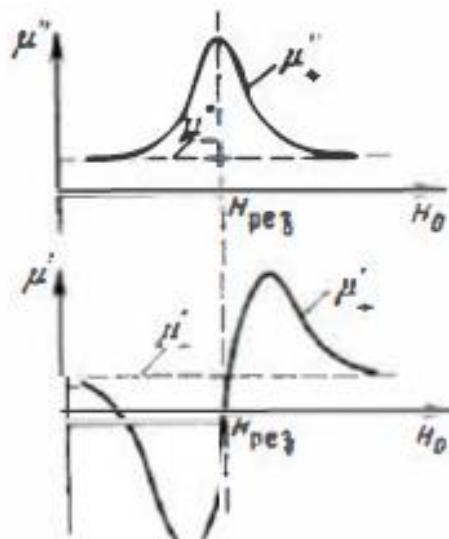


Рис. 5.36. Характер зависимости активной и реактивной составляющих магнитной проницаемости феррита для волн с левой и правой круговой поляризацией от напряженности магнитного поля

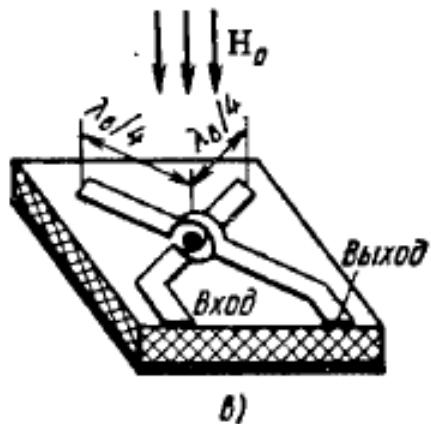
144

На рис. 5.36 показано изменение относительной магнитной проницаемости феррита для волн круговой поляризации правого (положительного)  $\mu_+$  и левого (отрицательного)  $\mu_-$  направлений вращения в зависимости от напряженности постоянного магнитного поля  $H_0$  при неизменной частоте  $\omega$ . Из рис. 5.36 видно, что значение минимум части магнитной проницаемости  $\mu_+$  для волн с положительным направлением вращения в точке  $H_0 = H_{рез}$  резко возрастает, что указывает на увеличение потерь энергии в феррите. Зависимость потерь от  $H_0$  носит резонансный характер, в связи с чем рассмотренное явление называют *ферромагнитным резонансом*. Значение действительной части магнитной проницаемости для волн положительного направления вращения (см. рис. 5.36) также претерпевает сильные изменения.

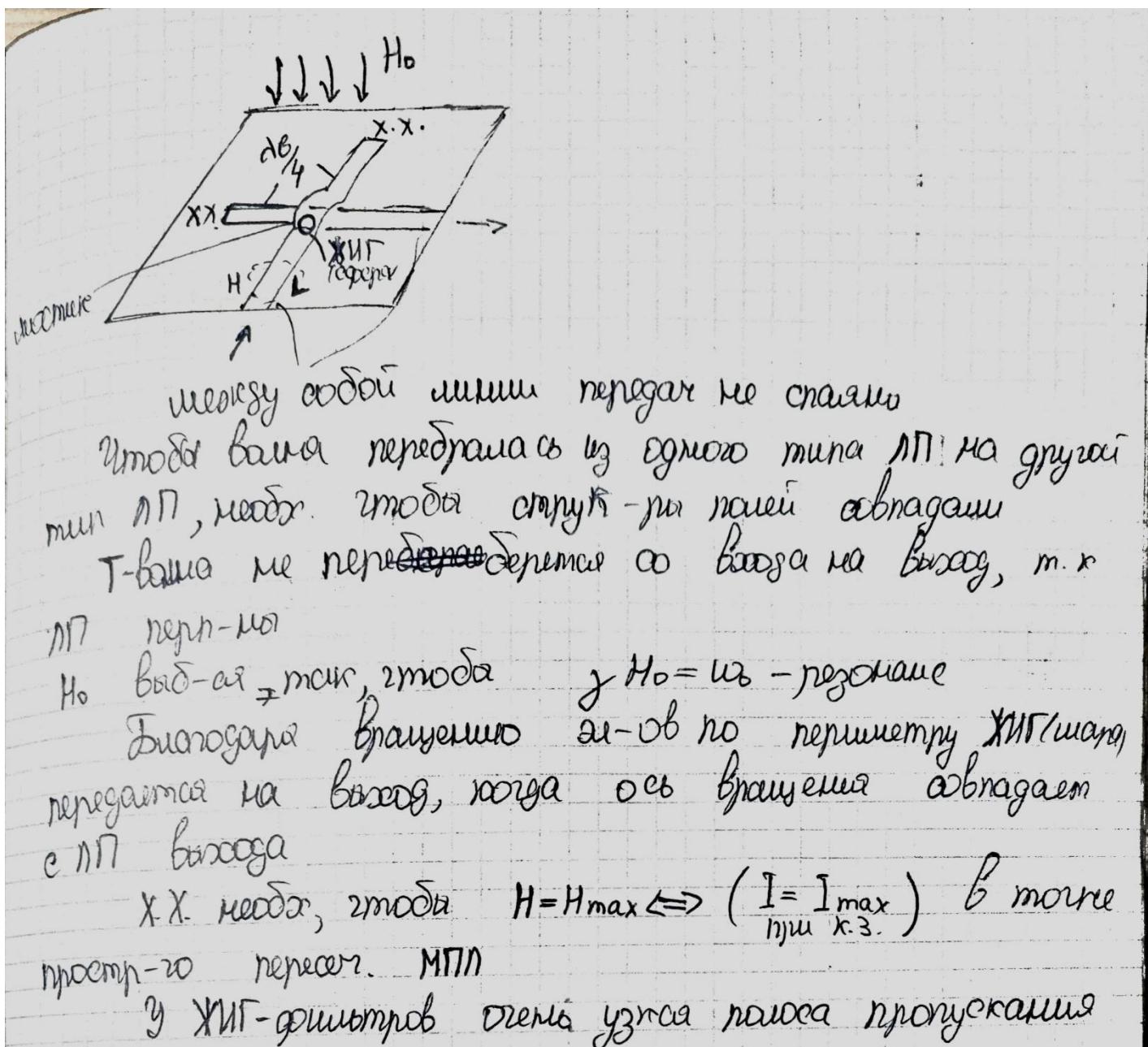
Принцип действия перестраиваемых фильтров основан на явлении ферромагнитного резонанса в монокристаллах феррита. Главным элементом перестраиваемого фильтра является связанный с электромагнитным полем линии передачи *ферритовый резонатор* — подмагниченный образец феррита СВЧ, обладающего малой шириной линии гиромагнитного резонанса. Ферритовые резонаторы выполняют обычно в виде хорошо отполированных сфер из монокристаллов *железоиттриевого граната*. Такие резонаторы обладают собственной добротностью  $(2 \div 3) \cdot 10^3$ . В них используют резонанс правовинтового прецессионного движения спиновых магнитных моментов электронов. Резонансная частота ферритового резонатора определяется соотношением  $f_0 = \gamma H_0$ , где  $H_0$  — напряженность поля подмагничивания,  $\gamma \approx 3,5 \cdot 10^{-2}$  МГц/(А/м). Резонансная частота не зависит от размеров ферритового образца, и резонатор может быть сделан очень малым. Внешняя добротность ферритового резонатора определяется его размерами и местом расположения относительно линии передачи, с которой он связан. На частотах в стороне от резонанса ферритовый резонатор ведет себя как изотропный магнитодиэлектрический образец и из-за малых размеров незначительно влияет на режим линии передачи. Лишь в узкой полосе частот вблизи резонанса связь ферритового резонатора с линией передачи резко увеличивается и появляются компоненты электромагнитного поля, отсутствующие в первоначальной структуре волны линии передачи. Именно это явление и используется для создания перестраиваемых фильтров СВЧ.

В фильтре на несимметричных полосковых линиях передачи (рис. 6.25, в) две перекрещивающиеся линии при отсутствии гиромагнитного резонанса практически развязаны между собой, поскольку связи через магнитное поле нет, а электрическое поле в месте пересечения линий минимально, так как точка пересечения расположена на расстоянии  $\lambda_{\text{в}}/4$  от разомкнутых концов полосковых линий. В точке пересечения между проводниками полосковых линий помещена ферритовая сфера, намагничиваемая управляемым полем, перпендикулярным плоскости основания полосковой платы. При гиромагнитном резонансе появляется составляющая поля магнитной индукции, продольная возбуждающей линии передачи, что приводит к возникновению сильной связи между полосковыми линиями.

Частотные характеристики коэффициентов передачи рассмотренных фильтров носят ярко выраженный резонансный характер, причем *резонансные частоты могут быть изменены в значительных пределах при регулировании поля подмагничивания*. Для улучшения формы частотной характеристики в фильтрах может быть использовано несколько близко расположенных ферритовых резонаторов со специально подобранный степенью взаимной связи между ними.



б)



между собой заслонки передач не сдвигают

Чтобы ванна передавалась из одного типа АП на другой тип АП, необходимо чтобы струйки - мы поменяли автодатчики  
Т-ванна не передает берется со входа на выход, т.к.

АП перв-ый

$H_0$  вид-ся  $\neq$  макс, 2мода  $\Rightarrow H_0 = \text{из} - \text{резонанс}$

Благодаря вращению зи-об по периметру ЖИГ/шайба  
передается на выход, когда есть вращение автодатчик с АП выхода

ХХ-модэ, 2мода  $H = H_{\max} \Leftrightarrow (I = I_{\max})$  в торце  
просвет-ко пересеч. МПЛ

У ЖИГ-фильтров время узла полоса пропускания

## 8. Принцип смешения сигналов. Выходной спектр смесителя.

В учебниках нет конкретного описания данного вопроса, он смешан с объяснением непосредственно самих смесителей, поэтому нужно либо выдергивать фразы меж строк, либо, если кто понимает мой почерк, написать то, что говорила сама Федоркова, там достаточно красиво.

*Преобразование частоты* — процесс переноса спектра радиосигнала из одной области частотного диапазона в другую при сохранении структуры сигнала — широко используется в супергетеродинных приемниках для получения ПЧ, в возбудителях и гетеродинах для переноса сетки стабильных частот в более высокий диапазон, в ретрансляторах для сдвига частоты передачи относительно частоты приема и т. д.

Преобразование частоты осуществляется в смесителе, который совместно с гетеродином входит в состав преобразователя. В смесителях на нелинейном активном сопротивлении, называемых резистивными, применяют смесительные ДБШ, иногда обращенные; в аппаратуре старых образцов используются выпускаемые и ныне точечные прижимные диоды.

*Небалансный (однотактный) смеситель (НбС)* в простейшем случае состоит из направленного ответвителя (НО) в качестве сумматора (схемы сложения) колебаний СВЧ и однополупериодного выпрямителя (перемиожителя) на смесительном диоде. На выходе смесителя может быть включен полосовой фильтр ПЧ. Колебания сигнала  $u_c(t) = U_c \cos(\omega_c t + \varphi_c)$  и гетеродина  $u_r(t) = U_r \cos(\omega_r t + \varphi_r)$  в схеме сложения образуют биения  $u(t) = u_r(t) + u_c(t)$  сложной формы, подаваемые на диод, ВАХ которого можно аппроксимировать степенным рядом

$$i = a_1 u + a_2 u^2 + a_3 u^3 + a_4 u^4 + \dots \quad (4.11)$$

В спектре тока диода имеется постоянная составляющая  $I_0$ , гармоники гетеродина и сигнала, а также многочисленные комбинационные составляющие с частотами  $|\pm m\omega_c \pm n\omega_r|$ , где  $m$  и  $n$  — целые числа.

В отличие от детекторного диода, рабочая точка которого в отсутствие сигнала выбирается на ВАХ в начале координат ( $I_0 = 0$ ) или при  $I_0 \approx 10 \dots 20$  мА за счет источника прямого смещения, у смесительного диода  $I_0 \approx 0,5 \dots 1$  мА за счет выпрямленного напряжения гетеродина. При условии  $U_c \ll U_r \approx 1$  В смеситель осуществляет линейное преобразование спектра. На выходе смесителя фильтр выделяет основной продукт преобразования — *разностную (промежуточную) частоту*  $\omega_{пч} = \omega_c - \omega_r$  (или  $\omega_{пч} = \omega_r - \omega_c$ ), которая должна быть достаточно высокой для снижения  $K_{ш,норм}$ .

Кроме разностной частоты (рис. 4.15), в резистивных смесителях примерно такую же амплитуду будут иметь колебания *суммарной частоты* (СЧ)  $\omega_s = \omega_c + \omega_r$ . Колебания *зеркальной частоты* (ЗЧ)  $\omega_z = 2\omega_r - \omega_c$  немногим меньше по амплитуде, так как вторая гармоника гетеродина, возникающая в смесителе, по крайней мере в 2 раза меньше по амплитуде первой. Колебания СЧ и ЗЧ отражаются от диода в сторону входа. Поскольку они несут более половины энергии сигнала, то при их поглощении в согласо-

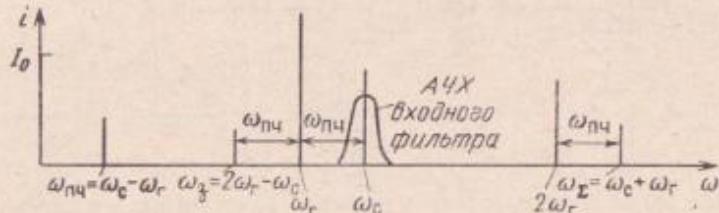


Рис. 4.15. Спектр колебаний смесителя частоты

ванном СВЧ тракте, например в вентиле преобразования  $L_{\text{прб}} = 10 \lg P_c / P_{\text{ПЧ}}$  будут более 6 дБ. Такие НБС называют *согласованными по ЗЧ*. Если учесть еще потери на активном сопротивлении диода и просачивание сигнала в тракт гетеродина, то суммарные потери могут достигать 8...10 дБ. Благодаря отсутствию отражения АЧХ согласованного по ЗЧ НБС равномерна в широкой полосе частот, а ФЧХ — линейна.

Очевидно, если отразить от входа к диоду возникающие в НБС колебания ЗЧ в соответствующей фазе, поместив, например, входной фильтр на таком расстоянии  $l_1$  от диода (рис. 4.16, б), при котором продукты вторичного преобразования  $\omega_r - \omega_3 = \omega_{\text{ПЧ}}$  синфазны продуктам основного преобразования  $\omega_{\text{ПЧ}} = \omega_c - \omega_r$ , то в результате можно получить приращение мощности ПЧ на 1...2 дБ. Такое устройство называется *смесителем с отражением*, используя восстановлением или регенерацией энергии ЗЧ.

На рис. 4.16, в показана схема НБС с использованием энергии колебаний ЗЧ и СЧ, имеющая еще меньшие  $L_{\text{прб}}$ . ФНЧ пропускает колебания  $\omega_r$ ,  $\omega_c$  и  $\omega_3$ , но отражает колебания  $\omega_x$ , которые в результате преобразования  $2\omega_r - \omega_x = \omega_{\text{ПЧ}}$  (рис. 4.15) и при соответствующем подборе расстояния  $l_2$  складываются в фазе с ос-

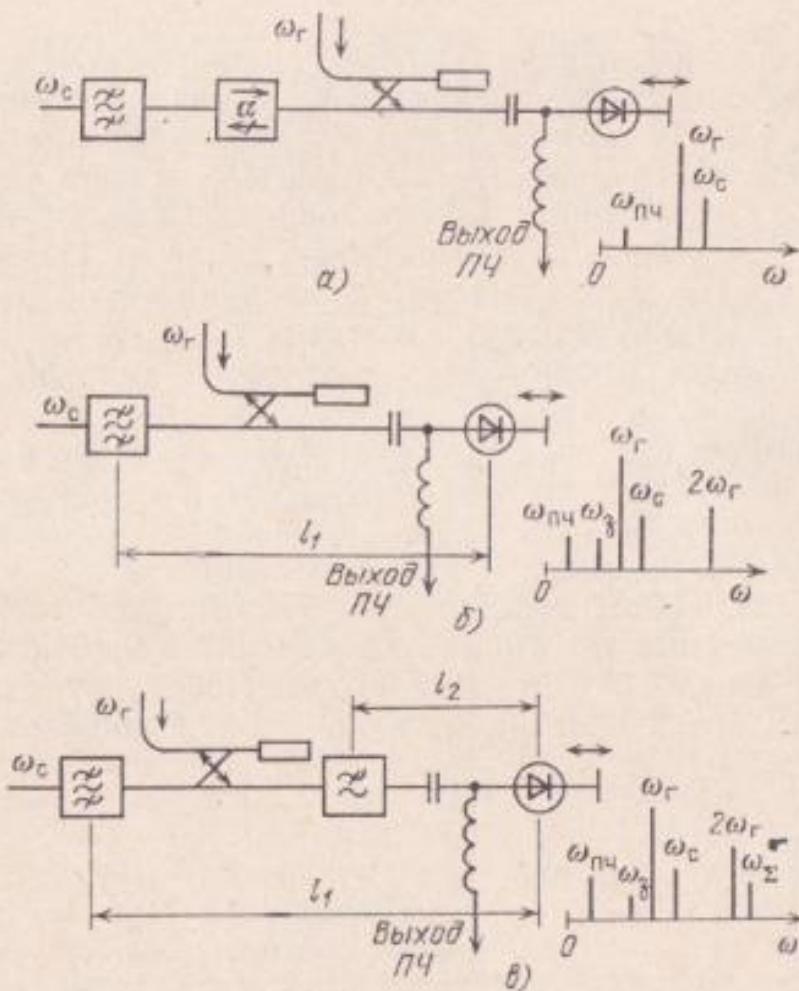


Рис. 4.16. Схемы и спектры основных частот однотактных смесителей частоты:  
а — согласованного по входу; б — с отражением колебаний зеркальной частоты;  
в — с отражением колебаний зеркальной и суммарной частот

новными колебаниями  $\omega_{\text{ПЧ}}$ . Входной фильтр отражает к диоду колебания ЗЧ, а их фазирование осуществляется подбором расстояния  $l_1$ . Поскольку оптимальные фазовые соотношения сохраняются в ограниченной полосе частот, НБС с отражением ЗЧ и СЧ оказываются узкополосными, их АЧХ и ФЧХ неравномерны.

Не следует смешивать понятия зеркальной частоты  $\omega_z$ , возникающей в смесителе в результате преобразования  $2\omega_r - \omega_c = \omega_z$ , с понятием равной ей по значению частоты зеркального канала  $\omega_{\text{зк}}$ , которая может быть принята из эфира как помеха в результате преобразования  $\omega_r - \omega_{\text{зк}} = \omega_{\text{ПЧ}}$ , если входной фильтр имеет недостаточную избирательность (см. рис. 4.15). Приведенные на рис. 4.16,б и 4.16,в НБС обеспечивают также подавление помехи зеркального канала за счет отражения ее от входного фильтра в сторону антенны.

Рассмотренные выше схемы называют НБС с *верхней боковой полосой*, так как они принимают полосу частот сигнала, расположенную выше частоты гетеродина. Если  $\omega_r > \omega_c$  — это смеситель с *нижней боковой полосой*  $\omega_{\text{ПЧ}} = \omega_r - \omega_c$ , для него ЗЧ и частота зеркального канала расположены выше частоты гетеродина:  $\omega_z = 2\omega_r - \omega_c$ ;  $\omega_{\text{зк}} = \omega_r + \omega_{\text{ПЧ}}$ , причем  $\omega_{\text{зк}} = \omega_z$ .

В супергетеродинных приемниках (рис.33) сигнал от антенны поступает на малошумящий усилитель высокой частоты (УВЧ). Затем с помощью преобразователя частоты (ПЧ) спектр сигнала переносится на более низкую промежуточную частоту  $f_{\text{ПЧ}} = |f_r - f_c|$  и усиливается усилителем промежуточной частоты (УПЧ). На практике чаще используется случай  $f_r > f_c$ . Принято считать выход УПЧ границей СВЧ тракта приемника.

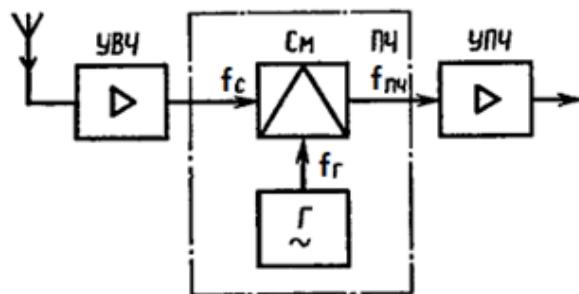


Рис.33. Блок-схема супергетеродинного приемника

Преобразователь частоты состоит из смесителя и гетеродина. Мощность гетеродина 0,2...10 мВт - во много раз больше мощности сигнала. Преобразование частоты сигнала в смесителе происходит за счет нелинейности вольтамперной характеристики смесительного диода, т.е. нелинейного характера активной составляющей его сопротивления. Такие преобразователи называются резистивными.

Из-за нелинейности ВАХ диода спектр сигнала на его выходе содержит комбинационные частотные составляющие вида  $|mf_c \pm nfr|$ , где  $m, n = 0, 1, \dots$  (см. рис.34).

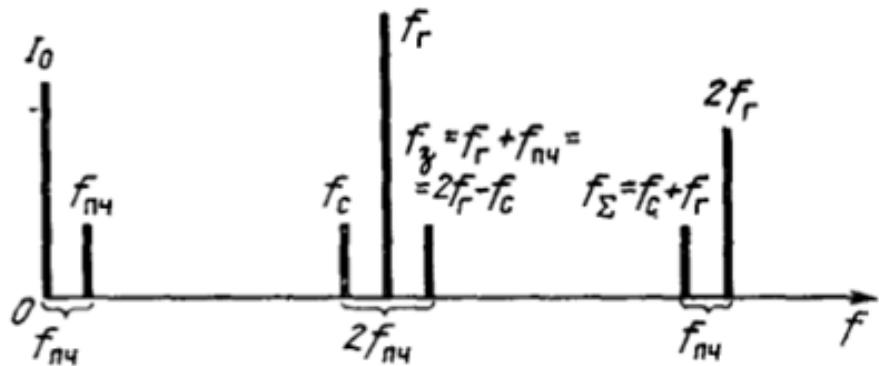
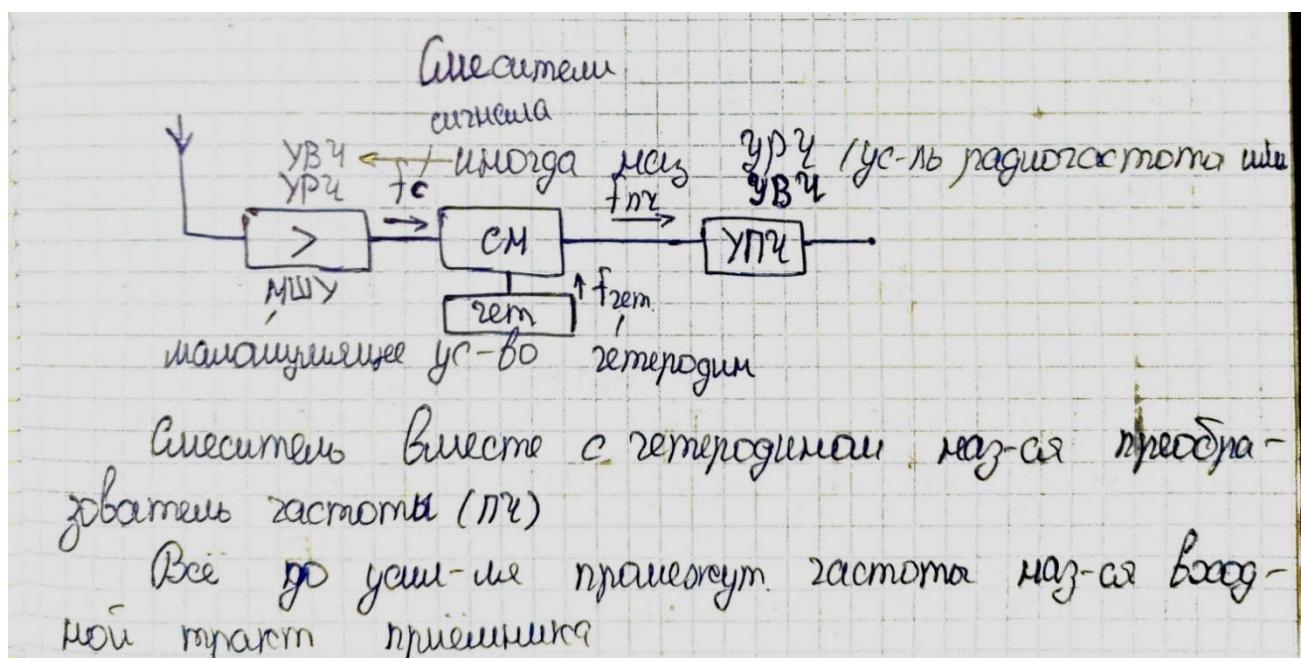
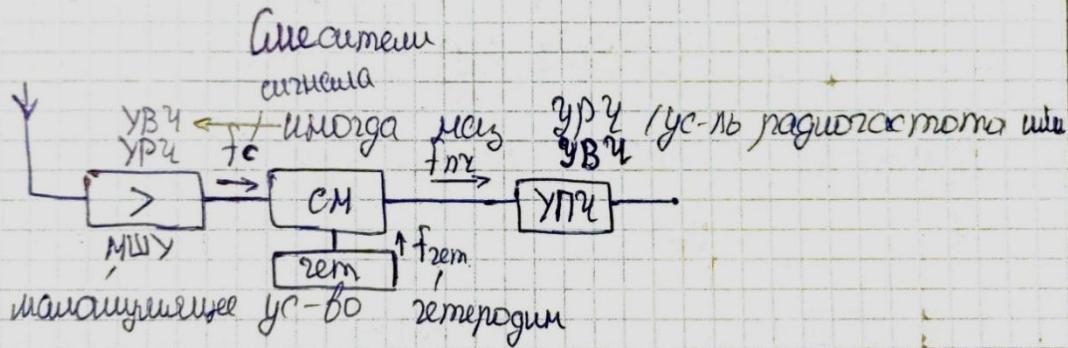


Рис. 34. Спектр частот колебаний на выходе смесительного диода с квадратичной ВАХ

Из всего спектра гармоник и комбинационных частот тока диода основное влияние, кроме  $f_c$ ,  $f_r$  и  $f_{\text{пч}}$ , оказывают зеркальная комбинационная частота  $f_3 = f_r + f_{\text{пч}} = 2f_r - f_c$ , вторая гармоника гетеродина  $2f_r$ , суммарная частота  $f_{\Sigma} = f_c + f_r$  и постоянная составляющая тока  $I_0$ . Комбинационные частоты  $f_3$  и  $f_{\Sigma}$  являются вредными, т.к. на них расходуется часть мощности полезного сигнала.

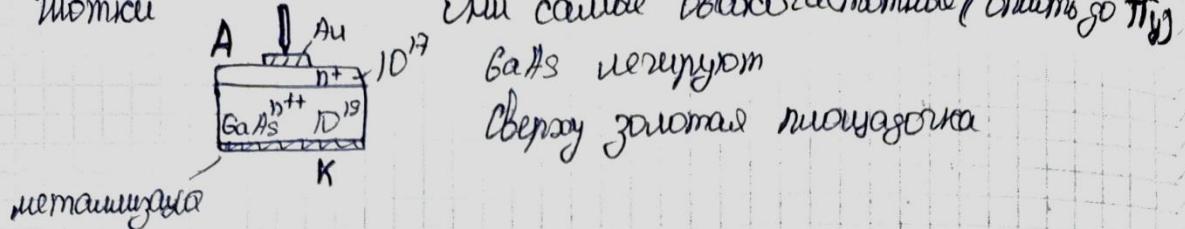




Алгоритм вместе с гетеродинами наз-ся преобразование частоты (ПЧ)

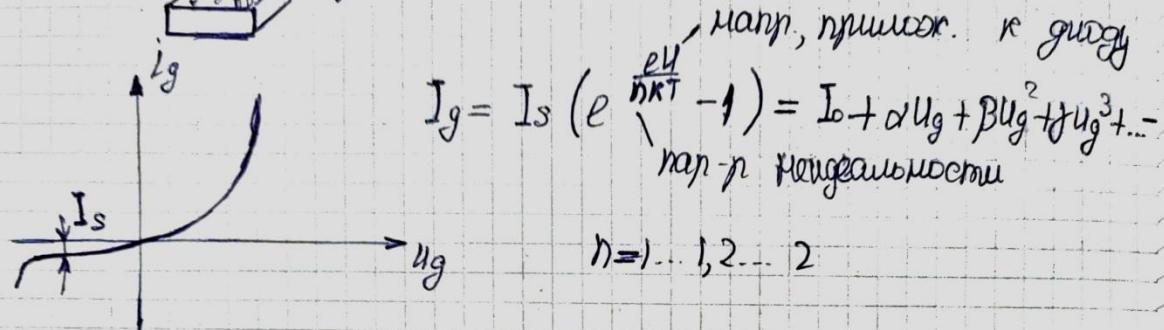
Все до учи-ше применяют частоту наз-ся базовой частотой приемника

Он преобр-ает частоту эф-аэ для с барьером Шотки



Чи-коэффици-т:

— учи-коэффици-т 8 групп



- расширя-е в многочлен. Т.к. есть синус и косинус, то

также 2 и более степени можно  $\Rightarrow$  аппроксимируем

$I_g = I_0 + \alpha U_g$ . Если  $\alpha$  син. больше, то преобр-ает

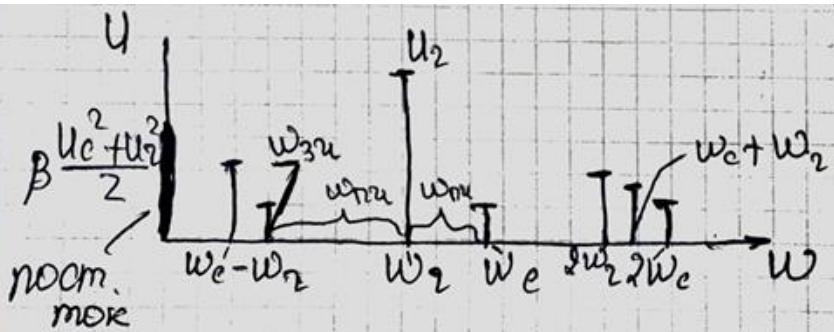
излучение с более высокими степенями

На базе  $g$ :  $U_g = U_c \cos \omega_c t + U_2 \cos \omega_2 t$   $\omega_2$ -круп. гетеродина

$$U_g^2 = U_c^2 \frac{1 + \cos 2\omega_c t}{2} + U_2^2 \frac{1 + \cos 2\omega_2 t}{2} +$$

$$+ 2 U_c U_2 \frac{\cos(\omega_c + \omega_2)t + \cos(\omega_c - \omega_2)t}{2}$$

Базисе  $g$  есть форма  $\sqrt{g}$   $U_g^2$



анти. точк. по дну определяется  $u_e^2$  (т.к.  $u_2^2 \gg u_e^2$ )

напр. зем.  $\Rightarrow$  напр. сигнала  
да вибре. дно  
б. составляющие  
и пост. точк. в  $w_0$ ,

Если берём  $g = j u_g^3 \Rightarrow$   
 $\Rightarrow u_g^3 = (u_c \cos w_e t + u_2 \cos w_2 t)^3$

$\cos^3 \alpha = \frac{3 \cos \alpha + \cos 3\alpha}{4} \Rightarrow$  наше. 3-я гармоника земле-  
родника и сигнала, а гетеродин стабиль. ещё больше

$$(a+b)^3 = a^3 + 3a^2b + 3ab^2 + b^3$$

отсюда нащ. частота

$$2w_e \pm w_2$$

пример анти. этого же ви-  
брон-ма  $a^2$ , т.е.  $u_e^2$  (т.е. мало)

$$2w_2 \pm w_e$$

анти. этого же ви-  
брон-ма  $u_2^2$ , т.е. больше,  
помимо  $(2w_2 - w_e)$  мах зеркальной частотой,  
т.к. она вдвое, т.к. если

она отразится, то  $w_{3u} - w_2 = w_{nu}$ , т.е. образует помехи

Помеха на частоте зеркального канала, прихо-  
дим (не приходил в аттестации) со стороны антенны

$$f_{nu} = m f_e \pm n f_2 \quad - \text{модифицированная частота}$$

$(m+n)$  - наих-аэ. порядок модифицированной частоты

$$f_e \pm f_2 \rightarrow (m+n) = 2 (M-n)$$

$$2-n, 2w_2 \pm w_e \rightarrow (2+1)=3 - 3-ий порядок$$

## 9. Однодиодные смесители. Схемы. Характеристики.

*Небалансный* (однотактный) смеситель (НБС) в простейшем случае состоит из направленного ответвителя (НО) в качестве сумматора (схемы сложения) колебаний СВЧ и однополупериодного выпрямителя (перемножителя) на смесительном диоде. На выходе смесителя может быть включен полосовой фильтр ПЧ. Колебания сигнала  $i_c(t) = U_c \cos(\omega_c t + \varphi_c)$  и гетеродина  $i_r(t) = -U_r \cos(\omega_r t + \varphi_r)$  в схеме сложения образуют биения  $i(t) = -i_r(t) + i_c(t)$  сложной формы, подаваемые на диод, ВАХ которого можно аппроксимировать степенным рядом

$$i = a_1 u + a_2 u^2 + a_3 u^3 + a_4 u^4 + \dots \quad (4.11)$$

В спектре тока диода имеется постоянная составляющая  $I_0$ , гармоники гетеродина и сигнала, а также многочисленные комбинационные составляющие с частотами  $|\pm m\omega_c \pm n\omega_r|$ , где  $m$  и  $n$  — целые числа.

В отличие от детекторного диода, рабочая точка которого в отсутствие сигнала выбирается на ВАХ в начале координат ( $I_0 = 0$ ) или при  $I_0 \approx 10 \dots 20$  мкА за счет источника прямого смещения, у смесительного диода  $I_0 \approx 0,5 \dots 1$  мА за счет выпрямленного напряжения гетеродина. При условии  $U_c \ll U_r \approx 1$  В смеситель осуществляет линейное преобразование спектра. На выходе смесителя фильтр выделяет основной продукт преобразования — *разностную* (промежуточную) частоту  $\omega_{\text{ПЧ}} = \omega_c - \omega_r$  (или  $\omega_{\text{ПЧ}} = \omega_r - \omega_c$ ), которая должна быть достаточно высокой для снижения  $K_{\text{ш.норм.}}$ .

Кроме разностной частоты (рис. 4.15), в резистивных смесителях примерно такую же амплитуду будут иметь колебания *суммарной частоты* (СЧ)  $\omega_z = \omega_c + \omega_r$ . Колебания *зеркальной частоты* (ЗЧ)  $\omega_3 = 2\omega_r - \omega_c$  немного меньше по амплитуде, так как вторая гармоника гетеродина, возникающая в смесителе, по крайней мере в 2 раза меньше по амплитуде первой. Колебания СЧ и ЗЧ отражаются от диода в сторону входа. Поскольку они несут более половины энергии сигнала, то при их поглощении в согласо-

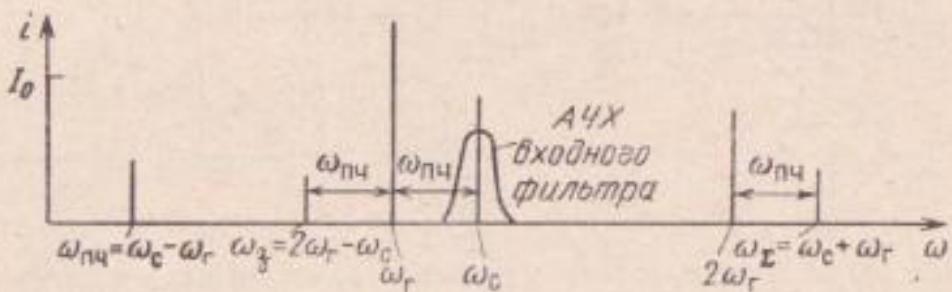


Рис. 4.15. Спектр колебаний смесителя частоты

ванном СВЧ тракте, например в вентиле преобразования  $L_{\text{пр}} = 10 \lg P_c / P_{\text{ПЧ}}$  будут более 6 дБ. Такие НБС называют *согласованными по ЗЧ*. Если учесть еще потери на активном сопротивлении диода и просачивание сигнала в тракт гетеродина, то суммарные потери могут достигать 8...10 дБ. Благодаря отсутствию отражения АЧХ согласованного по ЗЧ НБС равномерна в широкой полосе частот, а ФЧХ — линейна.

Очевидно, если отразить от входа к диоду возникающие в НБС колебания ЗЧ в соответствующей фазе, поместив, например, входной фильтр на таком расстоянии  $l_1$  от диода (рис. 4.16, б), при котором продукты вторичного преобразования  $\omega_t - \omega_3 = \omega_{\text{ПЧ}}$  синфазны продуктам основного преобразования  $\omega_{\text{ПЧ}} = \omega_c - \omega_r$ , то в результате можно получить приращение мощности ПЧ на 1...2 дБ. Такое устройство называется *смесителем с отражением*, используя восстановлением или регенерацией энергии ЗЧ.

На рис. 4.16, в показана схема НБС с использованием энергии колебаний ЗЧ и СЧ, имеющая еще меньшие  $L_{\text{пр}}$ . ФНЧ пропускает колебания  $\omega_r$ ,  $\omega_c$  и  $\omega_3$ , но отражает колебания  $\omega_x$ , которые в результате преобразования  $2\omega_r - \omega_x = \omega_{\text{ПЧ}}$  (рис. 4.15) и при соответствующем подборе расстояния  $l_2$  складываются в фазе с ос-

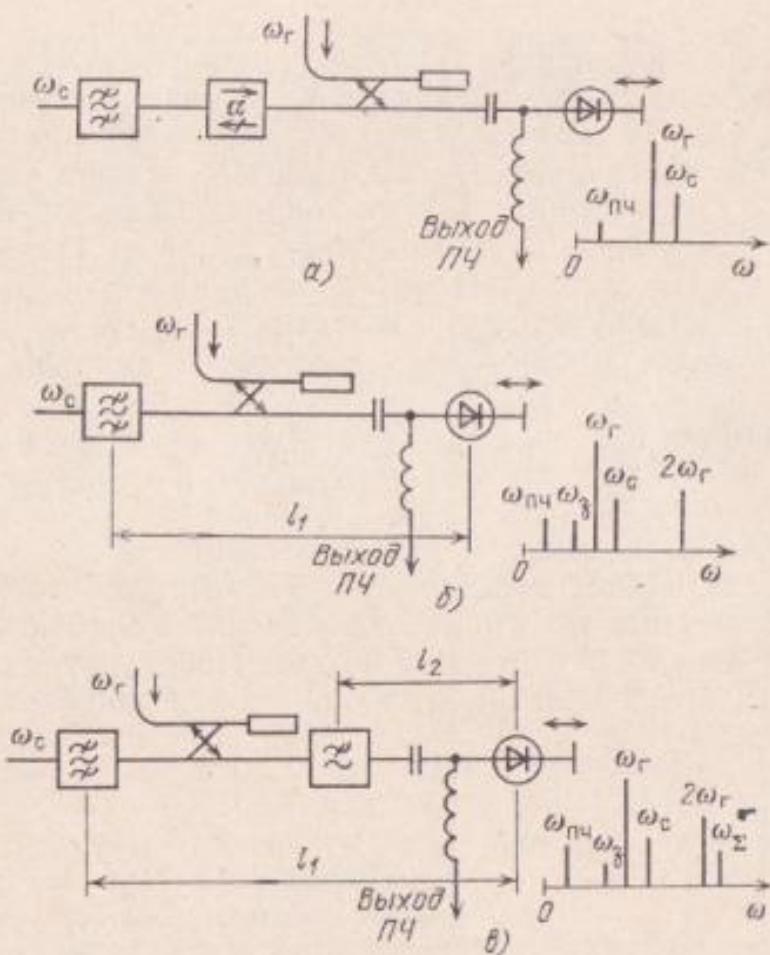


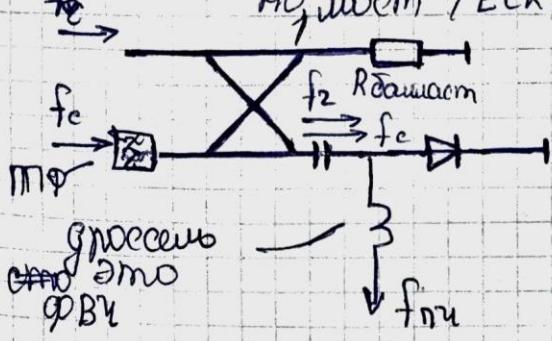
Рис. 4.16. Схемы и спектры основных частот однотактных смесителей частот: а — согласованного по входу; б — с отражением колебаний зеркальной частоты; в — с отражением колебаний зеркальной и суммарной частот

новными колебаниями  $\omega_{\text{ПЧ}}$ . Входной фильтр отражает к диоду колебания ЗЧ, а их фазирование осуществляется подбором расстояния  $l_1$ . Поскольку оптимальные фазовые соотношения сохраняются в ограниченной полосе частот, НБС с отражением ЗЧ и СЧ оказываются узкополосными, их АЧХ и ФЧХ неравномерны.

Не следует смешивать понятия зеркальной частоты  $\omega_z$ , возникающей в смесителе в результате преобразования  $2\omega_r - \omega_c = \omega_z$ , с понятием равной ей по значению частоты зеркального канала  $\omega_{zK}$ , которая может быть принята из эфира как помеха в результате преобразования  $\omega_r - \omega_{zK} = \omega_{\text{ПЧ}}$ , если входной фильтр имеет недостаточную избирательность (см. рис. 4.15). Приведенные на рис. 4.16, б и 4.16, в НБС обеспечивают также подавление помехи зеркального канала за счет отражения ее от входного фильтра в сторону антенны.

Рассмотренные выше схемы называют НБС с *верхней боковой полосой*, так как они принимают полосу частот сигнала, расположенную выше частоты гетеродина. Если  $\omega_r > \omega_c$  — это смеситель с *нижней боковой полосой*  $\omega_{\text{ПЧ}} = \omega_r - \omega_c$ , для него ЗЧ и частота зеркального канала расположены выше частоты гетеродина:  $\omega_z = 2\omega_r - \omega_c$ ;  $\omega_{zK} = \omega_r + \omega_{\text{ПЧ}}$ , причем  $\omega_{zK} = \omega_z$ .

Схема: 1. Однодиодный смеситель. (В технике сейчас не применяется, но используется ТГЧ для ЕСКД. Эн. схемы)



$$R_{\text{демод}} = 50 \Omega$$

Все входы диодов д. согласованы

Зонд-р. можно, т.к. имеется  
пом. ток и чтобы он не мешал  
делают прозрачный зонд-р

Нед-т: - потери мощности  
- наличие большого шага коммутации частот

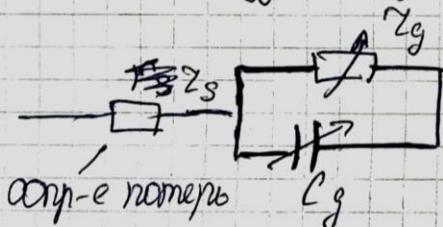
Основные характеристики антенны (6 методик)

### 1. Потери преобразования

$$L = 10 \lg \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вн}}}, \text{дБ}$$

или на выходе

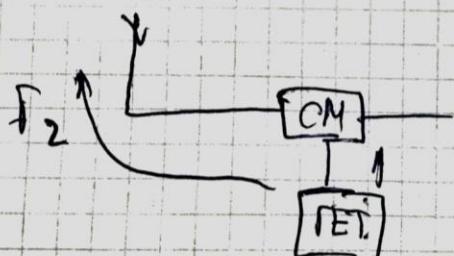
Откуда берутся потери?



### 2. Мощность генерации (эмиссионная)

Всем. макс. мВт

### 3. Развязка



генерации максимум при работе на землю, макс. мощность развязки атмосфера-генератор

### 4. Динамич. диапазон (разница между макс и мин.)

1) потери преобразования (величина, обратная коэффициенту передачи)

$$L = 10 \lg P_C / P_{\text{ПЧ}}, \text{дБ},$$

где  $P_C$  и  $P_{\text{ПЧ}}$  – номинальные мощности входного СВЧ сигнала и преобразованного сигнала ПЧ. Потери преобразования показывают, во сколько раз уменьшается мощность сигнала после преобразования его в промежуточную частоту. У серийно выпускаемых промышленностью балансных смесителей  $L = 7-9$  дБ в сантиметровом диапазоне волн;

2) нормированный коэффициент шума

$$F_{\text{ш норм}} = L (n_{\text{ш}} + F_{\text{ш ПЧ}} - 1),$$

где  $n_{\text{ш}}$  – шумовое отношение,  $n_{\text{ш}} = P_{\text{ш выход}} / kT_0 P_{\text{ш УПЧ}}$ ,

$F_{\text{ш ПЧ}}$  – коэффициент шума УПЧ;

3) коэффициент стоячей волны входа  $K_{\text{ст}}$ ;

4) развязка между сигнальным и гетеродинным входами. Обычно составляет 20-30 дБ;

5) развязка между гетеродинным входом и выходом промежуточной частоты. Обычно равна 15-30 дБ;

6) мощность гетеродина. У серийно выпускаемых балансных смесителей 2-20 мВт;

7) спектр выходного сигнала;

8) динамический диапазон по уровню мощности входного сигнала.

## **10. Балансные смесители. Схемное построение. Характеристики.**

Балансный диодный смеситель содержит (рис.35) две смесительные секции и гибридное устройство распределения мощности, которое обеспечивает деление мощностей входного сигнала и сигнала гетеродина поровну между двумя диодами с определенными фазовыми соотношениями, а также развязку между цепями сигнала и гетеродина. В качестве гибридного соединения в проектируемом микрополосковом смесителе используется направленный ответвитель на связанных линиях Ланге.

Преимуществом ответвителя Ланге перед другими направленными ответвителями является его широкополосность: верхняя граничная рабочая частота устройства в два раза выше нижней граничной частоты (ширина полосы - октава).

Основным достоинством БСМ является:

- фазовое подавление амплитудных шумов генератора гетеродинного сигнала из-за того, что напряжение сигнала гетеродина поступает на входы диодов с относительным сдвигом фаз  $180^\circ$ ;
- подавление четных гармоник гетеродина, что уменьшает уровень побочных продуктов преобразования и, как следствие, повышает помехоустойчивость и динамический диапазон;
- при выходе из строя одного диода смеситель остается работоспособным, при этом уровень выходного сигнала падает примерно на 3 дБ, а коэффициент шума возрастает на 5...6 дБ;
- повышается электрическая прочность смесителя, т.к. мощность помех распределяется между двумя диодами.

При количественном анализе работы балансного смесителя ВАХ диода аппроксимируют рядом Тейлора

К первому смесительному диоду прикладывается сумма напряжений  $u_{D1}(t) = u_r(t) + u_c(t)$ , ко второму – их разность  $u_{D2}(t) = u_r(t) - u_c(t)$ .

Подставляя выражение для  $u_{D1}(t)$  и  $u_{D2}(t)$  в (1) и считая ВАХ диода квадратичной, найдем токи диодов  $i_{D1} = i_d(u_{D1})$ ,  $i_{D2} = i_d(u_{D2})$ .

$$i_{D1} = I_0 + a(U_r \cos \omega_r t + U_c \cos \omega_c t) + b(U_r \cos \omega_r t + U_c \cos \omega_c t)^2 + \dots$$

Если диоды абсолютно идентичны, т.е. подобраны в пары, результирующий ток в общей цепи промежуточной частоты равен:

$$i_{\Sigma} = i_{D1} - i_{D2} \approx 2aU_c \cos \omega_c t + 4bU_r U_c \cos \omega_c t \cos \omega_r t + \dots$$

Первое слагаемое (2) характеризует прямое прохождение сигнала через смеситель, второе слагаемое – полезное преобразование частоты:

$$\cos \omega_r t \cdot \cos \omega_c t = 0.5[\cos(\omega_r - \omega_c)t + \cos(\omega_r + \omega_c)t],$$

где  $(\omega_r - \omega_c) = \omega_{\text{пп}}$  – промежуточная частота,

$(\omega_r + \omega_c) = \omega_{\text{зк}}$  – зеркальная частота.

В связи с тем, что составляющие тока с частотой гетеродина  $\omega_r$  взаимно компенсируются, амплитудные шумы гетеродина не попадают на выход смесителя.

#### 4.2.3. БАЛАНСНЫЕ СМЕСИТЕЛИ

Балансные смесители могут быть двухдиодными, двойными балансными, кольцевыми и двойными кольцевыми.

*Двухдиодные балансные смесители* (БС) чаще всего выполняются на 3-декибеловых мостах. Основным преимуществом БС является возможность фазового подавления амплитудных шумов гетеродина.

На рис. 4.19 упрощенно показаны конструкция и эквивалентная схема БС. Он состоит из двух смесительных секций с диодами  $VD1$  и  $VD2$ , к которым через щелевой мост  $ЩМ$  подводятся колебания сигнала  $P_c$  и гетеродина  $P_r$  на частотах  $\omega_c$  и  $\omega_r$  соответственно, причем  $\omega_c > \omega_r$ .

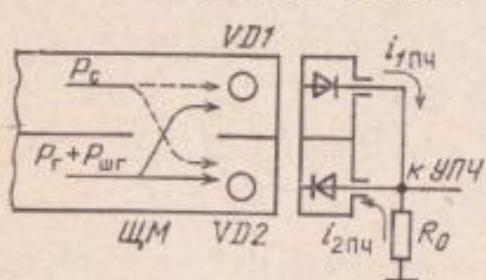


Рис. 4.19. Волноводный балансный смеситель на щелевом мосте

Если положить начальные фазы этих колебаний на входе  $ЩМ$  равными нулю, то согласно свойству  $ЩМ$  к диоду  $VD1$  приложены напряжения  $u_{1c} = U_c \times \cos \omega_c t$  и  $u_{1r} = U_r \cos(\omega_r t - \pi/2)$ , а к диоду  $VD2$  –  $u_{2c} = U_c \cos(\omega_c t - \pi/2)$  и  $u_{2r} =$

$= U_r \cos \omega_r t$ . Диоды включены встречно-параллельно, поэтому через нагрузку  $R_0$  течет разность токов  $i_{\text{ПЧ}}$  частоты  $\omega_{\text{ПЧ}} = \omega_c - \omega_r$ . При полной симметрии схемы результирующий ток  $i_{\text{ПЧ}} = i_{0\text{ПЧ}} - i_{2\text{ЧП}} = I_{\text{ПЧ}} \{ \cos [\omega_c t - \pi/2] - \omega_r t \} - \cos [\omega_c t - (\omega_r t - \pi/2)] \} = 2I_{\text{ПЧ}} \sin (\omega_c - \omega_r) t$ , т. е. токи полезных сигналов складываются в нагрузке синфазно.

Представим АМ шумы гетеродина, действующие в полосе сигнала  $\omega_c$  и в полосе зеркального канала  $\omega_{\text{зк}}$ , как боковые полосы АМ колебаний с несущей  $\omega_r$  (см. рис. 1.6):

$$u_{\text{шгс}} = U_{\text{ш}} \cos [(\omega_r + \omega_{\text{ПЧ}}) t - \varphi_{\text{ш}}] \text{ и}$$

$$u_{\text{шзк}} = U_{\text{ш}} \cos [(\omega_r - \omega_{\text{ПЧ}}) t + \varphi_{\text{ш}}].$$

Прием шумов гетеродина в полосе сигнала дает шумовой ток:

$$\begin{aligned} i_{\text{шс}} &= i_{1\text{шс}} - i_{2\text{шс}} = I_{\text{шс}} \{ \cos [(\omega_r + \omega_{\text{ПЧ}}) t - \varphi_{\text{ш}} - \pi/2 - \\ &\quad - (\omega_r t - \pi/2)] - \cos [(\omega_r + \omega_{\text{ПЧ}}) t - \varphi_{\text{ш}} - \omega_r t] \} = \\ &= I_{\text{шс}} [\cos (\omega_{\text{ПЧ}} t - \varphi_{\text{ш}}) - \cos (\omega_{\text{ПЧ}} t - \varphi_{\text{ш}})] = 0. \end{aligned}$$

Следовательно, шумы гетеродина, принятые в полосе сигнала, взаимно компенсируются в нагрузке.

Аналогичными выкладками можно показать, что шумы гетеродина, принятые по зеркальному каналу, также вычитаются в нагрузке. В реальных БС вследствие неизбежного разбаланса схемы шумы гетеродина подавляются на 15...30 дБ. Теперь становится понятно, почему для БС диоды выпускаются подобранными в пары с близкими параметрами.

Во многих применениях смесителей требуется высокая развязка сигнального входа от гетеродинного. В БС с квадратурными мостами, схема которых подобна рис. 4.19, гетеродин и антenna подключены к развязанным плечам моста, но реально развязка оказывается низкой, не более 10 дБ, не только из-за разбаланса схемы, но также из-за того, что при неполном согласовании диодов с волноводом отраженные от них колебания гетеродина направляются на сигнальный вход. Лишенная этого недостатка схема показана на рис. 4.20, отличающаяся тем, что смесительные диоды подключены к квадратурному мосту со сдвигом на  $\Lambda/4 \approx \Lambda_c/4 \approx \Lambda_r/4$  [34].

Если учитывать лишь фазовые набеги в шлейфном мосту, то запаздывание отраженных от диода  $VD1$  колебаний гетеродина, прошедших по пути 2—3— $VD1$ —3—2, можно положить равным  $2\pi$ . Отраженные диодом  $VD2$  колебания, прошедшие путь 2—4— $\Lambda/4$ — $VD2$ — $\Lambda/4$ —4—2, также задержатся на  $2\pi$ . В результате отраженные колебания гетеродина

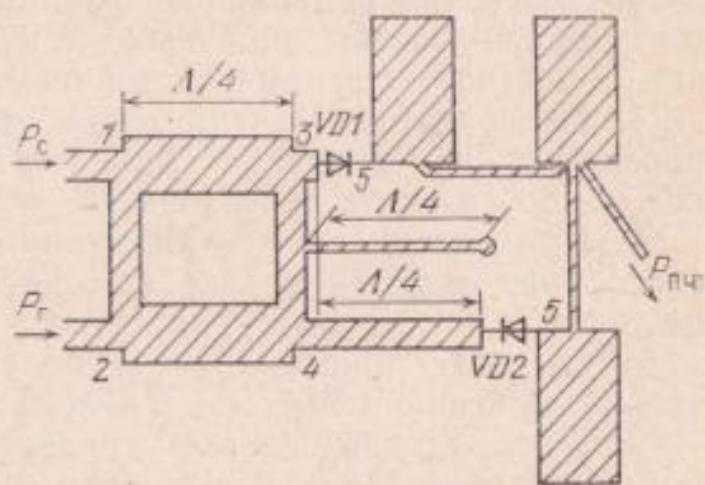


Рис. 4.20. Микрополосковый балансный смеситель с высокой развязкой цепей сигнала — гетеродин на квадратурном мосте

проходят на вход 2, а колебания сигнальной частоты — на вход 1, и развязка входных плеч приближается к значению, присущему идеально согласованному квадратурному мосту.

Пользуясь изложенной методикой, находим, что напряжение ПЧ в результате основного преобразования ( $\omega_{\text{ПЧ}}t - \Phi_{\text{ПЧ}} = (\omega_c t - \varphi_c) - (\omega_r t - \varphi_r)$ ) на диоде  $VD1$  имеет задержку по фазе  $\Phi_{1\text{ПЧ}} = (\varphi_c + \pi/2) - (\varphi_r + \pi) = \varphi_c - \varphi_r - \pi/2$ , на диоде  $VD2 - \Phi_{2\text{ПЧ}} = (\varphi_c + 3\pi/2) - (\varphi_r + \pi) = \varphi_c - \varphi_r + \pi/2$ . Для сложения этих противофазных колебаний на входах ФНЧ в точках 5 диоды включены встречно. При этом фазовая задержка колебаний ПЧ на выходе БС равна

$$\Phi_{\text{ПЧ}} = \varphi_c - \varphi_r - \pi/2. \quad (4.12)$$

Колебания ЗЧ, образующиеся путем преобразования ( $\omega_s t - \varphi_s = 2(\omega_r t - \varphi_r) - (\omega_c t - \varphi_c)$ ), на диоде  $VD1$  имеют задержку  $\varphi_{1s} = 2(\varphi_r + \pi) - (\varphi_c + 3\pi/2) = -2\varphi_r - \varphi_c + 3\pi/2$ , а на диоде  $VD2$  — задержку  $\varphi_{2s} = 2(\varphi_r + \pi) - (\varphi_c + 3\pi/2) = -2\varphi_r - \varphi_c + \pi/2$ . Отражаясь от ФНЧ в точках 5 с задержкой на  $\pi$ , колебания ЗЧ складываются на входе 1, имея одинаковую фазовую задержку

$$\varphi_s = 2\varphi_r - \varphi_c + 3\pi/2 + \pi + \pi/2 = 2\varphi_r - \varphi_c + \pi. \quad (4.13)$$

Это учитывают при использовании энергии колебаний ЗЧ в двойных БС.

Принятые из эфира по зеркальному каналу помехи на частоте  $\omega_{\text{зк}}$  путем преобразования ( $\omega_{\text{ПЧ}}t - \Phi_{\text{ПЧ}})_m = (\omega_r t - \varphi_r) - (\omega_{\text{зк}} t - \varphi_{\text{зк}})$  на ПЧ имеют фазовую задержку

$$\Phi_{\text{ПЧ зк}} = \Phi_{\text{ПЧ зк1}} = (\varphi_r + \pi) - (\varphi_{\text{зк}} + \pi/2) = \varphi_r - \varphi_{\text{зк}} + \pi/2. \quad (4.14)$$

Это выражение будет использовано при рассмотрении фазового подавления приема по зеркальному каналу в двойных БС.

Перечислим преимущества балансной схемы смесителя.

1. Благодаря фазовому подавлению шумов гетеродина коэффициент шума смесителя снижается на 2...5 дБ, а при большом уровне шумов гетеродина — на 5...10 дБ.

2. Вся мощность гетеродина поступает на диоды, поэтому можно использовать гетеродины меньшей мощности.

3. Благодаря подавлению в балансной схеме четных гармоник гетеродина уровень побочных продуктов преобразования меньше — повышаются помехоустойчивость и динамический диапазон.

4. Повышается электрическая прочность смесителя, так как просачивающаяся через устройство защиты приемника мощность помех поступает на два диода.

5. При выходе одного диода из строя схема остается работоспособной, однако уровень выходного сигнала падает примерно на 3 дБ, а коэффициент шума возрастает на 5...6 дБ.

6. Потери принимаемого сигнала в цепи гетеродина незначительны благодаря высокой (15...20 дБ) развязке мостовых схем.

Благодаря перечисленным преимуществам в современных приемных устройствах используются БС, как правило, в интегральном исполнении на арсенид-галлиевых ДБШ.

Нормированный коэффициент шума БС в диапазоне 5...10 ГГц равен 7...10 дБ,  $L_{\text{прб}} \approx 5 \dots 8$  дБ.

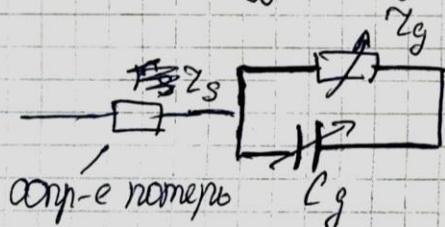
Основные характеристики антенны (6 методик)

### 1. Потери преобразования

$$L = 10 \lg \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вн}}}, \text{дБ}$$

или на выходе

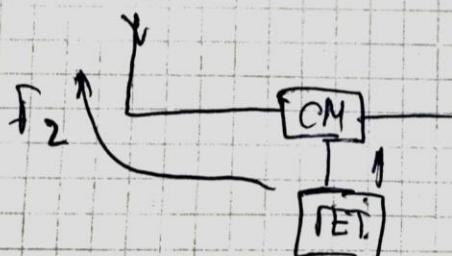
Откуда берутся потери?



### 2. Мощность генерации (эмиссионная)

Всем. макс. мВт

### 3. Развязка



генерации максимум при работе на землю, макс. мощность развязки антена-генератор

### 4. Динамич. диапазон (разница между макс и мин.)

1) потери преобразования (величина, обратная коэффициенту передачи)

$$L = 10 \lg P_C / P_{\text{ПЧ}}, \text{дБ},$$

где  $P_C$  и  $P_{\text{ПЧ}}$  – номинальные мощности входного СВЧ сигнала и преобразованного сигнала ПЧ. Потери преобразования показывают, во сколько раз уменьшается мощность сигнала после преобразования его в промежуточную частоту. У серийно выпускаемых промышленностью балансных смесителей  $L = 7-9$  дБ в сантиметровом диапазоне волн;

2) нормированный коэффициент шума

$$F_{\text{ш норм}} = L (n_{\text{ш}} + F_{\text{ш ПЧ}} - 1),$$

где  $n_{\text{ш}}$  – шумовое отношение,  $n_{\text{ш}} = P_{\text{ш выход}} / kT_0 P_{\text{ш УПЧ}}$ ,

$F_{\text{ш ПЧ}}$  – коэффициент шума УПЧ;

3) коэффициент стоячей волны входа  $K_{\text{ст}}$ ;

4) развязка между сигнальным и гетеродинным входами. Обычно составляет 20-30 дБ;

5) развязка между гетеродинным входом и выходом промежуточной частоты. Обычно равна 15-30 дБ;

6) мощность гетеродина. У серийно выпускаемых балансных смесителей 2-20 мВт;

7) спектр выходного сигнала;

8) динамический диапазон по уровню мощности входного сигнала.

## 11. Определение динамического диапазона смесителя.

Одно из основных требований к смесителям — отсутствие искажений в спектре колебаний ПЧ. Наименьшее количество нежелательных продуктов преобразования имеет смеситель на диоде с квадратичной ВАХ

$$i = a_2 u^2, \quad (4.20)$$

при которой  $i = a_2(u_c + u_r)^2 = 0,5a_2(U_c^2 + U_r^2) + 0,5a_2U_c^2\cos 2\omega_c t + 0,5a_2U_r^2\cos 2\omega_r t + a_2U_cU_r\cos(\omega_c + \omega_r)t + a_2U_cU_r\cos(\omega_c - \omega_r)t$ , т. е. имеются только постоянная составляющая, вторые гармоники сигнала и гетеродина, колебания суммарной частоты (выходные для МС) и разностной (ПЧ входных смесителей). Именно поэтому предпочтительны диоды с ВАХ, близкой к квадратичной, а на ДБШ с большим  $\varphi_k$  иногда подается прямое смещение для вывода рабочей точки на квадратичный участок ВАХ, при этом также уменьшается требуемая мощность гетеродина.

Амплитудные искажения АМ сигнала в спектре ПЧ возникают, в основном, за счет члена четвертого порядка ВАХ (4.11):

$$\Delta i_{\text{ПЧ}} = \frac{3}{2} a_4 U_c U_r (U_c^2 + U_r^2) \cos(\omega_c - \omega_r)t, \text{ т. е. } \Delta i_{\text{ПЧ}} \sim U_c^3;$$

если  $U_c^2 \ll U_r^2$ , то  $\Delta i_{\text{ПЧ}} \sim U_c$ , искажения отсутствуют.

При больших уровнях принимаемого полезного сигнала опасны комбинационные частоты вида

$$|\pm mf_c \pm nf_r| = f_{\text{пч}}, \quad (4.21)$$

поскольку их спектр на ПЧ отличается от спектра продуктов основного преобразования  $f_c - f_r = f_{\text{пч}}$  и от этих возникающих в смесителе помех невозможно избавиться фильтрацией. Для сравнения свойств различных схем смесителей в табл. 4.1 знаком + показано наличие комбинационных составляющих с наибольшей амплитудой ( $m, n = 1 \dots 6$ ). Как видно из таблицы, спектр НБС содержит все возможные комбинационные составляющие; в БС их в 2 раза меньше за счет подавления четных гармоник гетеродина; в ДБС и КС благодаря компенсации четных гармоник гетеродина и сигнала, их в 4 раза меньше. Поэтому, как правило, предпочтение отдается балансным схемам, подавляющим также АМ шумы гетеродина, и даже таким сложным в реализации, как ДБС и двойные КС, в которых осуществимо фазовое подавление приема по зеркальному каналу и возврат энергии колебаний ЗЧ, благодаря чему в них  $L_{\text{прб}} \approx 4 \dots 5$  дБ по сравнению с  $L_{\text{прб}} \approx 7 \dots 10$  дБ у НБС и БС.

Таблица 4.1. Наличие комбинационных частот в спектре входных и мощных смесителей

Гармоники сигнала $C$	Гармоники гетеродина $\Gamma$						Схема смесителя
	1	2	3	4	5	6	
1	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	+	-	+	-	+	-	ДБС, КС
2	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	-	-	-	-	-	-	ДБС, КС
3	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	+	-	+	-	+	-	ДБС, КС
4	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	-	-	-	-	-	-	ДБС, КС
5	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	+	-	+	-	+	-	ДБС, КС
6	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	-	-	-	-	-	-	ДБС, КС

Для определения номиналов комбинационных частот, совпадающих с ПЧ, удобны номограммы типа изображенной на рис. 4.30 для случая  $f_c \geq f_r$ . Жирная линия  $C-\Gamma$  показывает изменение нормированной ПЧ  $f_{\text{ПЧ}}/f_r = (f_c - f_r)/f_r$  в зависимости от нормированной частоты сигнала  $f_c/f_r = 1 \dots 2$ . Остальные линии отображают нормированные комбинационные частоты

$$\frac{|\pm mf_c \pm nf_r|}{f_r} = \frac{|\pm mC \pm n\Gamma|}{\Gamma},$$

обусловленные кубическим членом в степенном ряду ВАХ (4.11) и членами более высокого порядка. Для НБС необходимо учитывать все точки их пересечения с линией  $C-\Gamma$ , соответствующие пораженным комбинационными помехами частотам сигнала: в пределах данной номограммы имеется 9 пораженных частот. Из них наибольшую амплитуду имеет помеха на частоте  $f_c/f_r = 1,5$  вида  $2\Gamma-C$  (т. е.  $2f_r - f_c = f$ ), обусловленная кубическим членом ВАХ. Обычно используется свободный от комбинационных частот начальный участок линии  $C-\Gamma$  с максимальным значением  $f_{\text{ПЧ}}/f_r \approx 0,15$ , что при 10%-ной полосе УПЧ соответствует нормированной мгновенной полосе небалансного смесителя  $\Delta f/f_c = 0,1(f_{\text{ПЧ}}/f_c)$  менее 1,5%, в то время, как, например, смеситель бортового ретранслятора должен иметь полосу около 5 ... 8%.

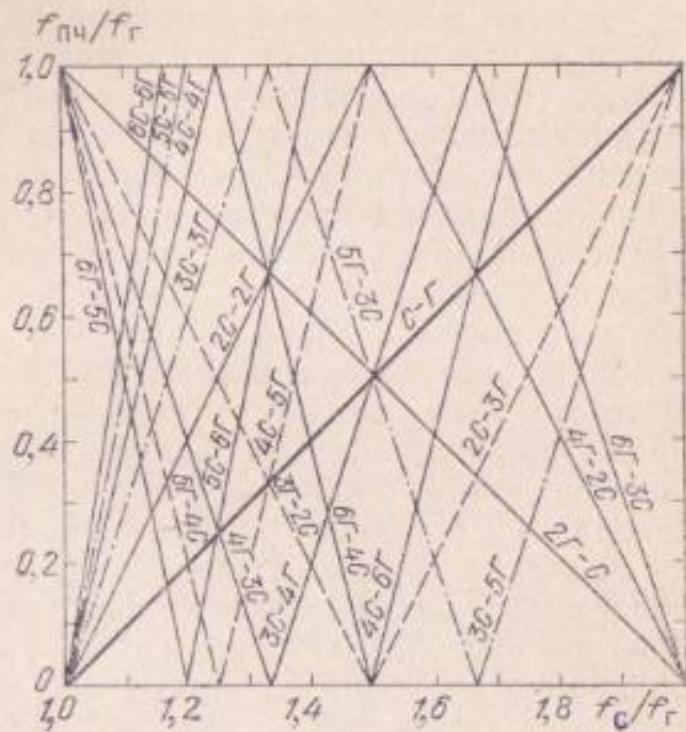


Рис. 4.30. Номограмма для определения комбинационных частот в смесителе

Рассмотрим теперь влияние помех большого уровня мощности, попадающих в смеситель приемного устройства на частотах, близких к полосе основного канала приема (см. рис. 1.6), вследствие недостаточной избирательности предшествующих каскадов — входного фильтра и МШУ приемника.

Во-первых, это помеха на частоте зеркального канала  $f_{зк} = f_r - f_{пч}$  (при  $f_c > f_r$ ), для борьбы с которой во входных цепях может быть включен настроенный на ЗЧ режекторный фильтр или применен ДБС либо двойной КС с фазовым подавлением помехи зеркального канала на ПЧ (см. п. 4.2.4); может быть использовано двойное преобразование частоты с высоким номиналом первой ПЧ.

Во-вторых, это так называемая полузеркальная помеха  $f_1 = f_r \pm 0.5f_{\text{пч}}$ , которая в результате преобразования  $|2f_1 - f_r| = |2f_r \pm f_{\text{пч}} - 2f_r| = f_{\text{пч}}$  попадает в тракт ПЧ. Полузеркальная помеха вида  $f_1 = f_r + 0.5f_{\text{пч}}$  более опасна, поскольку она расположена ближе к  $f_c$ :  $f_1 = f_c - 0.5f_{\text{пч}}$ . Ее влияние значительно, если номинал ПЧ меньше полосы пропускания неперестраиваемых входных устройств. В БС такая помеха подавляется на 15...20 дБ, в ДБС — на 30...40 дБ в зависимости от степени баланса схемы.

В-третьих, это двухчастотные интермодуляционные помехи (см. § 1.4), среди которых наибольшую амплитуду могут иметь помехи второго порядка вида  $f_1 - f_2 = f_{\text{НЧ}}$ ,  $f_1 + f_2 = f_{\text{ЭК}}$ ,  $f_1 + f_2 = f_c$  и третьего порядка  $2f_1 - f_2 = f_c$  (при  $f_2 > f_1 > f_c$ ) и  $2f_2 - f_1 = f_c$  (при

$f_c > f_1 > f_2$ ). Напомним, что порядок интермодуляционной помехи равен сумме порядков (номеров) взаимодействующих гармоник помех. Преобразованная на ПЧ интермодуляционная помеха  $2f_1 - f_2$  обусловлена четвертым членом ВАХ (4.11) и может быть записана так:  $U_{\text{ПЧ из}} = 2a_4 U_1^2 U_2 U_r \cos(2\omega_1 - \omega_2 - \omega_r)t$ . Ее амплитуда пропорциональна произведению  $U_1^2 U_2$ , т. е. является величиной третьего порядка; то же относится к мощности:  $P_{\text{ПЧ из}} \sim P_1^2 P_2$ . Поэтому зависимость мощности интермодуляционной помехи третьего порядка  $P_{\text{ПЧ из}} = \varphi(P_1 \cdot P_2)$  в логарифмическом масштабе отображается на графике прямой с наклоном  $\operatorname{tg} \alpha = 3$  (рис. 4.31). В то же время мощность полезного сигнала на ПЧ  $P_{\text{ПЧ}} = P_c L_{\text{пр}}$  прямо пропорциональна входной мощности сигнала  $P_c$  и отображается прямой с наклоном  $\operatorname{tg} \alpha = 1$ . При росте входных мощностей сигнала  $P_c$  и помех  $P_1, P_2$  указанные линии могут пересечься.

Значение  $P_c$ , при которой  $P_{\text{ПЧ}} = P_{\text{ПЧ из}}$  принимают за верхний предел  $P_{c,\text{в}}$  динамического диапазона смесителя — точка 1 для НБС на рис. 4.31 ( $P_{c,\text{в}} \approx 0$  дБм). Нижний предел динамического диапазона  $D = P_{c,\text{в}}/P_{c,\text{н}}$  зависит от уровня собственных шумов смесителя и составляет  $-(80 \dots 90)$  дБм. В БС мощность внешних помех, поступающих на диод, на 3 дБ меньше, чем в НБС, поэтому с учетом сложения колебаний ПЧ на выходе уровень  $P_{\text{ПЧ из}}$  ниже на  $3 \times 3 - 3 = 6$  дБ, в результате  $P_{c,\text{в}}$  (см. точку 2) больше примерно на 3 дБ. В четырехдиодных ДБС и КС, кроме отмеченного нелинейного механизма снижения уровня помехи на  $6 \times 3 - 6 = 12$  дБ по сравнению с НБС, подавляются четные гармоники помехи, поэтому уровень  $P_{\text{ПЧ из}}$  меньше на  $20 \dots 30$  дБ. В результате этого  $P_{c,\text{в}}$  возрастает на  $10 \dots 15$  дБ (точка пересечения 3). Динамический диапазон двойных КС и КС на восьми диодах

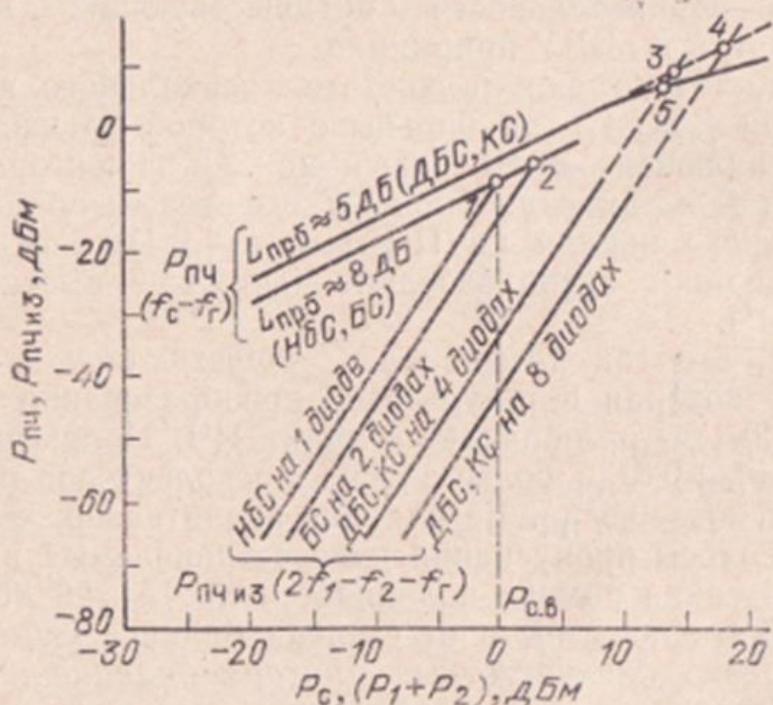
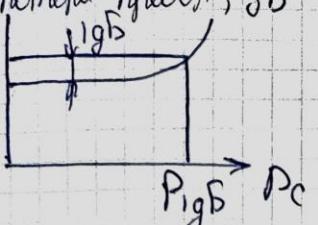


Рис. 4.31. К определению динамического диапазона смесителей

(включенных по два последовательно) еще больше (точка 4). Указанные значения верхнего предела динамического диапазона  $P_{c,v}$  являются ориентировочными, они зависят от схемы смесителя, формы ВАХ диода и его режима — уровня  $P_c$  и смещения. Заметим, что для ДБС и КС нельзя непосредственно по экспериментальным данным получить точки пересечения 3 или 4, так как при таких больших  $P_c$  начинает возрастать  $L_{\text{прб}}$ , поэтому  $P_{c,v}$  иногда оценивают по приращению  $L_{\text{прб}}$  на 1 дБ (точка 5).

#### 4. Динамич. диапазон (разница м/д и м/и)

1 способ: мощность  $10^6$  копиратора —  $P_{10^6} - \Delta P_{10^6}$   
 потери преобр., зб  
 $\downarrow 10^6$   
  
 $P_{10^6} \rightarrow P_c$

также мощ бх сиг., при пот.  
 потери сиг. ~~убыток~~ уб-ся на  
 $10^6$

2 принципиальный — точка IP3 (точка пересеч. 3-го порядка)  
 — продукт шестеродуплексии 3-го порядка

если  $f_1 = f_2$  }  $2f_1 - f_2 \approx f_c$ , то на выходе  
 $f_1, f_2$  — частоты 4-го порядка  
 $f_1 + f_2 - f_c \approx f_{\text{прб}} - \text{потеря, паразит.}$   
 $(2f_1 - f_2) - f_1 \approx f_{\text{прб}} - \text{потеря, паразит.}$   
 $- \text{коэф-т 4-го порядка}$  (если  $f_1 = f_2$ )  
 Дорогим блокированием приводит к паразитной

$$U_{\text{нап-к}} = U_1^2 \cdot U_2 \cdot U_{\text{сем}} \quad \text{если напряж. одинак.}$$

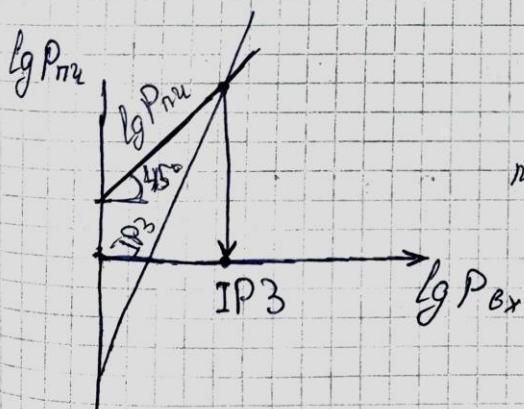
$$U_{\text{нап}} = U_c \cdot U_{\text{сем}}$$

$$\lg U_{\text{нап-к}} = 2 \lg U_1 + \lg U_2 + \lg U_{\text{сем}}$$

$$\lg U_{\text{нап}} = \lg U_c + \lg U_{\text{сем}}$$

$$\text{если } U_1 = U_2, \text{ то } U_{\text{нап}} = U_{\text{напряж.}}^3 \cdot U_{\text{сем}}$$

$$\lg U_{\text{нап}} = 3 \lg U_{\text{напряж.}} + \lg U_{\text{сем}}$$



$$2 \lg U_{\text{нап}} = 2 \lg U_c + \lg U_{\text{сем}}$$

$$\lg U_{\text{нап}} = 3 \lg U_{\text{напряж.}}$$

в 3 раза круче

сиг. расчет паразит. потерь и  
 максимальное напр., когда пересек и паразит задавят пауз.

m. IP3 - малая мощность 2-ух одинак. но ант.

если на баллоне симметрия, при кот. их продукт пред-  
3-го порядка станет равной мощн. наезда пропуск. за-  
мощн.

$$\text{IP2: } f_1 - f_2 \approx f_{\pi^4} \Rightarrow \text{равноса}$$

$$f_1 + f_2 = f_c$$

## 12. Смесители с подавлением приема по зеркальному каналу.

**Двойные балансные смесители** (ДБС) позволяют осуществить фазовое подавление приема по зеркальному каналу на частоте  $\omega_{зк}$  и восстановление энергии колебаний ЗЧ  $\omega_z$  на ПЧ без применения входного фильтра, что исключает вносимые им потери и обеспечивает более широкую полосу рабочих частот, чем в НБС.

Функциональная схема ДБС на МПЛ показана на рис. 4.21 [34]. На  $BC1$  и  $BC2$ , включающих по две смесительные секции и одному квадратурному мосту (рис. 4.20), со входа ДБС через тройник  $T$  сигнал подан синфазно, а колебания гетеродина — со взаимным сдвигом в  $90^\circ$  через квадратурный мост  $M1$ . Здесь полагаем, что соседние плечи квадратурного моста  $1-2$  и  $3-4$  взаимно-развязаны, передача между диагональными плечами  $1-3$  или  $2-4$  происходит без набега фазы, а в направлении  $1-4$  или  $2-3$  — с задержкой на  $\pi/2$ .

На выходах БС за счет основного преобразования  $(\omega_{ПЧ}t - \varphi_{ПЧ}) = (\omega_c t - \varphi_c) - (\omega_r t - \varphi_r)$  согласно (4.12) получаются ортогональные по фазе колебания ПЧ

$$\varphi_{1ПЧ} = \varphi_c - \varphi_r - \pi/2, \quad (4.15)$$

$$\text{и } \varphi_{2ПЧ} = \varphi_c - (\varphi_r + \pi/2) - \pi/2 = \varphi_c - \varphi_r - \pi. \quad (4.16)$$

Они поступают на квадратурный мост  $M2$  и складываются синфазно на его выходе 8. Шумы гетеродина подавляются в каждом БС так, как это показано в п. 4.2.3 для БС на ЩМ.

Фазовое подавление приема по зеркальному каналу осуществляется следующим образом: принятая помеха  $\omega_{зк}$  в результате преобразования  $(\omega_{ПЧ}t - \varphi_{ПЧ})_{зк} = (\omega_r t - \varphi_r) - (\omega_{зк}t - \varphi_{зк})$  на выходе  $BC1$  согласно (4.14) имеет начальную фазу  $\varphi_r - \varphi_{зк} + \pi/2$ , а на выходе  $BC2$  — начальную фазу  $\varphi_r - \varphi_{зк} + \pi$ , благодаря чему эти колебания ПЧ суммируются мостом  $M2$  на выходе 7, к которому подключена поглощающая согласованная нагрузка  $CH2$ .

Повышение эффективности ДБС за счет восстановления энергии колебаний ЗЧ  $\omega_z$  на ПЧ можно пояснить так. В результате взаимодействия второй гармоники гетеродина с сигналом  $2(\omega_r t - \varphi_r) - (\omega_c t - \varphi_c) = \omega_z t - \varphi_z$  в  $BC1$  и  $BC2$  образуются равной амплитуды противофазные колебания ЗЧ: их начальные фазы на входах  $BC1$  и  $BC2$  согласно (4.13)

$$\varphi_{1z} = 2\varphi_r - \varphi_c + \pi, \quad (4.17)$$

$$\varphi_{2z} = 2(\varphi_r + \pi/2) - \varphi_c + \pi = 2\varphi_r - \varphi_c. \quad (4.18)$$

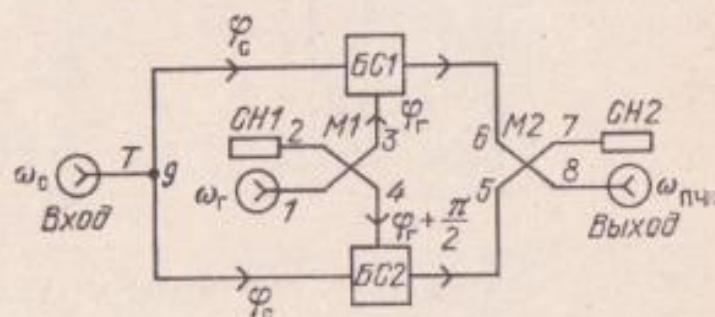
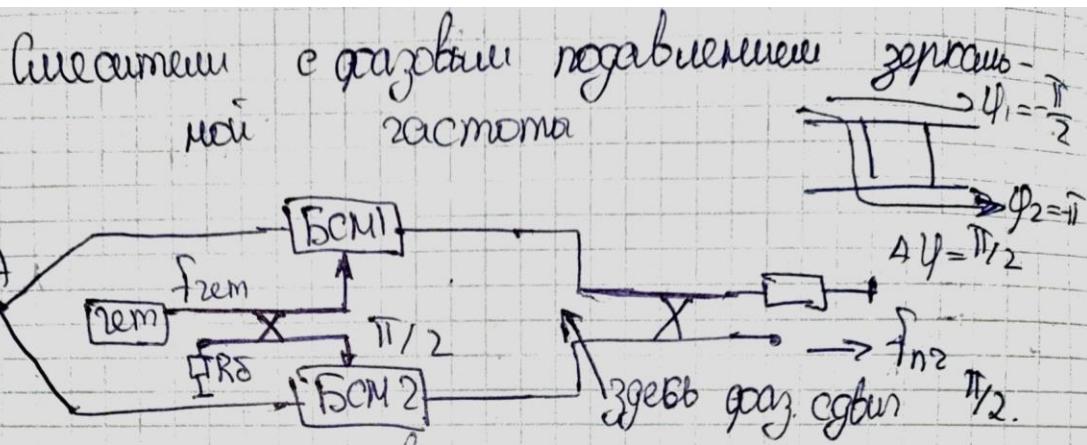


Рис. 4.21. Функциональная схема двойного балансного смесителя на квадратурных мостах с фазовым восстановлением энергии колебаний зеркальной частоты

Эти колебания распространяются в сторону входа ДБС навстречу друг другу и создают стоячую волну с узлом поля на сигнальном входе 9 синфазного делителя, равноудаленном от БС. Поэтому колебания ЗЧ не поступают в антенну, а проходят дальше на вход смежного смесителя, например от  $BC1$  к  $BC2$ , где происходит преобразование  $\omega_r - \omega_{13} = \omega_2 \text{ ПЧ}_z$ , которое должно дать колебания, синфазные с продуктом основного преобразования (4.16), для чего расстояние между входами  $BC1$  и  $BC2$  должно быть равно нечетному числу полуволн на частоте  $\omega_z$  (задержка на  $\pi$ ). С учетом этого сдвига, топологии одиночного БС (рис. 4.20) и начальной фазы колебаний ЗЧ (4.16) получаем на выходе  $BC2$   $(\omega_r t - \varphi_r - \pi/2 - \pi) - (\omega_{13} t - 2\varphi_r + \varphi_c - \pi - 3\pi/2) = \omega_2 \text{ ПЧ}_z t - \varphi_2 \text{ ПЧ}_z$ , где задержка  $\varphi_2 \text{ ПЧ}_z = \varphi_c - \varphi_r - \pi$  оказывается равной (4.16). Таким образом, преобразованные с ЗЧ колебания складываются с основными, в результате мощность ПЧ на выходе ДБС возрастает, а  $K_w$  уменьшается на 1...1,5 дБ [34].

Рассмотренный режим работы соответствует короткому замыканию (КЗ) диодов на ЗЧ, так как для обеспечения восстановления энергии зеркальных колебаний расстояние между диодами  $VD1$  и  $VD2$  (см. рис. 4.20)  $BC1$  и  $BC2$  выбрано равным  $\Lambda$ , а возникающие в БС колебания  $\omega_z$  противофазны (см. (4.17) и (4.18)).

Относительная полоса рабочих частот таких ДБС может составлять 20...30%, а при использовании мостов Ланге может достигать октавы. Заметим, что полоса рабочих частот смесителя  $\Delta f_{DdB} = \Delta f_m - 2f_{\text{ПЧ}} - 2\Delta f_{\text{ПЧ}}$  может быть заметно меньше рабочей полосы мостов  $\Delta f_m$ , поскольку значение  $f_{\text{ПЧ}}$  приемников СВЧ часто выбирается высокой, более 300...500 МГц, чтобы получить широкую мгновенную полосу сигнала  $\Delta f_{\text{ПЧ}}$ , которая, в свою очередь, ограничивается АЧХ мостовых схем сложения колебаний ПЧ на выходе смесителя.



cur. rem. подается со сдвигом

Все cur. gen. находят. Если подавим cur. 2 cur., то  
будут в множит.

Если принять  $f_2 = (\Delta f_{rem} - f)$ , то таки различия  
последовательно и выделим в другой ветви и продукт нахождения  
подавится самим.

$\Rightarrow$  2-й разл. частоты  $\pi/2$ . На выходе 2 НО сдвигаются по  
фазе на  $\pi/2$

• Продукты преодол. 3-й разл. сдвигаются по фазе на  $\pi$ , 때문.  
последн. в 2-й ветвь. ветвь

2-й разл. содержит: в m.к подавление образовавшейся  
3-й разл. (вспомнило каш-а)

Из-за сб-б вспомнило напр. ом-к разл.  
посл. ветвь....

## 13. Субгармонические смесители

Субгармонические смесители.

В радиоаппаратуре миллиметрового диапазона из-за специфики диапазона ряд узлов имеет высокую себестоимость. Прежде всего, это относится к генераторным устройствам, выступающим в роли гетеродинов приемопередатчиков.

Данную проблему эффективно решают путем использования в микроволновом приемопередатчике субгармонических смесителей (СГСм), для которых в качестве гетеродинов могут служить более дешевые и стабильные по частоте генераторы и синтезаторы сантиметрового диапазона волн.

Кроме того, СГСм также позволяют решать проблему просачивания мощности гетеродина в сигнальный тракт. Наведенные на вход приемника колебания гетеродина излучаются антенной и создают радиочастотные помехи. Возвращаясь в приемник, «паразитный» сигнал создает трудно устранимый фон переменного тока, исчезающий только при отключении антенны. Это повысит помехоустойчивость приемника.

Простейшим СГСм может быть обычный однодиодный преобразователь. Однако наличие большого количества слабо подавленных паразитных продуктов преобразования привело к его малому использованию для телекоммуникационных устройств. Потребность в однодиодном СГСм осталась лишь в устройствах коротковолновой части миллиметрового диапазона волн, где сложно реализовать более сложные схемы многодиодных преобразователей частоты.

Наибольшее распространение получили СГСм на антипараллельных диодах. Такие смесители вследствие отсутствия в них колебаний с частотой  $f_{\text{гет.}} \pm f_{\text{ПЧ}}$  позволяют реализовать потери преобразования, сравнимые с потерями при преобразовании на основной гармонике гетеродина, а также получить значительное подавление АМ-шума гетеродина.

Схема и принцип действия смесителя на антипараллельных диодах приведены на [рис..](#)

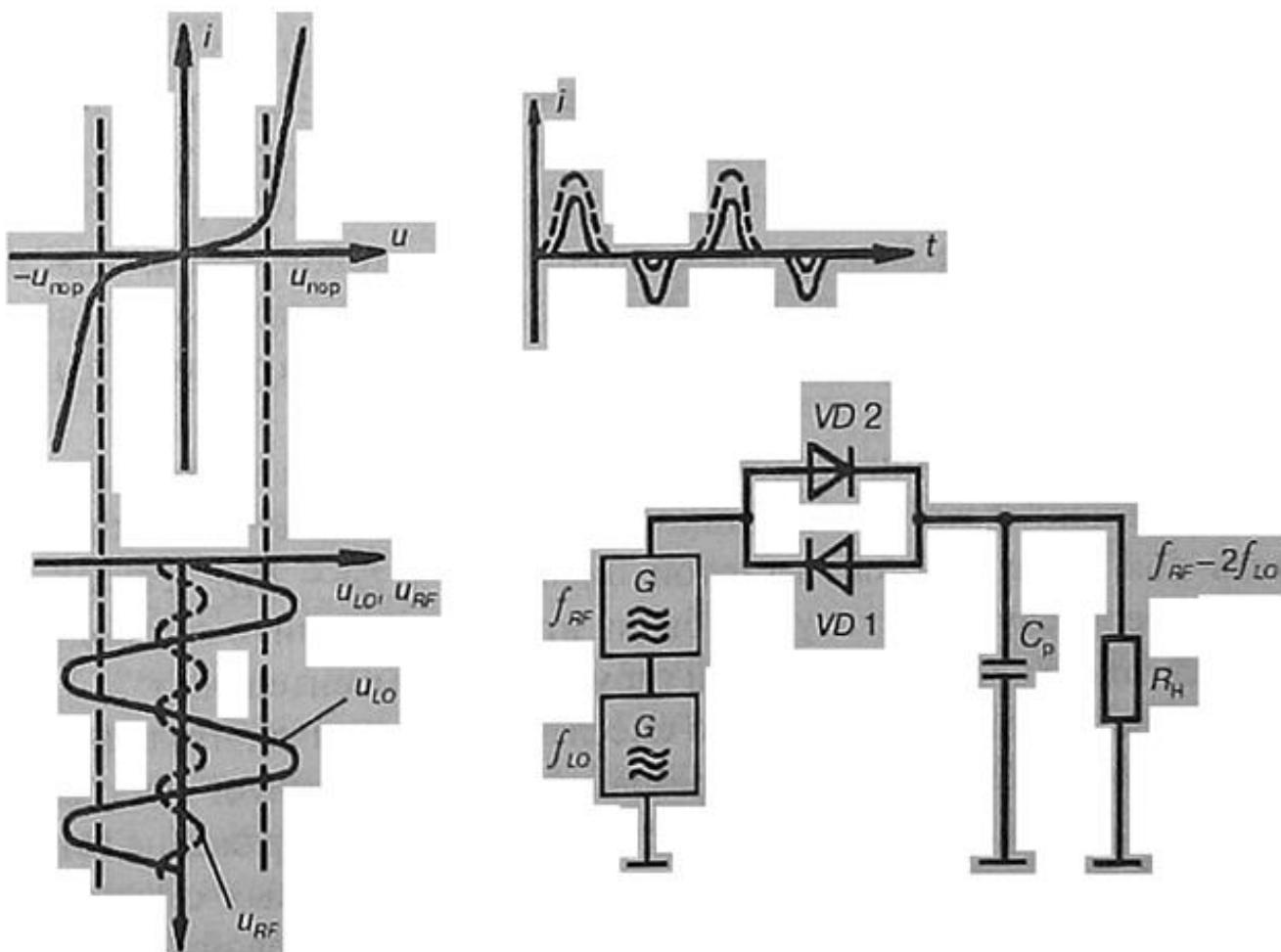


Рис. Схема и принцип действия субгармонического смесителя на антипараллельных диодах.

К антипараллельным диодам подводится одновременно напряжение сигнала и гетеродина. Частота гетеродина выбирается вдвое ниже частоты сигнала. В этих условиях один из диодов открывается на пиках положительных полуволн гетеродинного напряжения, а другой - на пиках отрицательных.

В результате сопротивление антипараллельно включенных диодов уменьшается дважды за период гетеродинного напряжения. Ток через диоды носит характер коротких разнополярных импульсов (сплошная линия на графике функции  $j(t)$ ). Среднее значение тока импульсов равно нулю, т. е. постоянная составляющая тока на выходе смесителя отсутствует.

При небольшом отличии частот  $f_c$  и  $2f_{\text{гет}}$ , в цепи диодов будет протекать ток с разностной частотой биений  $F = f_c - 2f_{\text{гет}}$ . Таким образом, смеситель преобразует частоту как бы на второй гармонике гетеродина, однако реальных токов с частотой второй гармоники в смесителе нет.

Главным достоинством описанного смесителя является то, что в нагрузке протекают лишь токи продуктов преобразования, но отсутствует постоянный ток, таким образом, смеситель не детектирует ни сигнал, ни напряжение гетеродина.

Коэффициент подавления АМ в балансных БС и кольцевых ДБС смесителях даже при самой тщательной балансировке обычно не превосходит 60...70 дБ. Для смесителя на антипараллельных диодах, не имеющего элементов балансировки, коэффициент подавления АМ достигает 70...80 дБ. Другое достоинство смесителя состоит в настройке гетеродина на вдвое более низкую частоту. Это улучшает стабильность частоты гетеродина и упрощает его выполнение, особенно в миллиметровом диапазоне. Кроме того, значительно уменьшаются паразитные наводки гетеродина на входные цепи УПЧ и смесителя. Излучение сигнала гетеродина в антенну получается на 30...60 дБ ниже, чем с обычными БС и ДБС.

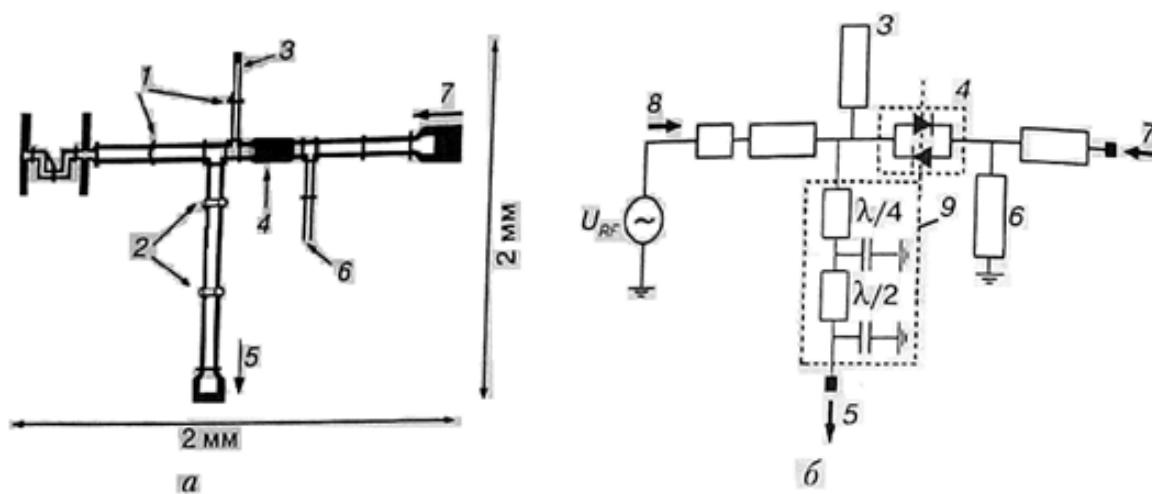
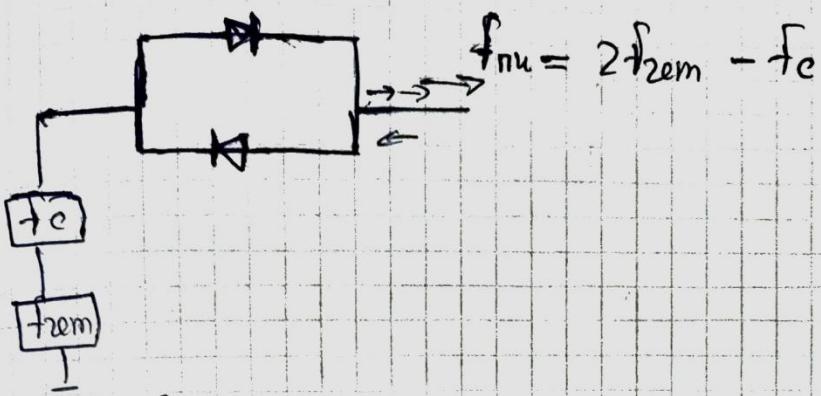


Рис. 4.87. Общий вид микросхемы (а) субгармонического смесителя на 150 ГГц и ее импедансная схема (б):

1 – «воздушные» мостики; 2 – емкости 0,2 пФ для закорачивания высокочастотного сигнала; 3 – шлейф ХХ ( $\lambda/4$ ) по гетеродину; 4 – диодный чип; 5 – выход ПЧ; 6 – шлейф КЗ ( $\lambda/2$ ) по сигналу; 7 – вход гетеродина; 8 – входной сигнал; 9 – дроссель по высокой частоте



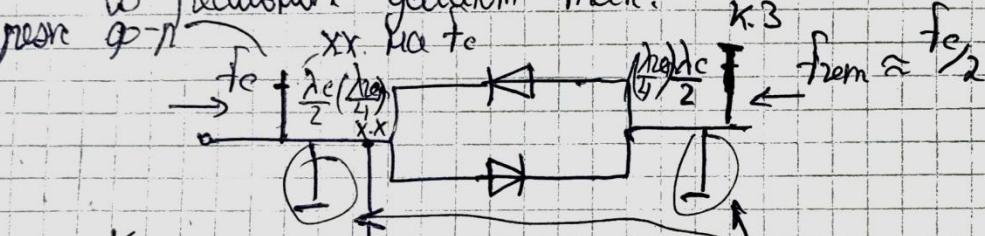
на бетон. грунг прис. наименее разбивае  
 $i_g = I_0 + \alpha_1 l g + \dots$

на земл. опоры — //

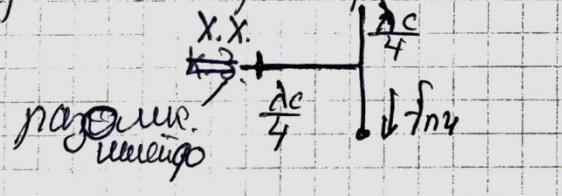
$$i_{g2} = I_0 - \alpha_1 l g + \beta l g^2$$

$\Rightarrow$  на балке имеем матко кривые гармоники

В реальном гидром мак:



таки гармоник: можно рассчитать вену сече. Даве  
 годавшем физмод



## 14. Помехи большого уровня в смесителях.

Одно из основных требований к смесителям — отсутствие искажений в спектре колебаний ПЧ. Наименьшее количество нежелательных продуктов преобразования имеет смеситель на диоде с квадратичной ВАХ

$$i = a_2 u^2, \quad (4.20)$$

при которой  $i = a_2(u_c + u_r)^2 = 0,5a_2(U_c^2 + U_r^2) + 0,5a_2U_c^2\cos 2\omega_c t + 0,5a_2U_r^2\cos 2\omega_r t + a_2U_cU_r\cos(\omega_c + \omega_r)t + a_2U_cU_r\cos(\omega_c - \omega_r)t$ , т. е. имеются только постоянная составляющая, вторые гармоники сигнала и гетеродина, колебания суммарной частоты (выходные для МС) и разностной (ПЧ входных смесителей). Именно поэтому предпочтительны диоды с ВАХ, близкой к квадратичной, а на ДБШ с большим  $\phi_k$  иногда подается прямое смещение для вывода рабочей точки на квадратичный участок ВАХ, при этом также уменьшается требуемая мощность гетеродина.

Амплитудные искажения АМ сигнала в спектре ПЧ возникают, в основном, за счет члена четвертого порядка ВАХ (4.11):

$$\Delta i_{\text{ПЧ}} = \frac{3}{2} a_4 U_c U_r (U_c^2 + U_r^2) \cos(\omega_c - \omega_r)t, \text{ т. е. } \Delta i_{\text{ПЧ}} \sim U_c^3;$$

если  $U_c^2 \ll U_r^2$ , то  $\Delta i_{\text{ПЧ}} \sim U_c$ , искажения отсутствуют.

При больших уровнях принимаемого полезного сигнала опасны комбинационные частоты вида

$$|\pm mf_c \pm nf_r| = f_{\text{ПЧ}}, \quad (4.21)$$

поскольку их спектр на ПЧ отличается от спектра продуктов основного преобразования  $f_c - f_r = f_{\text{ПЧ}}$  и от этих возникающих в смесителе помех невозможно избавиться фильтрацией. Для сравнения свойств различных схем смесителей в табл. 4.1 знаком + показано наличие комбинационных составляющих с наибольшей амплитудой ( $m, n = 1 \dots 6$ ). Как видно из таблицы, спектр НБС содержит все возможные комбинационные составляющие; в БС их в 2 раза меньше за счет подавления четных гармоник гетеродина; в ДБС и КС благодаря компенсации четных гармоник гетеродина и сигнала, их в 4 раза меньше. Поэтому, как правило, предпочтение отдается балансным схемам, подавляющим также АМ шумы гетеродина, и даже таким сложным в реализации, как ДБС и двойные КС, в которых осуществимо фазовое подавление приема по зеркальному каналу и возврат энергии колебаний ЗЧ, благодаря чему в них  $L_{\text{пр}} \approx 4 \dots 5$  дБ по сравнению с  $L_{\text{пр}} \approx 7 \dots 10$  дБ у НБС и БС.

Таблица 4.1. Наличие комбинационных частот в спектре входных и мощных смесителей

Гармоники сигнала $C$	Гармоники гетеродина $\Gamma$						Схема смесителя
	1	2	3	4	5	6	
1	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	+	-	+	-	+	-	ДБС, КС
2	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	-	-	-	-	-	-	ДБС, КС
3	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	+	-	+	-	+	-	ДБС, КС
4	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	-	-	-	-	-	-	ДБС, КС
5	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	+	-	+	-	+	-	ДБС, КС
6	+	+	+	+	+	+	НБС
	+	-	+	-	+	-	БС
	-	-	-	-	-	-	ДБС, КС

Для определения номиналов комбинационных частот, совпадающих с ПЧ, удобны номограммы типа изображенной на рис. 4.30 для случая  $f_c \geq f_r$ . Жирная линия  $C-\Gamma$  показывает изменение нормированной ПЧ  $f_{\text{ПЧ}}/f_r = (f_c - f_r)/f_r$  в зависимости от нормированной частоты сигнала  $f_c/f_r = 1 \dots 2$ . Остальные линии отображают нормированные комбинационные частоты

$$\frac{|\pm mf_c \pm nf_r|}{f_r} = \frac{|\pm mC \pm n\Gamma|}{\Gamma},$$

обусловленные кубическим членом в степенном ряду ВАХ (4.11) и членами более высокого порядка. Для НБС необходимо учитывать все точки их пересечения с линией  $C-\Gamma$ , соответствующие пораженным комбинационными помехами частотам сигнала: в пределах данной номограммы имеется 9 пораженных частот. Из них наибольшую амплитуду имеет помеха на частоте  $f_c/f_r = 1,5$  вида  $2\Gamma-C$  (т. е.  $2f_r - f_c = f$ ), обусловленная кубическим членом ВАХ. Обычно используется свободный от комбинационных частот начальный участок линии  $C-\Gamma$  с максимальным значением  $f_{\text{ПЧ}}/f_r \approx 0,15$ , что при 10%-ной полосе УПЧ соответствует нормированной мгновенной полосе небалансного смесителя  $\Delta f/f_c = 0,1(f_{\text{ПЧ}}/f_c)$  менее 1,5%, в то время, как, например, смеситель бортового ретранслятора должен иметь полосу около 5 ... 8%.

Комбинационные частоты БС показаны на номограмме штриховыми и штрихпунктирными линиями, они совпадают с ПЧ лишь в четырех точках:  $f_c/f_r = 1,2; 1,33; 1,5$  и  $2$ . Из них наибольшую амплитуду имеет помеха на частоте  $f_c/f_r = 1,33$  вида  $3f_r - 2f_c = 3f_r - 2f_c$ , обусловленная членом ВАХ (4.11) пятого порядка. В ДБС и КС (см. штрихпунктирные линии) имеются всего две пораженные помехой частоты сигнала:  $f_c/f_r = 1,5$  (комбинация  $5f_r - 3f_c = 5f_r - 3f_c$ ) и  $2$  (комбинация  $3f_r - 5f_c = 3f_r - 5f_c$ ), обусловленные членом ВАХ (4.11) восьмого порядка, а потому малой интенсивности; широкополосность таких смесителей ограничена лишь мостовыми схемами, главным образом в цепях суммирования колебаний ПЧ, и может достигать октавы и более.

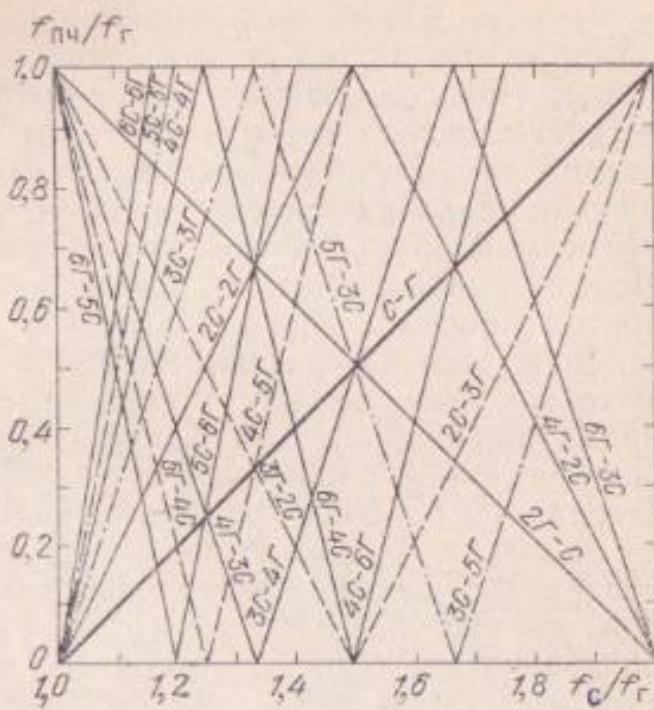


Рис. 4.30. Номограмма для определения комбинационных частот в смесителе

Рассмотрим теперь влияние помех большого уровня мощности, попадающих в смеситель приемного устройства на частотах, близких к полосе основного канала приема (см. рис. 1.6), вследствие недостаточной избирательности предшествующих каскадов — входного фильтра и МШУ приемника.

Во-первых, это помеха на частоте зеркального канала  $f_{зк} = f_r - f_{пч}$  (при  $f_c > f_r$ ), для борьбы с которой во входных цепях может быть включен настроенный на ЗЧ режекторный фильтр или применен ДБС либо двойной КС с фазовым подавлением помехи зеркального канала на ПЧ (см. п. 4.2.4); может быть использовано двойное преобразование частоты с высоким номиналом первой ПЧ.

Во-вторых, это так называемая полузеркальная помеха  $f_1 = f_r \pm 0,5f_{пч}$ , которая в результате преобразования  $|2f_1 - f_r| = |2f_r \pm f_{пч} - 2f_r| = f_{пч}$  попадает в тракт ПЧ. Полузеркальная помеха вида  $f_1 = f_r + 0,5f_{пч}$  более опасна, поскольку она расположена ближе к  $f_c$ :  $f_1 = f_c - 0,5f_{пч}$ . Ее влияние значительно, если номинал ПЧ меньше полосы пропускания неперестраиваемых входных устройств. В БС такая помеха подавляется на 15...20 дБ, в ДБС — на 30...40 дБ в зависимости от степени баланса схемы.

В-третьих, это двухчастотные интермодуляционные помехи (см. § 1.4), среди которых наибольшую амплитуду могут иметь помехи второго порядка вида  $f_1 - f_2 = f_{пч}$ ,  $f_1 + f_2 = f_{зк}$ ,  $f_1 + f_2 = f_c$  и третьего порядка  $2f_1 - f_2 = f_c$  (при  $f_2 > f_1 > f_c$ ) и  $2f_2 - f_1 = f_c$  (при

$f_c > f_1 > f_2$ ). Напомним, что порядок интермодуляционной помехи равен сумме порядков (номеров) взаимодействующих гармоник помех. Преобразованная на ПЧ интермодуляционная помеха  $2f_1 - f_2$  обусловлена четвертым членом ВАХ (4.11) и может быть записана так:  $U_{\text{ПЧ из}} = 2a_4 U_1^2 U_2 U_r \cos(2\omega_1 - \omega_2 - \omega_r)t$ . Ее амплитуда пропорциональна произведению  $U_1^2 U_2$ , т. е. является величиной третьего порядка; то же относится к мощности:  $P_{\text{ПЧ из}} \sim P_1^2 P_2$ . Поэтому зависимость мощности интермодуляционной помехи третьего порядка  $P_{\text{ПЧ из}} = \varphi(P_1 \cdot P_2)$  в логарифмическом масштабе отображается на графике прямой с наклоном  $\operatorname{tg} \alpha = 3$  (рис. 4.31). В то же время мощность полезного сигнала на ПЧ  $P_{\text{ПЧ}} = P_c L_{\text{пр}}$  прямо пропорциональна входной мощности сигнала  $P_c$  и отображается прямой с наклоном  $\operatorname{tg} \alpha = 1$ . При росте входных мощностей сигнала  $P_c$  и помех  $P_1, P_2$  указанные линии могут пересечься.

Значение  $P_c$ , при которой  $P_{\text{ПЧ}} = P_{\text{ПЧ из}}$  принимают за верхний предел  $P_{c,\text{в}}$  динамического диапазона смесителя — точка 1 для НБС на рис. 4.31 ( $P_{c,\text{в}} \approx 0$  дБм). Нижний предел динамического диапазона  $D = P_{c,\text{в}}/P_{c,\text{н}}$  зависит от уровня собственных шумов смесителя и составляет  $-(80 \dots 90)$  дБм. В БС мощность внешних помех, поступающих на диод, на 3 дБ меньше, чем в НБС, поэтому с учетом сложения колебаний ПЧ на выходе уровень  $P_{\text{ПЧ из}}$  ниже на  $3 \times 3 - 3 = 6$  дБ, в результате  $P_{c,\text{в}}$  (см. точку 2) больше примерно на 3 дБ. В четырехдиодных ДБС и КС, кроме отмеченного нелинейного механизма снижения уровня помехи на  $6 \times 3 - 6 = 12$  дБ по сравнению с НБС, подавляются четные гармоники помехи, поэтому уровень  $P_{\text{ПЧ из}}$  меньше на  $20 \dots 30$  дБ. В результате этого  $P_{c,\text{в}}$  возрастает на  $10 \dots 15$  дБ (точка пересечения 3). Динамический диапазон двойных КС и КС на восьми диодах

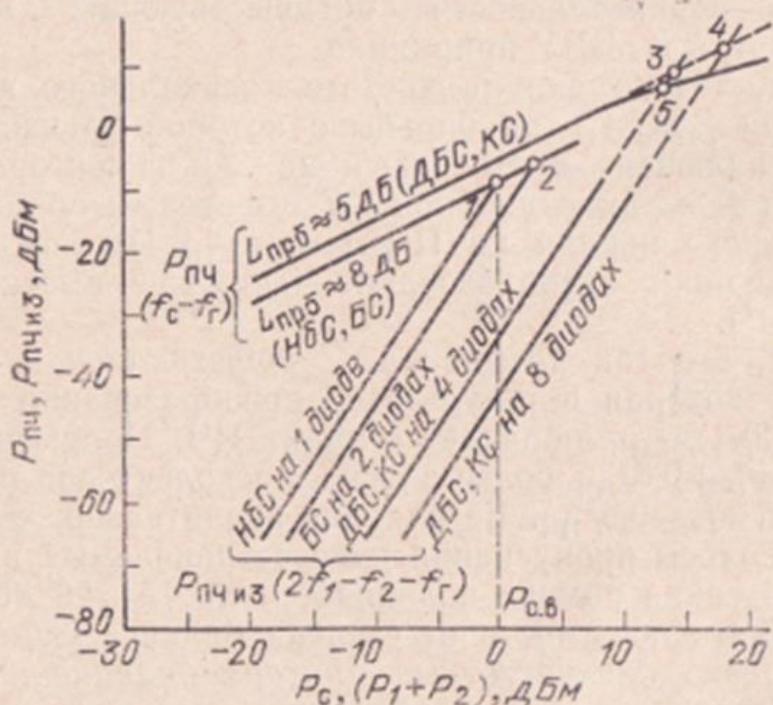
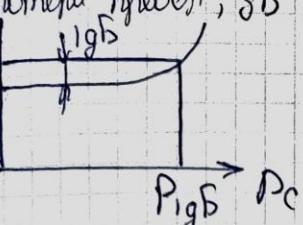


Рис. 4.31. К определению динамического диапазона смесителей

(включенных по два последовательно) еще больше (точка 4). Указанные значения верхнего предела динамического диапазона  $P_{c.v}$  являются ориентировочными, они зависят от схемы смесителя, формы ВАХ диода и его режима — уровня  $P_c$  и смещения. Заметим, что для ДБС и КС нельзя непосредственно по экспериментальным данным получить точки пересечения 3 или 4, так как при таких больших  $P_c$  начинает возрастать  $L_{\text{прб}}$ , поэтому  $P_{c.v}$  иногда оценивают по приращению  $L_{\text{прб}}$  на 1 дБ (точка 5).

#### 4. Динамич. диапазон (разница $\mu/\delta$ и $\mu/m$ )

1 способ: мощность  $10\delta$  компрессии —  $P_{10\delta} - \mu/\delta$   
 потери преобр.,  $\delta B$       также мощ бх сим., при  $\mu/m$ .  
  
 $P_{10\delta}$

2 принцип: —мощка IP3 (мощка пересеч. 3-го порядка) — продукт штатномодуляции 3-го порядка

если  $f_1, f_2$  — син. частоты 4-го порядка  
 $f_m$  — на выходе  
 $f_m = \frac{2f_1 - f_2}{2f_2 - f_1} \approx f_c$ , то на выходе  
 $(2f_1 - f_2) - f_2 \approx f_{\text{пп}} - \text{помеха, паразит.}$   
 — помб-я 4-го порядка (вышины 4-го порядка)

Задаем блокированием приемника помехой

$$U_{\text{нап-ка}} = U_1^2 \cdot U_2 \cdot U_{\text{рем}} \quad \text{если } \log \lg, \text{ то}$$

анал. напорит. соотн.

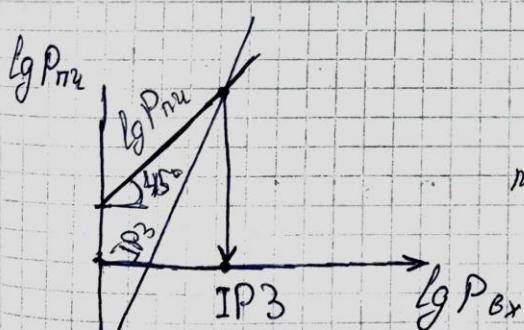
$$U_{\text{пп}} = U_c \cdot U_{\text{рем}} \quad \lg U_{\text{нап-ка}} = 2 \lg U_1 + \lg_2 + \lg U_{\text{рем}}$$

пауз. засм.

$$\lg U_{\text{пп}} = \lg U_c + \lg U_{\text{рем}}$$

$$\text{если } U_1 = U_2, \text{ то } U_{\text{нап}} = \underbrace{U_{\text{помехи}} \cdot U_{\text{рем}}}_3$$

$$\lg U_{\text{нап}} = 3 \lg U_{\text{помехи}} + \lg U_{\text{рем}}$$



$$2 \lg U_{\text{пп}} = 2 \lg U_c + \lg U_{\text{рем}}$$

помехой.

$$\lg U_{\text{нап}} = 3 \lg U_{\text{пп}}$$

в 3 раза круче

сиг. пасмом магн-е помехи и  
 местную мощн., когда пересек и помеха задавят магн.

m. IP3 - малая мощность 2-ух одинак. но ант.

если на баллоне симметрия, при ком. их продукт пред-  
з-го нор. стакан равных мощн. наезда пропорциональ-

мощн.

$$\text{IP2: } f_1 - f_2 \approx f_{\text{пн}} \Rightarrow \text{равеса}$$

$$f_1 + f_2 = f_c$$

## 15. Умножители частоты. Типы, характеристики

### 7.7.2. УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ НА ДИОДАХ С НЕЛИНЕЙНЫМ АКТИВНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

При подаче переменного напряжения на точечный диод, например детекторный или смесительный, вольт-амперная характеристика которого может быть аппроксимирована ломаной линией, во внешней цепи диода вследствие отсечки возникают импульсы тока косинусоидальной формы (рис. 7.15) с богатым спектром. Гармонический анализ этих импульсов показывает, что амплитуда  $n$ -й гармоники будет максимальна при угле отсечки  $\theta \approx 120^\circ/n$ . При больших кратностях умножения  $n$  получению оптимальных углов отсечки препятствуют

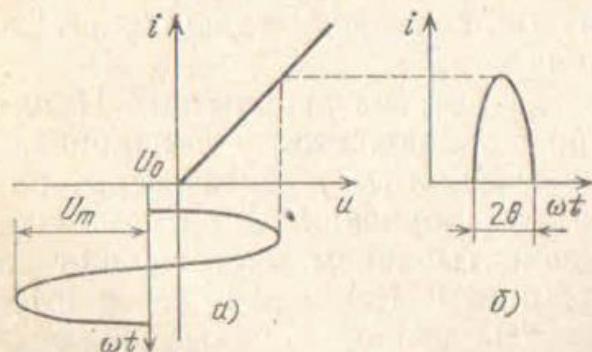


Рис. 7.15. Графики, поясняющие работу умножителей с отсечкой тока

200

пробой диода при больших значениях амплитуды колебаний и напряжений смещения, необходимых для получения малых углов отсечки.

Достоинства такого умножителя — простота конструкции, возможность работы без источника смещения и получения гармоник высоких порядков, вплоть до миллиметрового диапазона. Недостатки — малые выходная мощность (доли милливатта) и КПД.

Теоретически доказано, что вследствие потерь, обусловленных протеканием тока через активное сопротивление диода  $r_s + r$ , достигающее десятков ом, КПД резистивного умножителя не может превысить величину  $1/n^2$ , т. е.  $\eta = P_n/P_1 \leq 1/n^2$ . Практически реализуемые КПД оказываются еще меньше. Ориентировочно реальные потери умножителя в дБ, оцениваются с помощью выражения  $L = 10 \lg P_1/P_n \approx 6n$ .

Конструктивно резистивные умножители частоты сходны с детекторными головками (рис. 4.2—4.4), у которых удалена емкость, закорачивающая высокочастотные составляющие тока, и добавлены входной и выходной фильтры.

### 7.7.3. ВАРАКТОРНЫЕ УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

Умножение частоты с помощью варактора осуществляется за счет искажения формы тока (напряжения) нелинейной емкостью запертого  $p-n$  перехода при подаче на него гармонического напряжения (тока) и выделения требуемой гармоники резонансной системой. Возможность такого умножения вытекает, например, из известного выражения  $i = dq/dt = d[C(u)u]/dt$ , поскольку эта производная при нелинейном характере  $C(u)$  (см. рис. 3.3) уже не будет гармонической, в спектре тока появляются высшие гармоники — см. (6.12).

Наличие потерь в реальном диоде (сопротивление  $r_s$ ) и не-полное согласование со входной и выходной цепями приводит к снижению КПД. Обычно варакторы в умножителях частоты работают в режиме частичного отпирания. Инжекция неосновных носителей в  $p-n$  переход и их рассасывание в отрицательный полупериод соответствуют появлению диффузационной емкости, значение и степень нелинейности которой значительно больше, чем барьерной. Это обеспечивает высокий КПД умножения в дециметровом и сантиметровом диапазонах: для удвоителей частоты до 60 ... 80%, утроителей до 50 ... 60%, четверителей до 30 ... 40%.

С ростом частоты эффективность умножителей падает: КПД при удвоении частот 40 ... 50 ГГц не превышает 20%, а при их утроении менее 10%. Для увеличения выходной мощности в этом случае используются усилители на диодах Ганна или ЛПД.

Различают две схемы варакторных умножителей частоты: параллельную и последовательную (рис. 7.16), контуры  $L_1C_1$  и  $L_nC_n$  которых настроены соответственно на первую и  $n$ -ю гармоники.

В параллельной схеме умножителя синусоидальный ток, протекая через нелинейную емкость, создает на ней несинусоидальное напряжение. Контур  $L_nC_n$  имеет малое сопротивление для тока  $n$ -й гармоники, поэтому напряжение частоты  $n\omega_1$  выделяется на сопротивлении нагрузки. Достоинством параллельной схемы является сравнительно простая возможность компенсации вредного влияния индуктивности вводов. Соединяя анод диода непосредственно с корпусом, можно также улучшить тейлоотвод, что позволяет работать при более высокой входной мощности и получать большую выходную. При этом возрастает КПД, так как нелинейная характеристика емкости используется полностью и, кроме того, в параллельной схеме через сопротивление  $r_s$  диода протекают токи значительной амплитуды только двух частот  $\omega_1$  и  $n\omega_1$ .

В последовательной схеме синусоидальное напряжение входного контура, приложенное к нелинейной емкости, вызывает протекание через нее несинусоидального тока. За счет этого тока на

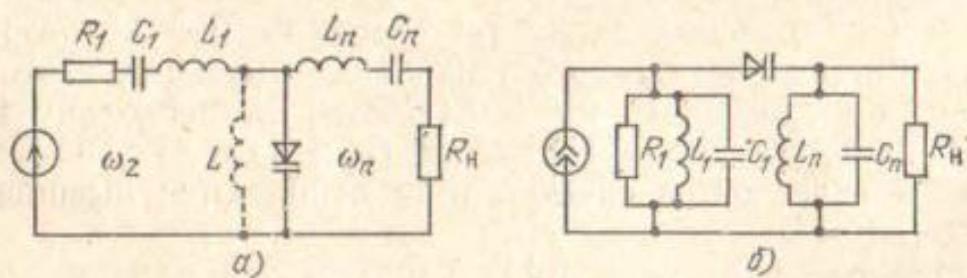


Рис. 7.16. Эквивалентные схемы параметрических умножителей частоты:  
а — параллельная; б — последовательная

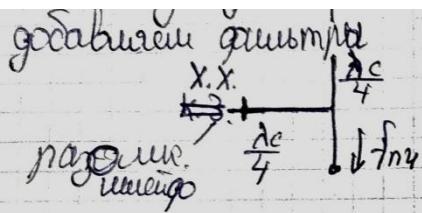
контуре  $L_nC_n$  и на нагрузке  $R_n$  создается падение напряжения частоты  $n\bar{f}_1$ . Эффективность такого умножителя ниже из-за худшего охлаждения диода (его нельзя заземлить) и больших потерь мощности в сопротивлении  $r_s$ , так как через диод протекают токи всех гармоник.

Если в умножителе на рис. 7.16,а использован диод с резким  $p-n$  переходом, то получить умножение больше чем на два практически невозможно, поскольку вольт-кулоновская характеристика емкости диода представляет собой параболу второго порядка. Для получения  $n$ -й гармоники третьего порядка и выше параллельно диоду с резким  $p-n$  переходом включают холостые последовательные контуры (или только индуктивность  $L$ , как показано штриховой линией на рисунке), которые обеспечивают прохождение через диод токов ( $n-1$ )-й и других низших гармоник. КПД умножителя заметно возрастает, что можно объяснить получением, например, третьей гармоники не только непосредственным умножением, но и смешением первой и второй гармоник на нелинейной емкости. Однако подключение холостых контуров уменьшает широкополосность умножителя частоты.

Полоса пропускания варакторного умножителя составляет несколько процентов от рабочей частоты (даже удвоителя). Умножитель с холостыми контурами имеет полосу менее 1%.

Имеются сведения о работе варакторных умножителей в диапазоне миллиметровых — субмиллиметровых волн [62]. При входной мощности  $P_1=30$  мВт утроитель отдавал более милливатта в диапазоне  $f_3=200 \dots 280$  ГГц. Другой утроитель на частотах  $f_3=260 \dots 340$  ГГц отдавал до милливатта при той же входной мощности.

Недостатком варакторных умножителей является возможность параметрической генерации паразитных колебаний на частотах, близких к выходной, а также резкая зависимость КПД от входной мощности. Последнее объясняется зависимостью среднего значения нелинейной емкости от переменного напряжения на ней, что приводит к расстройке контуров, настроенных при определенном уровне мощности. Для повышения стабильности работы умножителей используют автосмещение, производят тщательное согласование каскадов, включают между ними фильтры, вентили или циркуляторы.



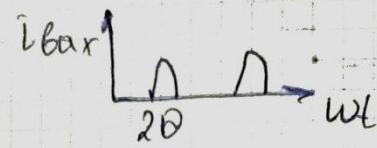
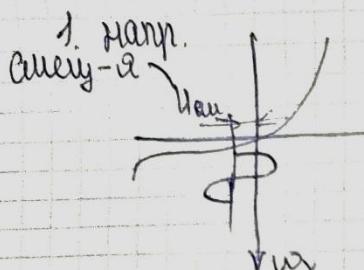
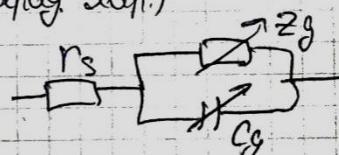
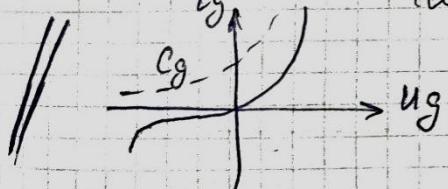
Они скр-тые ум:

- 1) косо. умножение
- 2) выс. мощность
- 3)  $KPD = \frac{P_n}{P_{BX}}$

### Умножители

Этическое значение:

- 1) Нелинейность ВАХ — нелинейные умножители
- 2) Линейность ВФХ — линейные умножители  
(баланс-фазы скр.)



Если отнести диаграмму, в этом мы  
бр. промежутоков тоже

Если  $n$ -к-т умнож., то  $\theta = \frac{120^\circ}{n}$

Логар.: • миним. KPD  $\approx \frac{1}{n^2}$

• при большем  $n$  можно пропустить предыдущий  
м-к. из-за напр-е изменения

Обычно  $n \approx 2-3$  в данном случае умн.

2. Умн. определительное

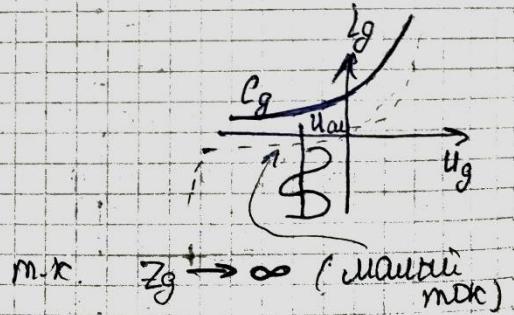
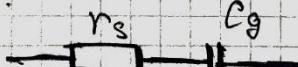
В затис-тии от мощности этого умнож. Зависит

- недородженный

- перевозб-ий

- накопление заряда

Экв. схема:



Обычно KPD до 100%

## § 8.5. ФЕРРИТОВЫЕ НЕВЗАИМНЫЕ ОСЛАБИТЕЛИ (ВЕНТИЛИ)

Большой интерес с физической и практической точек зрения представляют ослабители, в которых используются ферриты — материалы, обладающие магнитной анизотропией.

Ферриты представляют собой сложные твердые растворы с кристаллической структурой, получаемые спеканием окиси железа с окислами никеля, цинка, магния, марганца, хрома, меди и др. Химический состав ферритов может быть описан формулой  $M^{+2}O \cdot Fe_2O_3$ , где  $M^{+2}$  — соответствующий металлический двухвалентный ион. Обычно в ферритах используются парные или тройные сочетания металлов, например, никель и цинк или марганец, магний и никель.

По внешним признакам ферриты имеют сходство с керамикой и обладают большой твердостью. Удельное сопротивление ферритов очень велико\* и доходит до  $10^7$ — $10^8$  ом·м при довольно высокой относительной диэлектрической проницаемости — порядка 10—15. Большинство ферритов являются магнитомягкими материалами. Начальная магнитная проницаемость СВЧ ферритов в слабых низкочастотных полях составляет приблизительно от 10 до 100. На сверхвысоких частотах при отсутствии постоянного магнитного поля начальная проницаемость лишь незначительно отличается от единицы.

Ценным свойством ферритов является весьма малая величина диэлектрических СВЧ потерь ( $\operatorname{tg}\delta \approx 10^{-4}$ ). Таким образом, ферриты являются хорошими диэлектриками, но, как будет показано дальше, обладают вместе с тем важными ферромагнитными свойствами.

Анизотропные свойства ферритов проявляются при наложении постоянного магнитного поля. Волновод или другая передающая линия, содержащая феррит, обладает несколькими замечательными особенностями, в том числе:

- необратимыми или невзаимными (не подчиняющимися принципу взаимности) резонансными потерями;
- невзаимным вращением плоскости поляризации волны;
- невзаимным фазовым сдвигом;
- невзаимным изменением (смещением) структуры поля.

Долгое время считалось, что все пассивные электрические цепи безоговорочно следуют принципу взаимности. С появлением ферритов в конце 40-х годов был открыт большой класс устройств, не удовлетворяющих этому условию. Рассмотрим некоторые физические и технические вопросы, связанные с применением ферритов в ослабителях СВЧ диапазона.

## *a. Ферромагнитный резонанс*

Поведение ферритов на сверхвысоких частотах в присутствии внешнего постоянного во времени магнитного поля может быть рассмотрено с учетом спина и собственного магнитного момента электрона. При наложении внешнего магнитного поля, не совпадающего с направлением магнитного момента электрона, последний совершает свободную процессию подобно гироскопу с угловой частотой  $\omega_0$ , описываемой в системе единиц СИ уравнением

$$\omega_0 = g \frac{e\mu_0 H_0}{2m}. \quad (8.5)$$

Здесь  $H_0$  — напряженность действующего постоянного магнитного поля\*;  $g$  — фактор спектроскопического расщепления (коэффициент Ланде), равный 2 для электронного спина.

Если выразить частоту  $v_0 = \omega_0/2\pi$  в мегагерцах и напряженность магнитного поля  $H_0$  в эрстедах, то после подстановки в выражение (8.5) величин заряда и массы электрона  $e$  и  $m$  можно получить:

$$v_0 \approx 2,8 H_0. \quad (8.5, a)$$

Направление прецессии зависит только от направления постоянного магнитного поля и происходит по часовой стрелке, если смотреть в направлении вектора  $H_0$  (рис. 8.17). При отсутствии потерь свободная прецессия продолжалась бы при неизменном угле  $\phi$ . В действительности же в результате трения угол  $\phi$  начинает быстро уменьшаться; векторы магнитных моментов электронов располагаются по направлению постоянного магнитного поля  $H_0$ . Феррит оказывается намагниченным.

Иначе обстоит дело, когда на феррит, кроме постоянного поля, наложено высокочастотное магнитное поле с круговой частотой  $\omega$ , близкой к частоте прецессии  $\omega_0$ . Пусть высокочастотное магнитное поле  $H_\sim$  имеет круговую поляризацию\*\* и ориентировано перпендикулярно к постоянному магнитному полю  $H_0$ , как изображено на рис. 8.17. Предположим сначала, что направление вращения вектора  $H_\sim$  совпадает с прецессией магнитного момента  $M$ . От способа получения круговой поляризации пока отвлечемся.

При  $\omega = \omega_0$  вращающийся вектор  $H_\sim$  остается неподвижным относительно прецессирующего магнитного момента  $M$ . Следовательно, высокочастотное магнитное поле постоянно стремится увеличить угол  $\phi$ , показанный на рис. 8.17. Нарастание амплитуды

\* Действующее магнитное поле определяется не только внешним полем, но и внутренними полями анизотропии, размагничивающими полями формы ферритового стержня и другими факторами.

\*\* В данном случае, говоря о круговой поляризации вектора  $H_\sim$ , будем подразумевать, что этот вектор вращается с частотой СВЧ сигнала, не изменяя своей величины, и описывает своим концом окружность (ср. обычное определение плоскости поляризации волны по § 2.8).

вынужденной прецессии ограничено магнитным трением. В результате достигается установившийся режим  $\varphi = \text{const}$ , при котором «гирокомпас», соответствующий моменту  $M$ , описывает коническую поверхность с осью  $H_0$ . Энергия, не прерывно подводимая от высокочастотного магнитного поля, рассеивается в виде тепла в кристаллической решетке феррита. Если частоты  $\omega$  и  $\omega$  не совпадают, эффективность взаимодействия уменьшается; потери в феррите снижаются.

В случае взаимно противоположных направлений вращения вектора  $H$  и магнитного момента  $M$  поглощения энергии в феррите в среднем не происходит, так как механический момент, действующий на электрон, не остается постоянным, а изменяется с удвоенной частотой сигнала. В этом нетрудно убедиться, рассматривая векторное произведение векторов  $M$  и  $H_{\sim}$ .

Таким образом, при совпадении направлений вращения вектора высокочастотного магнитного поля и магнитного момента электрона феррит ведет себя подобно резонансному контуру с собственной частотой  $\omega_0$ . Поскольку величина  $\omega_0$  линейно зависит от напряженности постоянного магнитного поля  $H_0$ , потери в феррите проходят через резонансный максимум, как показано качественно на рис. 8.18, *a*, кривая 1. При взаимно противоположных направлениях вращения, однако, потери не имеют максимума на резонансной частоте (пунктирная кривая 2 на рис. 8.18, *a*).

Описанное явление носит название *ферромагнитного (гиромагнитного) резонанса* и играет важную роль в теории и применении ферритов. Пользуясь уравнением (8.5,а), нетрудно найти, например, что максимум поглощения при напряженности магнитного поля  $H_0$ , равной 1000 э (приблизительно  $8 \cdot 10^4$  а/м), лежит на частоте около 2800 Гц, т. е. при длине волны в свободном пространстве  $\lambda \approx 10,7$  см.

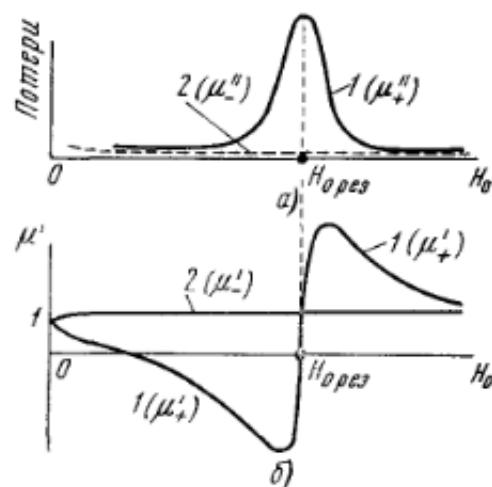


Рис. 8.18. Характер зависимости активной и реактивной составляющих магнитной проницаемости гиротронной среды для волн с правой и левой круговыми поляризациями от напряженности постоянного магнитного поля при  $v = \text{const}$

поля  $H_0$ , равной 1000 э (приблизительно  $8 \cdot 10^4$  а/м), лежит на частоте около 2800 Гц, т. е. при длине волны в свободном пространстве  $\lambda \approx 10,7$  см.

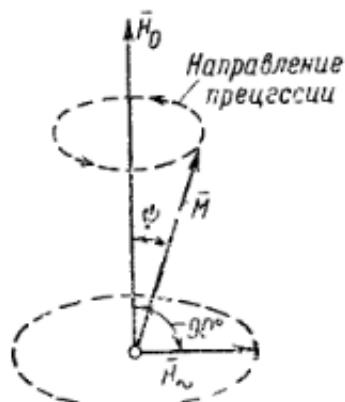


Рис. 8.17. Прецессия магнитного момента электрона в постоянном магнитном поле

Существование потерь в обычном диэлектрике может быть описано комплексной величиной относительной диэлектрической проницаемости (см. § 2.1). В случае феррита существование магнитных потерь может быть характеризовано по аналогии комплексной величиной скалярной магнитной проницаемости. Чтобы учесть различия для двух направлений круговой поляризации, оказывается необходимым ввести не одну, а две комплексные магнитные проницаемости. Обозначим через  $\mu_+$  относительную магнитную проницаемость феррита, соответствующую *положительному* или *правому* (в направлении часовой стрелки) вращению вектора  $H_\sim$ , при котором потери имеют резонансный максимум. Соответственно  $\mu_-$  — комплексная проницаемость при *отрицательной* или *левой* круговой поляризации вектора  $H_\sim$ .

Таким образом, в общем случае

$$\mu_+ = \mu'_+ - j\mu''_+; \mu_- = \mu'_- - j\mu''_-.$$

Кривые, изображенные на рис. 8.18, *a*, качественно показывают ход зависимости величин  $\mu'_+$  и  $\mu'_-$  от напряженности постоянного магнитного поля  $H_0$ . Ширина резонансной кривой  $\mu'_+ = f(H_0)$  зависит от свойств феррита и составляет обычно от нескольких десятков до нескольких сотен эрстедов.

Анализ показывает [3, 10], что действительная часть магнитной проницаемости для левого вращения круговой поляризации, т. е. величина  $\mu'_-$ , подобно величине  $\mu'_+$ , почти не зависит от напряженности постоянного магнитного поля  $H_0$  (см. рис. 8.18, *b*, кривая 2). Однако в случае правого вращения величина  $\mu'_+$  резко изменяется в области ферромагнитного резонанса, как показано на кривой 1, рис. 8.18, *b*. Можно провести аналогию между этой кривой и изменением реактивного сопротивления резонансного контура вблизи его резонансной частоты.

Наиболее характерными примерами применения свойств ферритов являются резонансный односторонний ослабитель на базе волновода прямоугольного сечения и односторонний ослабитель, использующий эффект Фарадея в круглом волноводе.

## Оглавление

№ 1 .....	2
№ 2 .....	3
№ 3 .....	4
№ 4 .....	5
№ 5 .....	6
№ 6 .....	7
№ 7 .....	8
№ 8 .....	9
№ 9 .....	10
№ 10 .....	11
№ 11 .....	12
№ 12 .....	13
№ 13 .....	14
№ 14 .....	15
№ 15 .....	16

**№ 1**  
**Перечень требований, предъявляемых к смесителю**

Parameter	Unit	Requirement	Remarks
RF Frequency	GHz	60-70	
IF Frequency	GHz	4 - 14	
LO Frequency	GHz	56	
Insertion Loss	dB	15	
Amplitude Flatness	dBpp	< 2	Over full temperature range -20°C +50°C
RF port Return Loss	dB	> 15	Over full temperature range -20°C +50°C
IF & LO port Return Loss	dB	> 12	Over full temperature range -20°C +50°C
LO Power	dBm	> 10	
Maximum channel temperature	°C	110	(@ backside temperature of 70°C)
Isolation between all ports	dB	> 15	
LO Harmonics at IF port	dBc	> 20	Except the first harmonic
RF – LO Intermodulation products	dBc	> 20	Only products inside the IF band

RF Frequency – радиочастота

IF Frequency – промежуточная частота

LO Frequency – частота гетеродина

Insertion loss – вносимое затухание (потери преобразования)

Amplitude flatness – неравномерность амплитудной характеристики

RF port Return Loss – потери на отражение радиочастоты

IF & LO port Return loss – потери на отражение промежуточной частоты и  
частоты гетеродина

LO Power – мощность локального осцилятора (по-нашему гетеродина)

Maximum channel temperature – максимальная температура пукана после зачёта  
по стат раду

Isolation between all ports – скорее всего это развязка входов

? LO Harmonics at IF port – гармоники гетеродина на выходе промежуточной  
частоты

RF – LO Intermodulation products – продукты интермодуляции радиочастоты и  
частоты гетеродина (тип появляются новые гармоники в спектре)

№ 2

Это балансный смеситель на шлейфном направленном ответвителе (ШНО)

Полосно-пропускающий фильтр на полуволновых резонаторах

ШНО

Режекторные фильтры

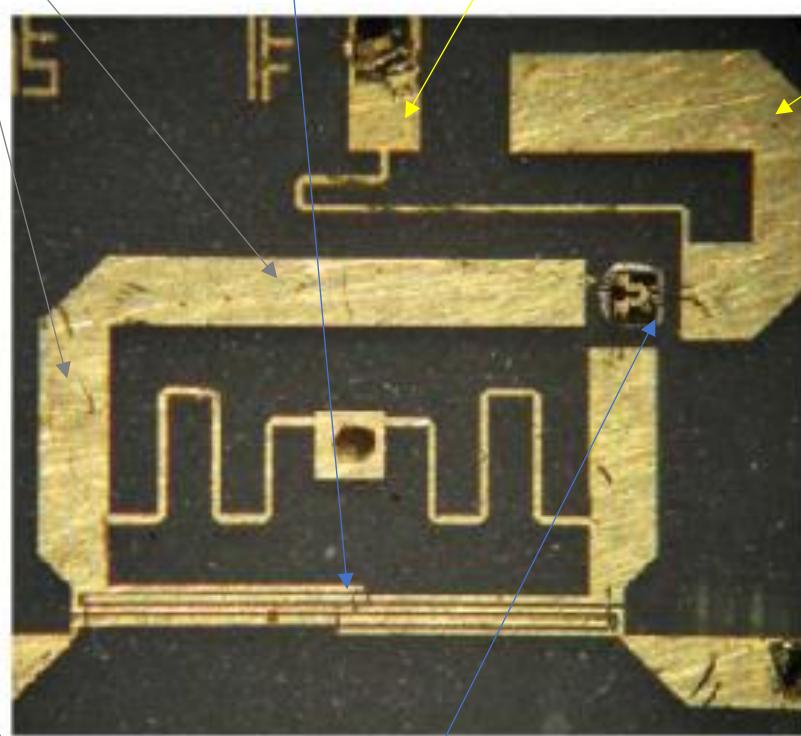
Сигнал подаётся слева, гетеродин справа. Дырочка под диод



### № 3

Это балансный смеситель на ответвителе Ланге

Согласующие цепи      четвертьвольновый трансформатор      Режекторный фильтр



С одной стороны подходит радиочастота, с другой сигнал гетеродина

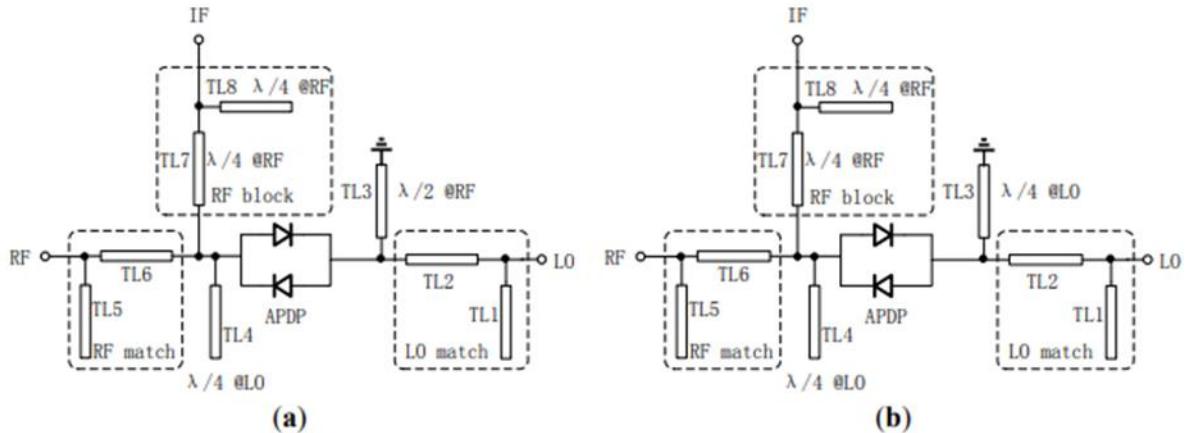
№ 4

Схема для смесителя на гибридном кольце



## № 5

### Схема субгармонического смесителя



**Figure 3.** Topology of the 340 GHz sub-harmonic down-mixers: (a) 2× sub-harmonic mixer (SHM) and (b) 4× SHM.

По сути, на схеме всё показано, два встречных диода и куча согласующих цепей для радиочастоты (RF), частоты гетеродина (LO)

## № 6

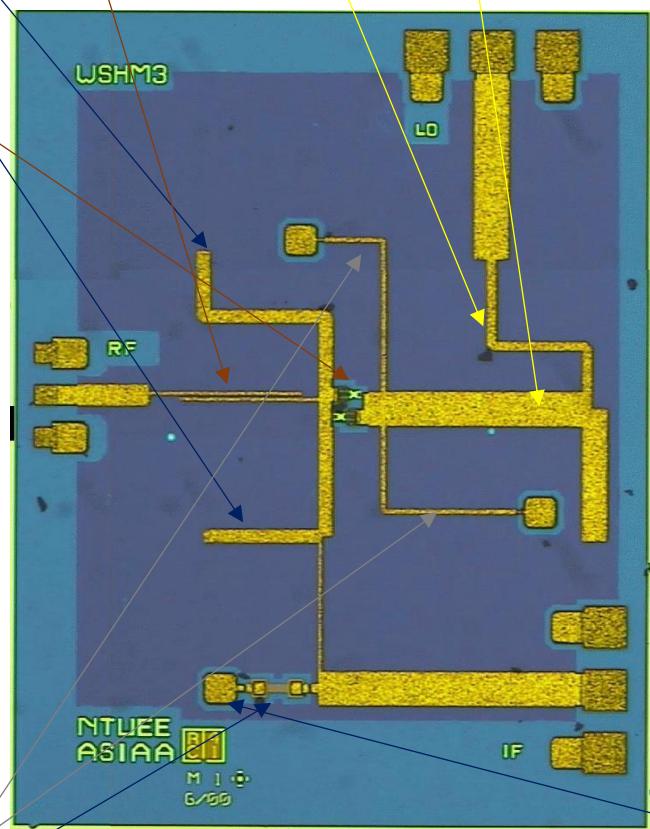
Схема субгармонического смесителя в микрополосковом исполнении

Фильтр на 4-ртволновых резонаторах

разомкнутые шлейфы (на концах где-то ХХ, где-то КЗ), чтобы не лезли в RF, IF  
пара диодов

скорее всего 4-ть волнн. Трансформатор

скорее всего цепь согласования



Пленочный блокировочный конденсатор (чтобы увести высокую частоту на землю)

Короткозамкнутый шлейф (для создания КЗ или ХХ на радиочастоте)

RF – радиочастота

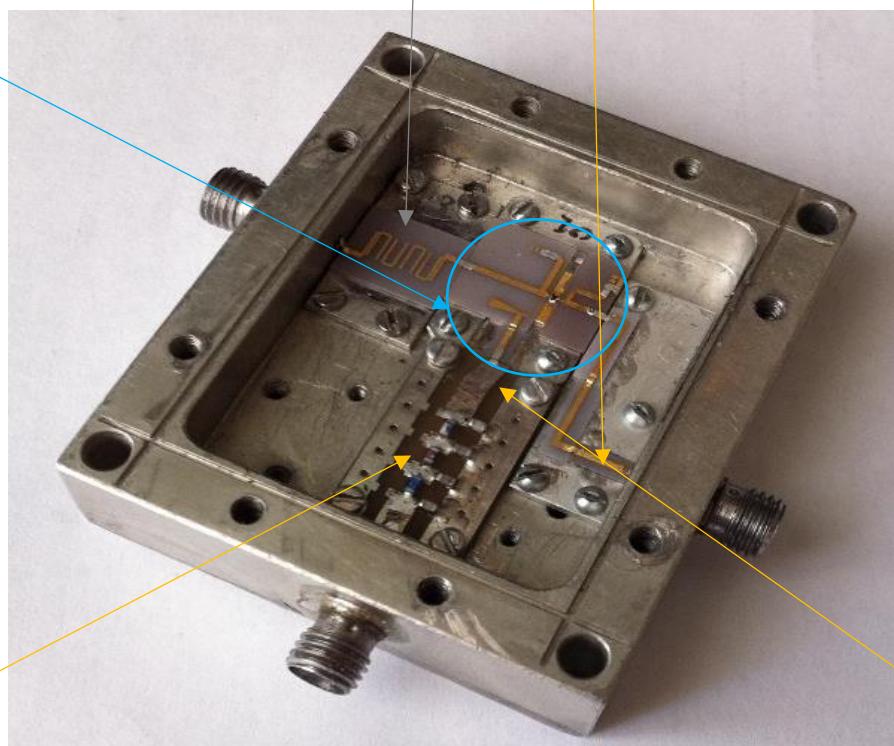
LO – гетеродин

IF – промежуточная частота

## № 7

### Схема субгармонического смесителя

Фильтр полосно-пропускающий на полуволновых резонаторах (скрученные)  
Субгармонический смеситель (как в №6) гетеродин идёт отсюда

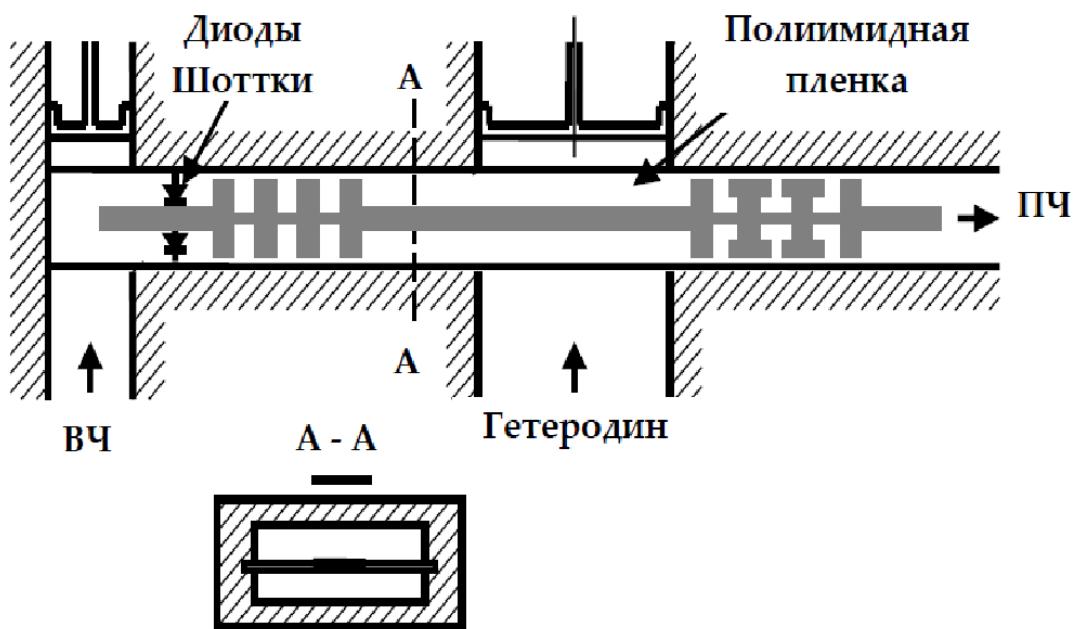


ФНЧ (из чип конденсаторов и индуктивностей)

Промежуточная частота идёт сюда

№ 8

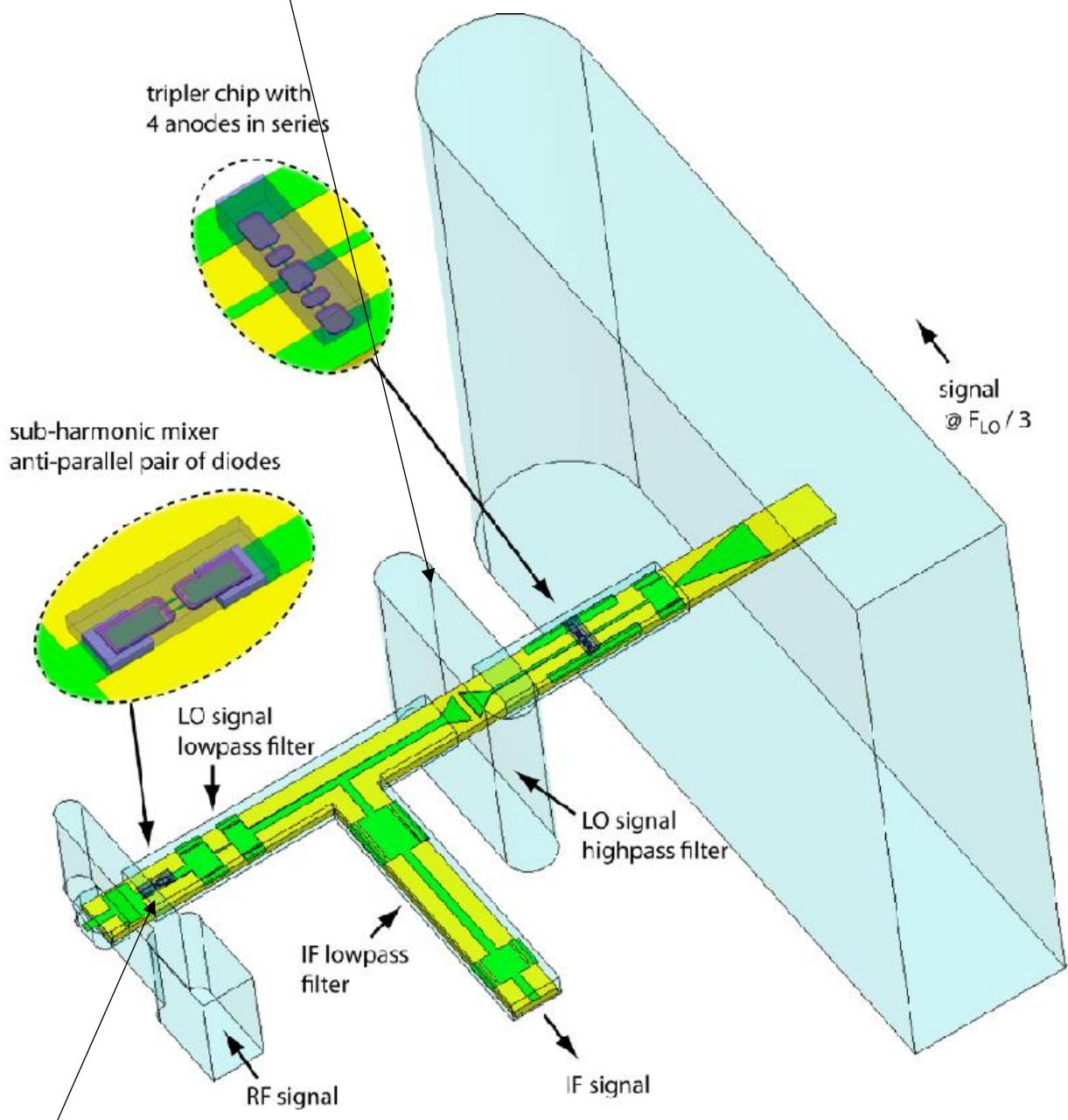
Субгармонический смеситель на полиимидной пленке



## № 9

По сути, все элементы подписаны

Tripler chip – утроитель частоты. То есть поступает частота гетеродина/3, выходит умноженная на три. ФВЧ на волноводе такого сечения, что он пропускает утроенную частоту, но не пропускает частоту входного сигнала

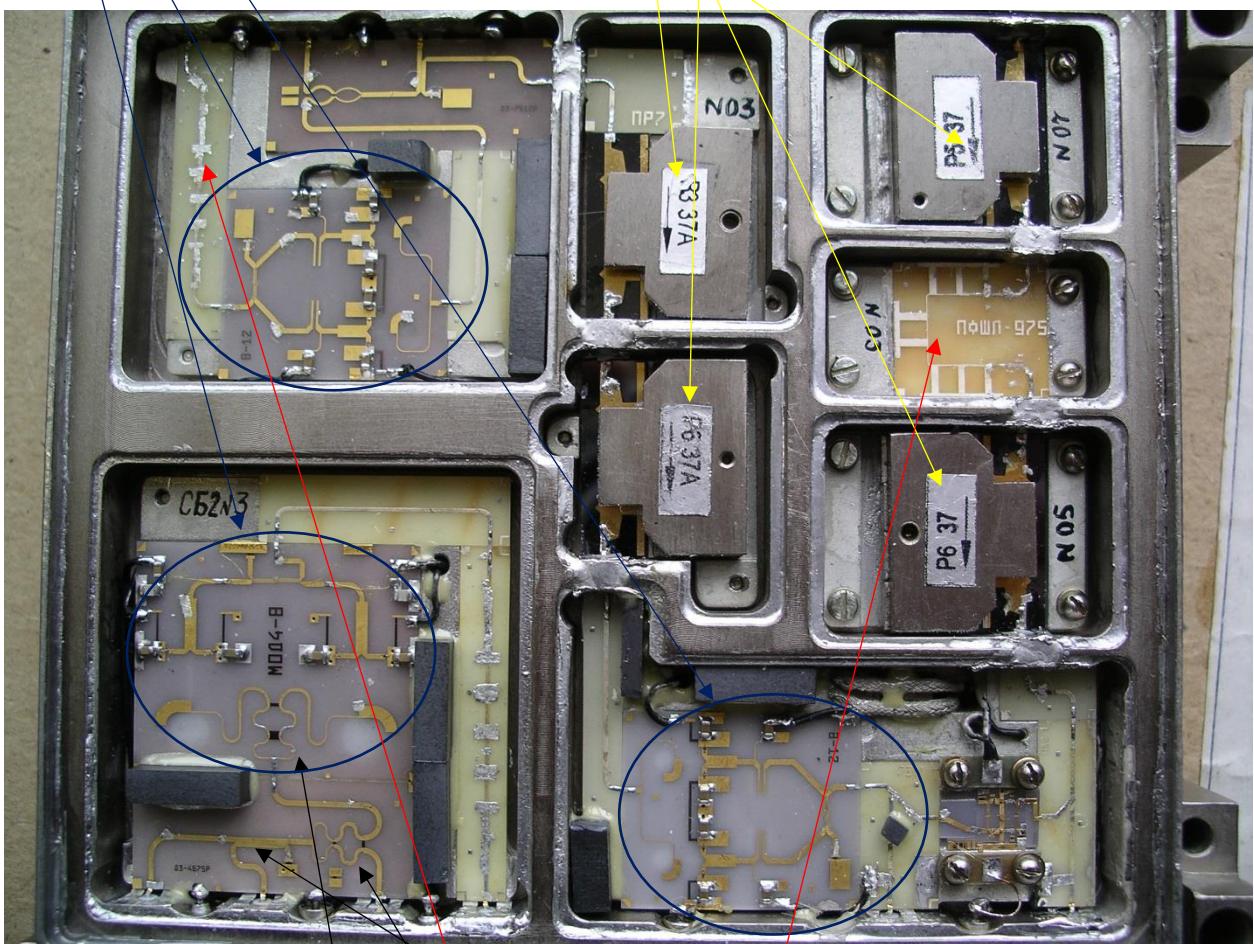


Слева субгармонический смеситель, который работает на частоте 6 входных частот (в 3 раза увеличил умножитель и ещё субгорм. смеситель работает на удвоенной частоте)

## № 10

Помянем 10 вопрос....

Здесь 3 балансных смеситель с фазовым подавлением зеркальной частоты приёма по зеркальному каналу (как в вопросе 12), 4 вентиля



Цепь контроля мощности на связанных линиях передачи

Кольцевые делители мощности (двойной каскад)

Фильтры на короткозамкнутых шлейфах

Фильтры на разомкнутых шлейфах

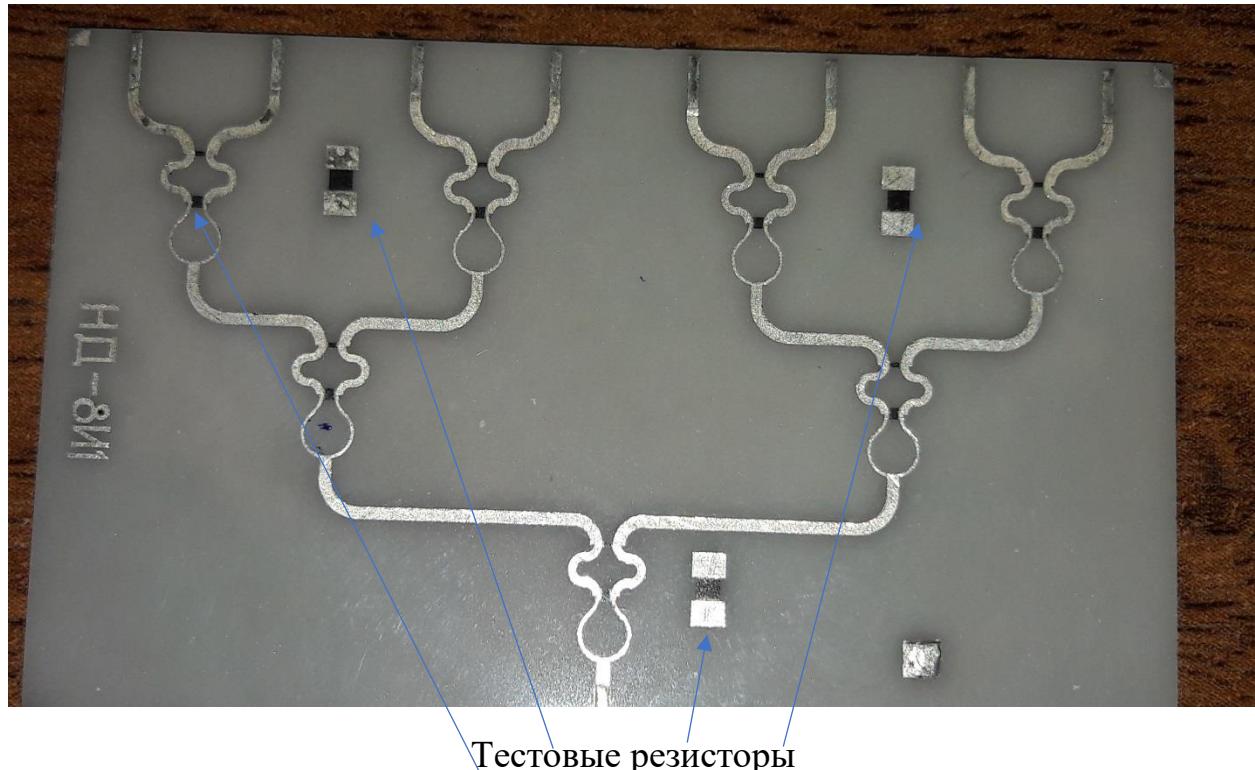
## № 11

Выдохнули после 10-го вопроса....

8-ми канальный делитель мощности или

двуухкаскадный кольцевой делитель мощности на 8 каналов

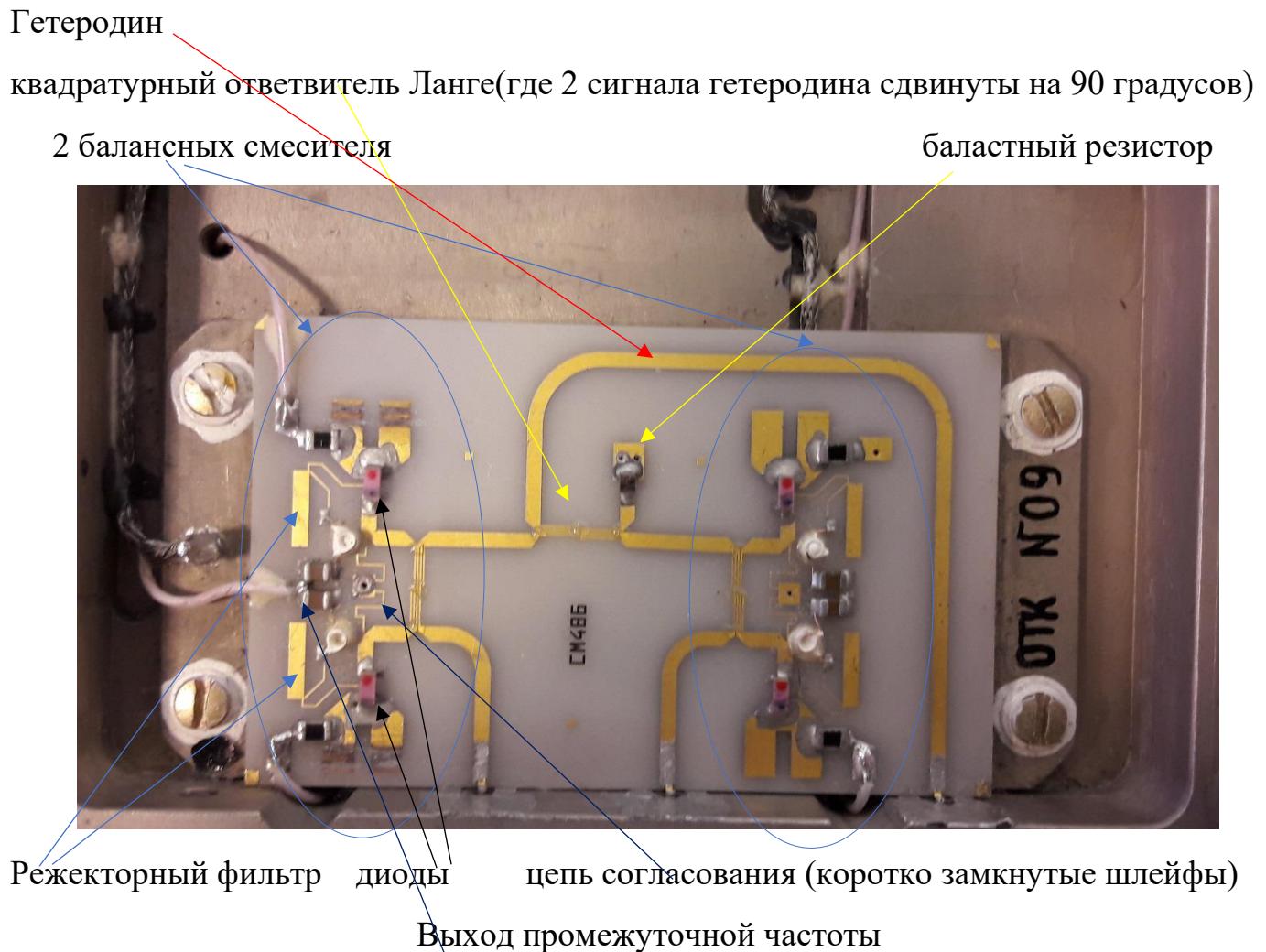
Не поверите, но на схеме одни кольцевые делители мощности :/



В кольцевых делителях есть резисторы

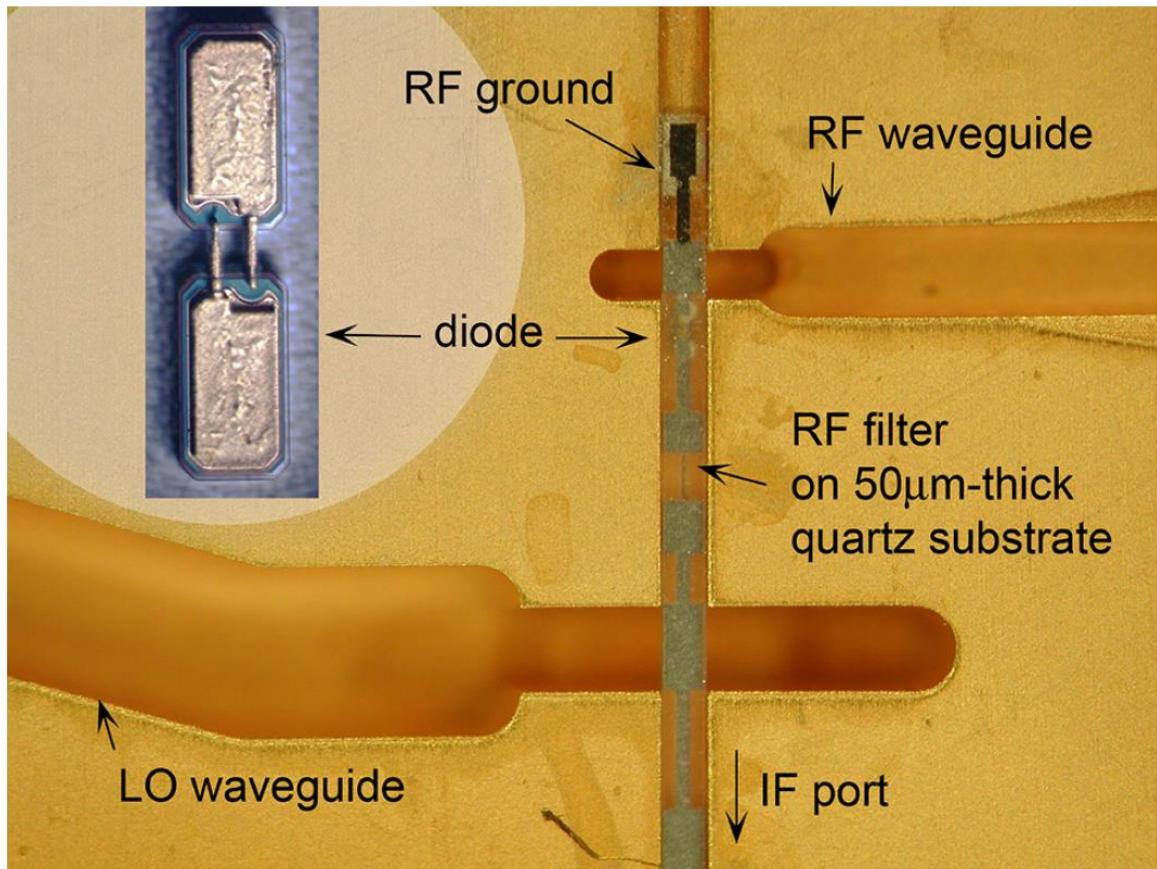
## № 12

Это балансный смеситель с фазовым подавлением зеркальной частоты приёма по зеркальному каналу

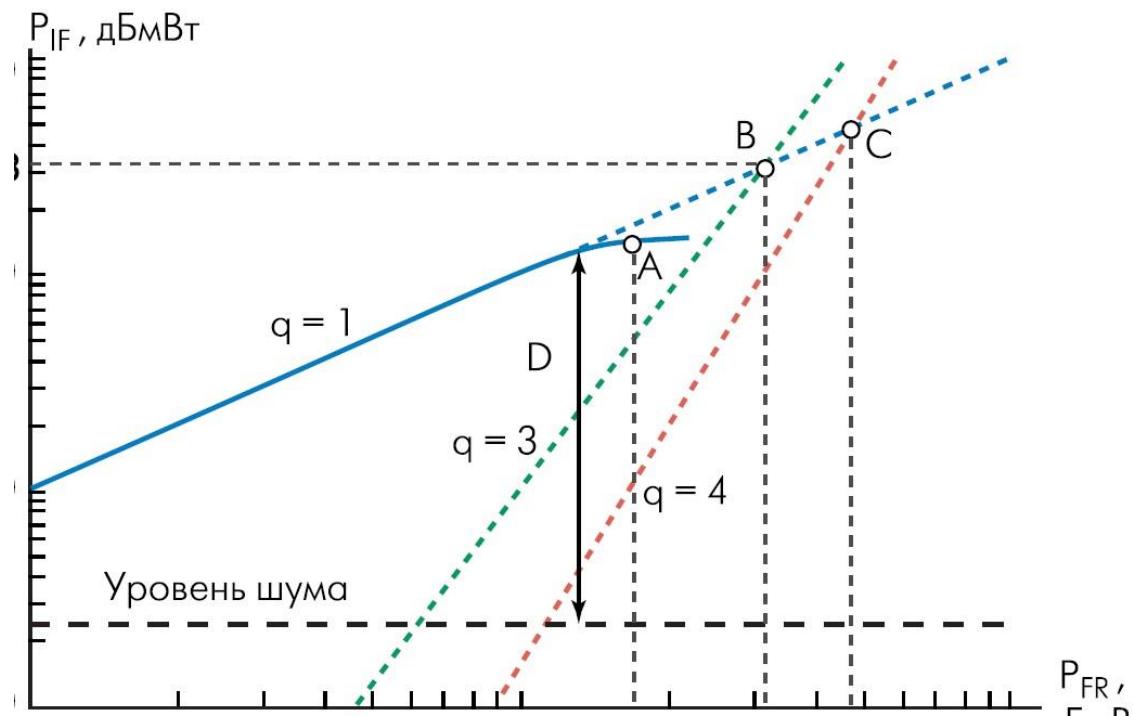


№ 13  
Субгармонический смеситель

Всё подписано



№ 14

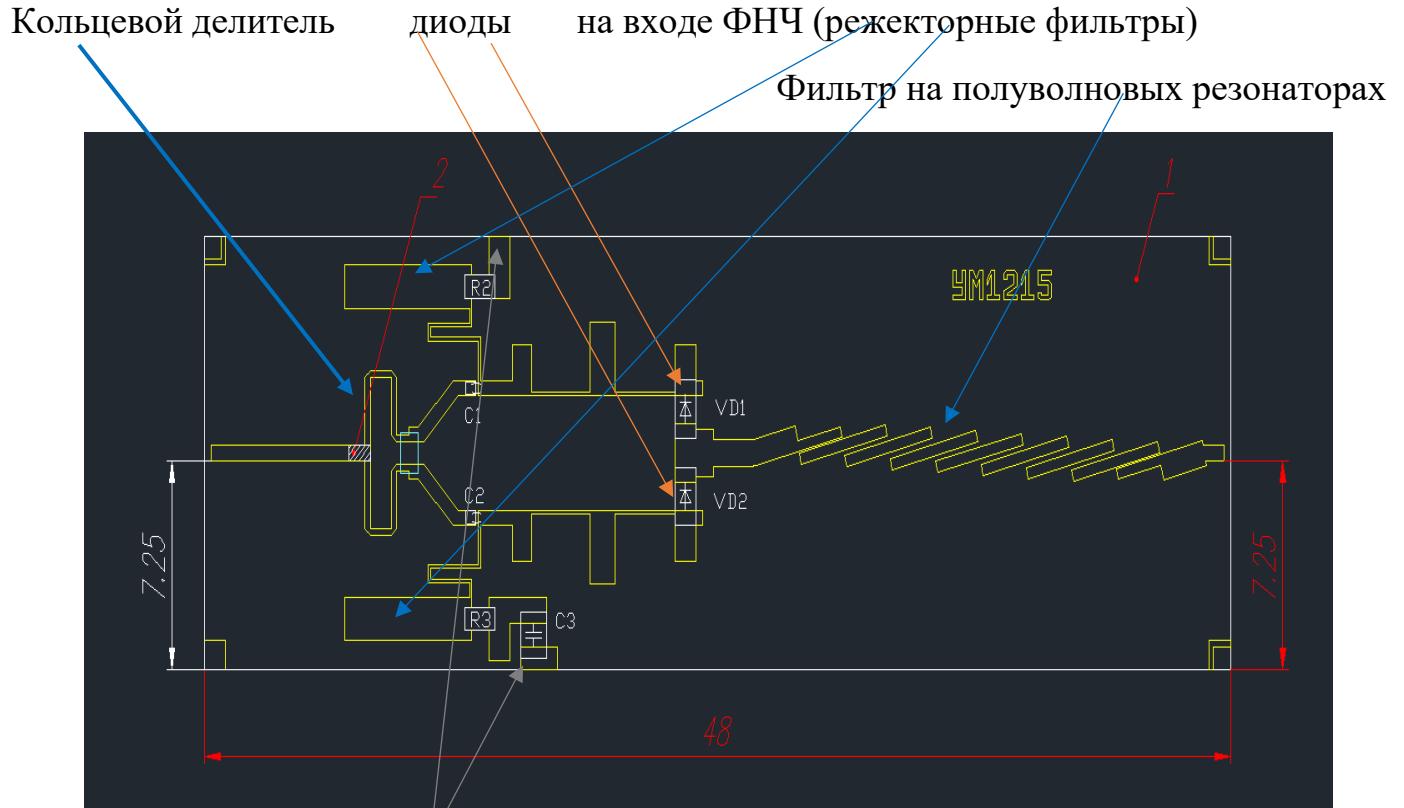


$q = 1$  – полезный продукт преобразования, прямая идёт под 45 градусов

$q = 3; 4$  – интермодуляционные продукты 3-го и 4-го порядков

Точка А – первый критерий верхней частоты динамического диапазона, уровень 1 дБ компрессии, то есть где потери преобразования увеличиваются на 1 дБ

Точка В – точка IP3, продукт преобразования комбинации частот  $2f_1 - f_2$ , зелёная прямая растёт гораздо круче, чем  $q=1$ , и когда сравнивается с полезным продуктом, то происходит блокирование приёмника помехой.



Это умножитель частоты (уроитель если быть точнее, но по схеме ты этого не узнаешь)

Смысл работы: один диод смотрит «+» к СВЧ, а другой минусом.

Схема выполнена в микрополосковом представлении.

Сюда припаивается «хвостик» от вторичного источника питания, оно идет через диоды и уходит в землю