

§ 22.5. Картины поля в круглом резонаторе

Сравнивая выражения (14.33) — (14.38) для составляющих поля электрического типа в круглом волноводе с выражениями (22.9) — (22.14) для составляющих поля в резонаторе и проводя аналогичное сравнение формул (14.51) — (14.56) и (22.23) — (22.28) для волн магнитного типа, можно установить, что характер изменения поля вдоль координат r и φ в резонаторе такой же, как и в волноводе. Аналогично прямоугольным резонаторам необходимость соблюдения граничных условий приводит к тому, что электрическое и магнитное поля в объемном резонаторе смещаются относительно друг друга на четверть длины волны по сравнению с положением полей в волноводе. Поэтому картину поля в объемном резонаторе нетрудно построить по известной картине поля в волноводе с индексами m и n , соответствующими волнам в резонаторе.

На рис. 22.2 и 22.3 в качестве примера показаны картины поля волн основных типов E_{010} и H_{111} .

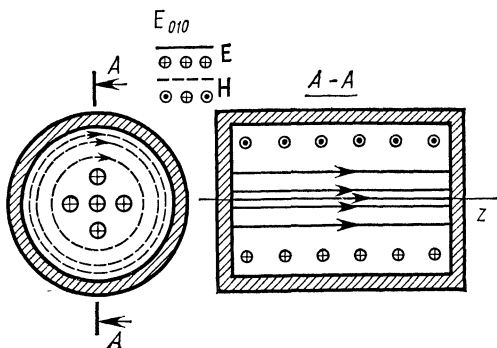


Рис. 22.2

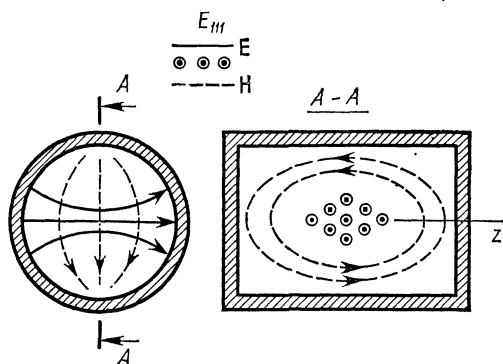


Рис. 22.3

ГЛАВА 23

ОБЪЕМНЫЙ РЕЗОНАТОР, СОЗДАННЫЙ НА БАЗЕ КРУГЛОГО КОАКСИАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

§ 23.1. Постановка вопроса

Обычно при работе с коаксиальными волноводами используют волны типа Т, при которых критическая частота уменьшается до нулевого значения. Объемные резонаторы, построенные на базе таких волноводов, также используют волны типа Т. Эти резонаторы, широко применяемые в диапазоне дециметровых волн и короткой части метрового диапазона, будут рассмотрены в настоящей главе.

§ 23.2. Вывод выражений для составляющих поля в коаксиальном объемном резонаторе, работающем на волнах типа Т

Рассмотрим коаксиальный резонатор (рис. 23.1), который представляет собой отрезок коаксиального волновода, закороченного поперечной металлической пластиной в плоскости $z=0$ и разомкнутого на расстоянии l от закорачивающей плоскости.

Допустим, что со стороны открытого конца волновода в нем возбуждается электромагнитное поле, перемещающееся со скоростью света в направлении закорачивающей плоскости, т. е. в сторону отрицательных значений оси z . Дойдя до закорачивающей плоскости, это поле отражается и перемещается в сторону положительных значений оси z . Суммарное поле в резонаторе представляет собой суперпозицию падающей и отраженной волн.

В § 15.2 были выведены соотношения (15.4), (15.9) для составляющих поля падающей волны в коаксиальном волноводе, распространяющейся в направлении положительных значений оси z .

В рассматриваемом случае падающая волна распространяется в сторону отрицательных значений оси z , поэтому в выражениях (15.4) и (15.9) знак в показателе степени следует изменить на обратный. Составляющие поля падающей волны в резонаторе при этом записываются в виде

$$\dot{H}_{\varphi n} = \frac{j_0}{2\pi r} e^{j\beta z}, \quad (23.1)$$

$$\dot{E}_{rn} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cdot \frac{j_0}{2\pi r} e^{j\beta z}. \quad (23.2)$$

Отраженная волна распространяется в сторону положительных значений оси z , вследствие чего знак перед показателем степени должен быть сохранен таким, как в выражениях (15.4), (15.9). Кроме того, в плоскости $z=0$ должны быть соблюдены граничные условия у поверхности идеального металла — равенство нулю тангенциальных составляющих суммарного электрического поля. Составляющая \dot{E}_{rn} падающей волны и аналогичная составляющая \dot{E}_{ro} отраженной волны в сумме должны дать нуль в плоскости $z=0$, что возможно, если составляющая отраженного поля будет записана в форме

$$\dot{E}_{ro} = -\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cdot \frac{j_0}{2\pi r} e^{-j\beta z}. \quad (23.3)$$

При этом суммарное электрическое поле в резонаторе определяется соотношением

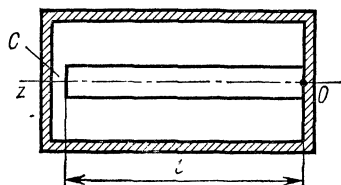


Рис. 23.1

$$\dot{E}_{rp} = \dot{E}_{rn} + \dot{E}_{ro} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cdot \frac{j_0}{2\pi r} \times (e^{j\beta z} - e^{-j\beta z}). \quad (23.4)$$

В силу справедливости равенства

$$\frac{e^{j\beta z} - e^{-j\beta z}}{2j} = \sin(\beta z) \quad (23.5)$$

формулу (23.4) можно представить в ином виде:

$$\dot{E}_{rp} = 2j \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cdot \frac{I_0}{2\pi r} \sin(\beta z). \quad (23.6)$$

При $z=0$ $\dot{E}_{rp} = 0$ и граничные условия удовлетворяются.

Далее найдем выражение для суммарного магнитного поля в резонаторе

$$\dot{H}_{\varphi p} = \dot{H}_{\varphi n} + \dot{H}_{\varphi o}.$$

В соответствии с граничными условиями это поле должно существовать в плоскости $z=0$, что возможно, если составляющая отраженного поля будет записана в форме

$$\dot{H}_{\varphi o} = \frac{I_0}{2\pi r} e^{-j\beta z}. \quad (23.7)$$

Тогда

$$\dot{H}_{\varphi p} = \frac{I_0}{2\pi r} (e^{j\beta z} + e^{-j\beta z}). \quad (23.8)$$

В силу справедливости равенства

$$\frac{e^{j\beta z} + e^{-j\beta z}}{2} = \cos(\beta z) \quad (23.9)$$

выражение для суммарного магнитного поля запишется таким образом:

$$\dot{H}_{\varphi p} = 2 \frac{I_0}{2\pi r} \cos(\beta z). \quad (23.10)$$

Это выражение удовлетворяет граничным условиям в плоскости $z=0$.

Найдем разность потенциалов между внутренним стержнем и внешней оболочкой в заданном сечении z коаксиального резонатора:

$$\begin{aligned} \dot{U} &= \int_{r_1}^{r_2} \dot{E}_{rp} dr = \int_{r_1}^{r_2} 2j \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \frac{I_0}{2\pi r} \sin(\beta z) dr = 2j \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cdot \frac{I_0}{2\pi} \sin(\beta z) \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \\ &= 2j \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cdot \frac{I_0}{2\pi} \sin(\beta z) \ln \frac{r_2}{r_1}. \end{aligned} \quad (23.11)$$

Далее определим ток в заданном сечении резонатора. Для этого используем закон полного тока вида (1.72) и выражение (23.10) для суммарного магнитного поля в резонаторе:

$$\begin{aligned} \dot{I} &= \oint_{l_1} \dot{H}_{\varphi p} dl = \int_0^{2\pi} 2 \frac{I_0}{2\pi r} \cos(\beta z) r d\varphi = \\ &= \frac{I_0}{\pi r} \cos(\beta z) r 2\pi = 2I_0 \cos(\beta z). \end{aligned} \quad (23.12)$$

Разделив \dot{U} на \dot{I} , получаем характеристическое сопротивление коаксиального резонатора:

$$Z_{cp} = \frac{\dot{U}}{\dot{I}} = j \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \cdot \frac{i_0 \sin(\beta z) \ln \frac{r_2}{r_1}}{\pi 2I_0 \cos(\beta z)},$$

или

$$Z_{cp} = j \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \ln \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{1}{2\pi} \operatorname{tg}(\beta z). \quad (23.13)$$

При $\operatorname{tg}(\beta z) > 0$ характеристическое сопротивление Z_{cp} имеет индуктивный характер, при $\operatorname{tg}(\beta z) < 0$ — емкостный характер. Выбирая z таким образом, чтобы характеристическое сопротивление было индуктивным, можно определить величину эквивалентной индуктивности $L_{\text{экр}}$, обладающей на резонансной частоте таким же сопротивлением:

$$j\omega_p L_{\text{экр}} = j \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \ln \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{1}{2\pi} \operatorname{tg}(\beta z),$$

или

$$\omega_p L_{\text{экр}} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \ln \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{1}{2\pi} \operatorname{tg}(\beta z). \quad (23.14)$$

Если к разомкнутому концу резонатора подсоединить конденсатор с сосредоточенной емкостью C так, как показано на рис. 23.2, то система будет представлять собой параллельный колебательный контур. Частоту собственных колебаний такого контура определяют с помощью известного соотношения $\omega_p L_{\text{экр}} = 1/(\omega_p C)$. Подставляя значение $\omega_p L_{\text{экр}}$ из формулы (23.14), получаем

$$\frac{1}{\omega_p C} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \ln \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{1}{2\pi} \operatorname{tg}(\beta z),$$

откуда резонансная частота

$$\omega_p = \frac{1}{C \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \ln \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{1}{2\pi} \operatorname{tg}(\beta z)}. \quad (23.15)$$

Если необходимо определить емкость C , которая требуется для получения заданной резонансной частоты ω_p , то формулу (23.15) следует переписать в виде

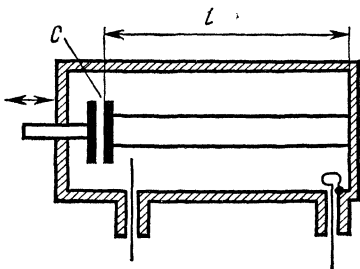


Рис. 23.2

$$C = \frac{1}{\omega_p \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}} \ln \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{1}{2\pi} \operatorname{tg}(\beta z)}. \quad (23.16)$$

Преимуществами описанного резонатора являются простота и замкнутость. Электромагнитное поле существует внутри замкнутого объема. Связь ре-

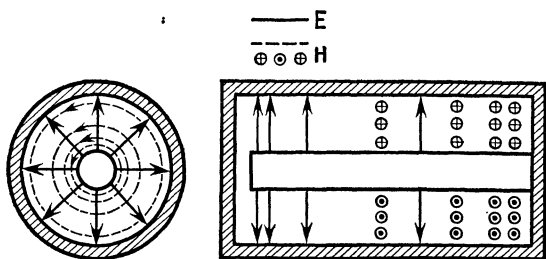


Рис. 23.3

зонатора с внешними устройствами осуществляется посредством штырей или петель (см. рис. 23.2). На рис. 23.3 показана картина электрического и магнитного полей в коаксиальном резонаторе.

ГЛАВА 24

ОБЪЕМНЫЙ РЕЗОНАТОР, СОЗДАННЫЙ НА БАЗЕ Н-ОБРАЗНОГО МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА МЕДЛЕННЫХ ВОЛН

§ 24.1. Постановка вопроса

В § 16.4 был описан Н-образный металлодиэлектрический волновод медленных волн, представляющий собой реальный волновод медленных волн, созданный на базе диэлектрической пластины. В настоящей главе будет показано использование подобного волновода в качестве объемного резонатора, работающего на медленных волнах. Схематический вид резонатора показан на рис. 24.1.

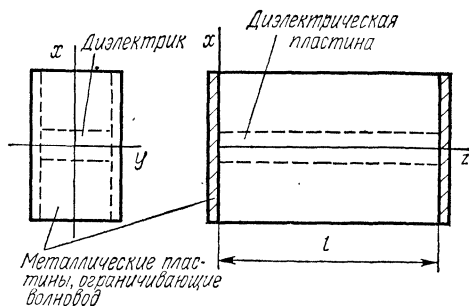


Рис. 24.1

§ 24.2. Вывод соотношений для составляющих поля магнитного типа в Н-образном металлодиэлектрическом волноводе медленных волн

Рассматриваемый волновод работает на волнах магнитного типа с составляющими поля \dot{H}_x , \dot{E}_y , \dot{H}_z . Оси координат расположены так, как показано на рис. 16.4. В § 16.2 были получены формулы (16.5)—(16.7) для составляющих поля внутри пластины и (16.17)—(16.19)—для составляющих поля вне пластины (в воздухе) в случае волн электрического типа.

Составляющие поля волн магнитного типа нетрудно определить