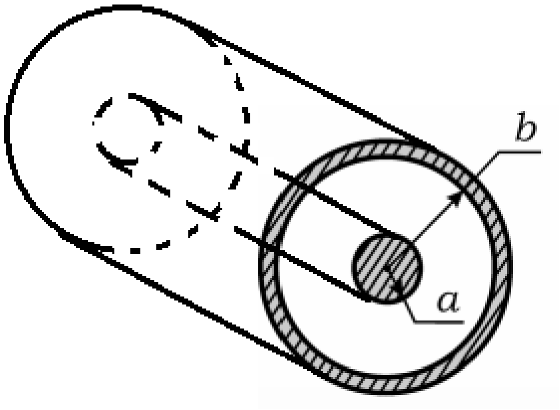
Коаксиальные волноводы и кабели связи

В системах мобильной связи широко используются коаксиальные кабели, которые являются конструктивной разновидностью коаксиальных волноводов, эскиз такого волновода показан на след. рис.



Коаксиальный волновод представляет собой два соосных (коаксиальныз) металлических проводника цилиндрической формы. Пространство между проводниками может быть заполнено воздухом или диэлектриком. В коаксиальных кабелях проводники выполняются в виде гибких витых и переплетеных проводников, пространство между которыми заполнено гибкой диэлектрической пластмассой, имеющей малые диэлектрические потери.

Анализ полей в коаксиальном волноводе можно выполнить аналогично тому, как это было сделано в случае волновода круглого сечения. В коаксиальном волноводе могут существовать волны типов E и H, но все они являются волнами высших типов и применяются крайне редко. Коаксиальные волноводы в основном применяются в случае возбуждения волны типа T, которая является волной основного типа.

Рассмотрим условия возбуждения такой волны. Для простоты используем декартову систему координат. В волне типа T продольные составляющие напряженностей электрического и магнитного полей равны нулю. Рассмотрим как при этом будут выглядеть уравнения для среды заполняющей волновод]

$$\mathrm{rot}\vec{E} = -i\omega\mu\mu_0\vec{H}, \quad \mathrm{rot}\vec{H} = i\omega\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$$

Это векторные уравнения, каждое из них можно записать в виде трех скалярных уравнений. Используем последние из уравнений

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = 0, \qquad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0.$$

Продифференцируем эти уравнения сначала по координате x, а потом по координате y

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} = 0, \qquad \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial y} = 0.$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} = 0, \qquad \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} = 0.$$

Запишем два последние уравнения Максвелла для среды, заполняющей волновод

$$div\ \varepsilon_а \vec{E} = 0 \text{ или } div\vec{E} = 0\ ,$$

$$div\ \mu_а \vec{\mathrm{H}} = 0 \text{ или } div\mathrm{H} = 0$$

В декартовой системе координат эти уравнения будут иметь вид

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial Hy}{\partial y} = 0, \qquad \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = 0. \qquad .$$

Продифференцируем эти уравнения сначала по координате x, а потом по координате y

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Hy}{\partial x \partial y} = 0, \qquad \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} = 0. \qquad .$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 Hy}{\partial y^2} = 0, \qquad \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} = 0. \qquad .$$

Комбинируя эти четыре уравнения с четырьмя уравнениями, полученными ранее получаем

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} = 0, \qquad \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} = 0.$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} = 0, \qquad \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} = 0.$$

Эти уравнения являются уравнениями Лапласа, содержащими производные по поперечным координатам от поперечных составляющих поля, используя предыдущие обозначения можно записать

$$\Delta_\perp E_\perp = 0 \text{ и } \Delta_\perp H_\perp = 0.$$

То есть, поперечные составляющие поля в коаксиальном волноводе в зависимости от поперечных координат ведут себя так же, как в соответствующих задачах электростатики и магнитостатики.

Исходное уравнение Гельмгольца при этом преобразуется к виду

$$\vec{\nabla}_\perp^2 E_\perp + \frac{\partial^2 E_\perp}{\partial z^2} + k^2 E_\perp = 0.$$

или, учитывая предыдущее выражение

$$\frac{\partial^2 E_\perp}{\partial z^2} + k^2 E_\perp = 0.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\mathrm{E}_\perp = \mathrm{E}_{\perp 0} exp(-ikz).$$

Рассмотрим электростатическую задачу. В цилиндрических координатах поперечными составляющими электрического поля будут E_r и E_φ. Составляющая E_φ будет тангенциальной к поверхности проводников коаксиального волновода и, в соответствии с граничным условием на идеальном проводнике, должна быть равна нулю. Поэтому в уравнение Лапласа будет входить только радиальная компонента электрического поля. Кроме того, из-за геометрической симметрии задачи зависимость от координаты φ будет отсутствовать. Используем подход, применяющийся в электростатике, используем понятие электростатического потенциала U. Уравнение Лапласа для потенциала в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U}{\partial r}\right)=0$$

Напряженность электрического поля связана с потенциалом следующим образом

$E_{\perp 0}$=- grad U, или в цилиндрических координатах для поперечных составляющих поля $E_r = \frac{\partial U}{\partial r}$, тогда уравнение Лапласа принимает вид

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rE_r)=0$$

Решение уравнения может быть получено непосредственным интегрированием, в результате имеем (учтем нулевые начальные условия и отбросим постоянную составляющую)

$$E_r = \frac{E_0}{r}.$$

Окончательно для напряженности электрического поля волны типа T в коаксиальном волноводе получаем

$$E_r = \frac{E_0}{r}.\,exp(-ikz).$$

Выражение для напряженности магнитного поля получается путем подстановки найденного выражения во второе уравнение Максвелла для комплексных амплитуд поля, записанное в цилиндрических координатах. Напряженность магнитного поля для волны типа T в коаксиальном волноводе имеет вид

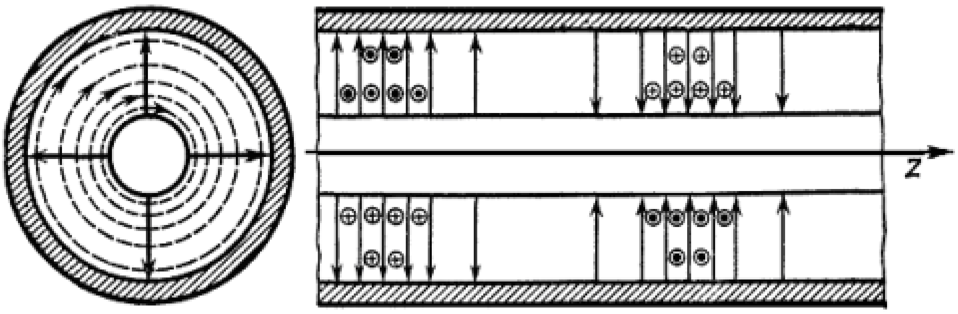
$$H_\varphi = \frac{E_0}{rZ_{EH}}.\,exp(-ikz).$$

Здесь Z_{EH} - волновое сопротивление среды, заполняющей коаксиальный волновод, эквивалентное волновому сопротивлению коаксиального волновода по полю. На практике обычно применяется определение волнового сопротивления по напряжению и току, которое вводится аналогично понятию, использованному для прямоугольных волноводов.

$$Z_{UI} = \frac{128}{\sqrt{\varepsilon}}lg(b/a).$$

Здесь ε - относительная диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей коаксиальный волновод.

Картина силовых линий поля для волны типа Т в коаксиальном волноводе имеет вид



Также можно отметить, что по стенкам волновода протекают токи, имеющие только продольное направление.

По коаксиальному волноводу на волне основного типа можно передавать сигналы любых частот, так как понятие критической частоты для основного типа колебания можно ввести только условно. Критическая частота для волн типа Т равна нулю. Поэтому фазовая скорость волны основного типа в коаксиальном волноводе равна фазовой скорости волн в среде, заполняющей волновод.

Коаксиальные кабели широко используются в системах связи в качестве магистральных направляющих линий, поэтому для них часто используются понятия погонных параметров, пришедшие из теории цепей.

Под погонной индуктивностью коаксиального кабеля понимается индуктивность кабеля длиной 1 метр, она равна

$$L_1 = \mu_a/(2\pi)\ln(D/d),\ \ Гн/м.$$

Под погонной емкостью коаксиального кабеля понимается емкость кабеля длиной 1 метр, она равна

$$C_1 = \frac{2\pi\varepsilon_a}{\ln(D/d)},\ \ Ф/м.$$

Переносимая мощность в коаксиальном кабеле определяется как

$$P = \frac{U^2}{120}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\,\frac{1}{\ln(D/d)},\ (Вт),$$

$$U = E_{\max}\frac{d}{2}\ln(D/d),\ В.$$

Постоянная затухания в кабеле, связанная с конечной проводимостью проводников равна

$$\alpha_{np} = \frac{R_S(D+d)}{Z_в \cdot D \cdot d \ln\dfrac{D}{d}}.$$

Постоянная затухания в кабеле, связанная с потерями в диэлектрике, расположенном между проводниками в кабеле приближенно равна

$$\alpha_д = \frac{\pi}{\lambda}tg\delta,\ \text{где } \lambda = \lambda_д.$$

В приведенных формулах обозначено

$D = 2b$, $d = 2a$, R_S - поверхностное сопротивление проводников кабеля, ε_a , μ_a - абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей кабель, $tg\delta$ - тангенс угла диэлектрических потерь среды, заполняющей кабель.