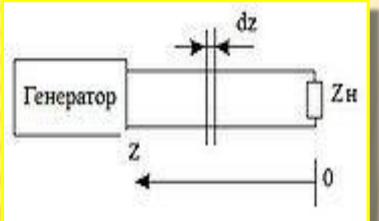
ДЛИННАЯ ЛИНИЯ И ЕЕ ПАРАМЕТРЫ

Длинная линия — регулярная линия передачи, длина которой превышает длину волны (л) колебаний, распространяющихся в линии. Характерной особенностью длинных линий является проявление <u>интерференции</u> двух волн, распространяющихся навстречу друг другу. Одна из этих волн создается генератором электромагнитных колебаний, подключенным к линии, и называется падающей. Другая волна может возникать из-за отражения падающей волны от нагрузки, подключенной к противоположному концу линии, и называется отраженной. Отраженная волна распространяется в направлении, падающей волне. Все разнообразие процессов, обратном происходящих в длинной линии, определяется амплитудно-фазовыми соотношениями между падающей и отраженной волнами.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛИННОЙ ЛИНИИ.



z — продольная координата линии, отсчитываемая от места подключения нагрузки.

Линия передачи может быть охарактеризована ее погонными параметрами на участке dz:

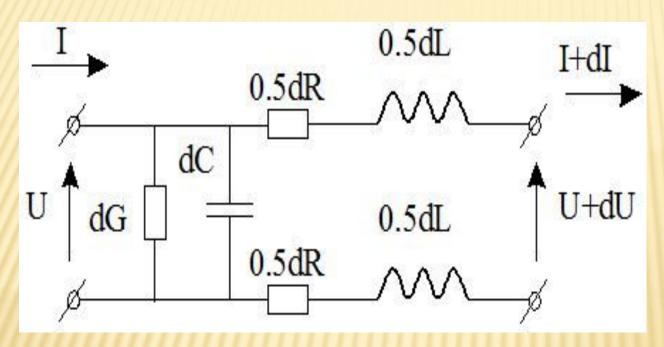
 R_1 — погонное сопротивление, *Ом/м*;

 G_1 — погонная проводимость, 1/Ом м;

L₁ — погонная индуктивность Гн/м;

 C_1 — погонная ёмкость Φ/M ;

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА УЧАСТКА DZ ДЛИННОЙ ЛИНИИ



Выделим из линии элементарный участок бесконечно малой длины dz и рассмотрим его эквивалентную схему. Значения параметров схемы определяются соотношениями:

Используя эквивалентную схему, запишем выражения для падения напряжения и утечки тока на участке *dz*:

$$\begin{cases} dR = R_1 dz; \\ dG = G_1 dz; \\ dL = L_1 dz; \\ dC = C_1 dz; \end{cases}$$

$$\begin{cases} dU = IZ_1dz \\ dI = UY_1dz \end{cases}$$

Обозначив $Z_1 = R_1 + i\omega L_1$, - полное продольное сопротивление участка dz, а $Y_1 = G_1 + i\omega C_1 -$ полная поперечная проводимость участка dz и подставив сюда значения параметров схемы, получаем:

Из последних соотношений находим $\begin{cases} dU = I(dR + i\omega dL) \\ dI = U(dG + i\omega dC) \end{cases}$

$$\begin{cases} dU = I(dR + i\omega dL) \\ dI = U(dG + i\omega dC) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{dU}{dz} = IZ_1\\ \frac{dI}{dz} = UY_1 \end{cases}$$

Эти соотношения называются телеграфными уравнениями Они определяют связь между током и напряжением в длинной линии. любом сечении линии

Решим телеграфные уравнения относительно напряжения и тока:

Для этого продифференцируем их по z: При этом учтем условие регулярности ЛИНИИ

$$\begin{cases} \frac{dZ_1}{dz} = 0\\ \frac{dY_1}{dz} = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{d^2U}{dz^2} = \frac{dI}{dz}Z_1\\ \frac{d^2I}{dz^2} = \frac{dU}{dz}Y_1 \end{cases}$$

Данные соотношения являются математическим определением регулярности длинной линии. Смысл соотношения состоит неизменности вдоль линии ее погонных параметров.

Подставляя значения производных напряжения и тока, после преобразований получаем:

Однородные волновые уравнения длинной линии

$$\begin{cases} \frac{d^2U}{dz^2} - \gamma^2 U = 0\\ \frac{d^2I}{dz^2} - \gamma^2 I = 0 \end{cases}$$

где — $\gamma = \sqrt{Z_1 Y_1}$ коэффициент распространения волны в линии:

решения известны и могут быть записаны в виде:

$$\begin{cases} U = A_U e^{\gamma z} + B_U e^{-\gamma z} \\ I = A_I e^{\gamma z} + B_I e^{-\gamma z} \end{cases}$$

 $\begin{cases} U = A_U e^{\gamma z} + B_U e^{-\gamma z} \end{cases}$ где A_U , B_U и A_I , B_I — коэффициенты, имеющие единицы измерения напряжения и тока соответственно, смысл которых будет ясен ниже.

Решения волновых уравнений имеют весьма характерный вид: первое слагаемое в этих решениях представляет собой падающую волну напряжения или тока, распространяющуюся от генератора к нагрузке, второе слагаемое — *отраженную* волну, распространяющуюся от нагрузки к генератору.

Таким образом, коэффициенты A_U , A_I представляют собой комплексные амплитуды падающих волн напряжения и тока соответственно, а коэффициенты B_U , B_I — комплексные амплитуды отраженных волн напряжения и тока соответственно. Так как часть мощности, передаваемой по линии, может поглощаться в нагрузке, то амплитуды отраженных волн не должны превышать амплитуды падающих:

$$\begin{vmatrix} B_U | \leqslant |A_U| \\ B_I | \leqslant |A_I| \end{vmatrix}$$

Направление распространения волн определяется знаком в показателях степени экспонент: плюс — волна распространяется в отрицательном направлении оси *z*; *минус* — в положительном направлении оси *z*. Так, например, для падающих волн напряжения и тока можно записать:

$$\begin{cases} U_{\Pi} = A_U e^{\gamma z} \\ I_{\Pi} = A_I e^{\gamma z} \end{cases}$$

Коэффициент распространения волны в линии γ в общем случае является комплексной величиной и может быть представлен в виде:

$$\gamma = \sqrt{Z_1 Y_1} = \sqrt{(R_1 + i\omega L_1)(G_1 + i\omega C_1)} = \alpha + i\beta$$

где α — коэффициент затухания волны в линии; β — коэффициент фазы. И предыдущее выражение может быть записано в виде:

$$\begin{cases} U_{\Pi} = A_U e^{\alpha z} e^{i\beta z} \\ I_{\Pi} = A_I e^{\alpha z} e^{i\beta z} \end{cases}$$

Так как при распространении падающей волны на длину волны в линии $\lambda_{_{I\!\!I}}$ фаза волны изменяется на 2π , то коэффициент фазы можно связать с длиной волны $\lambda_{_{I\!\!I}}$ соотношением:

$$eta = rac{2\pi}{\lambda_\Lambda}$$

При этом фазовая скорость волны в линии V_{ϕ} определяется через коэффициент фазы:

$$V_{\Phi} = \frac{\omega}{\beta}$$

Определим коэффициенты A и B, входящие в решения волновых уравнений, через значения напряжения U_H и тока I_H на нагрузке. Это является оправданным, так как напряжение и ток на нагрузке практически всегда можно измерить с помощью измерительных приборов. Воспользуемся первым из телеграфных уравнений и подставим в него напряжение и ток. Тогда получим:

$$A_U \gamma e^{\gamma z} - B_U e^{-\gamma z} = A_I \gamma e^{\gamma z} - B_I e^{-\gamma z}$$

Сравнив коэффициенты при экспонентах с одинаковыми показателями степеней, получим:

$$\begin{cases} A_I = \frac{A_U}{W} \\ B_I = -\frac{B_U}{W} \end{cases}$$

где
$$W=\sqrt{\frac{Z_1}{Y_1}}$$
 — волновое сопротивление линии.

В этом случае получим

$$\begin{cases} U = A_U e^{\gamma z} + B_U e^{-\gamma z} \\ I = \frac{A_U e^{\gamma z} - B_U e^{-\gamma z}}{W} \end{cases}$$

Для определения коэффициентов А и В в этих уравнениях воспользуемся условиями в конце линии z = 0:

$$\begin{cases} U(z=0) = U_H \\ I(z=0) = I_H \end{cases}$$

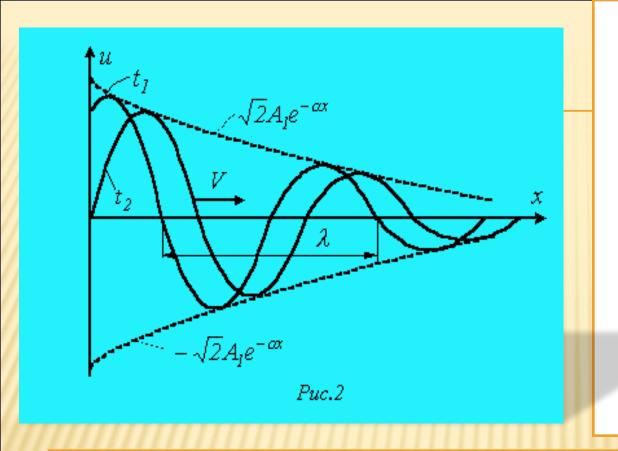
Tогда при z = 0 найдем

$$\begin{cases} A_U = \frac{1}{2}(U_H + I_H W) \\ B_U = \frac{1}{2}(U_H - I_H W) \end{cases}$$

$$\begin{cases} U = U_H \operatorname{ch}(\gamma z) + I_H W \operatorname{sh}(\gamma z) \\ I = I_H \operatorname{ch}(\gamma z) + \frac{U_H}{W} \operatorname{sh}(\gamma z) \end{cases}$$

Рассмотрим простейший случай, когда напряжение и ток в линии определяются только падающей волной, а отраженная волна отсутствует. Тогда следует положить $B_{ij} = 0$, $B_{j} = 0$:

$$\begin{cases} U = A_U e^{\alpha z} e^{i\beta z} \\ I = A_I e^{\alpha z} e^{i\beta z} \end{cases}$$



Ha рисунке представлена затухающая синусоида прямой волны. Перемещение волны характеризуется фазовой скоростью. Это СКОРОСТЬ перемещения по линии фазового неизменного состояния, т.е. скорость, которой нужно перемещаться вдоль линии, чтобы наблюдать

Уменьшение амплитуды напряжения или тока зависит от параметров линии, которые в свою очередь, определяются конструкцией кабеля. Различают **первичные и вторичные параметры передачи.**

ПЕРВИЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕДАЧИ

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ.

Электрическое сопротивление кабельной цепи это достаточно сложное понятие т.к. это сопротивление определяется как параметрами цепи на постоянном токе, так и ее характеристиками на переменном, т.е. Z=R+jωL, где L это индуктивность цепи.

постоянный ток.

Электрическое сопротивление токопроводящей жилы кабеля, провода или шнура постоянному току, равно $R_{\mathbf{0}} = \frac{P_V l}{s} \cdot o_{\mathbf{M}/\mathbf{M}},$

где $\rho_{\rm V}$ - удельное сопротивление, равное - для алюминия 0,0263 om^*mm^2/m , для меди 0,01752 om^*mm^2/m и для стали 0,139 om^*mm^2/m .

Обычно сопротивление жил кабеля и провода пересчитывают на длину $1 \, \kappa m$ и сечение $1 \, m m^2$ и приводят к $+20^\circ$ C по формуле:

$$R_t = \frac{\rho_V l}{s} [1 + \alpha (t - 20)] = R_0 [1 + \alpha (t - 20)], \ om/km,$$

где α — температурным коэффициент, для алюминия, равный 0,00403, меди — 0,00393 на 1° С при 20° С.

ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК

Полное сопротивление цепи на переменном токе складывается из четырех составляющих:

$$R_f = R_0 + R_{\pi,9} + R_{6\pi} + R_M$$

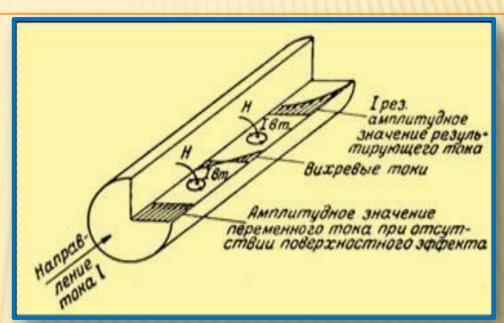
R₀ - сопротивление постоянному току;

 $R_{\Pi \Im}$ - увеличение сопротивления за счет поверхностного эффекта; $R_{\Pi \Im}$ - увеличение сопротивления за счет эффекта близости;

 R_{M} – увеличение сопротивления за счет потерь в окружающих металлических массах (в соседних жилах и в металлической оболочке кабеля).

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ЭФФЕКТ

Плотность тока на поверхности проводников на высоких частотах максимальна на поверхности и убывает по мере проникновения в глубь проводника. Это явление получило название поверхностного эффекта (скинэффекта). Скин-эффект особенно ярко выражен в металлах вследствие их высокой проводимости.



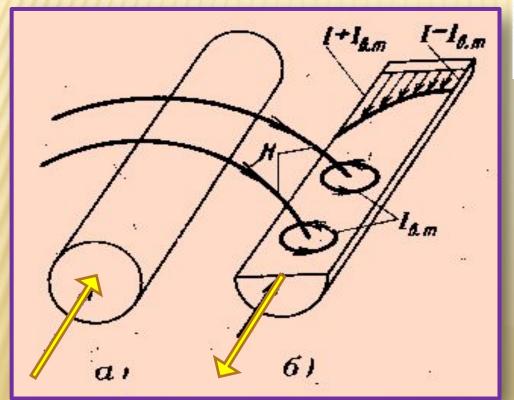
Будем рассматривать металл достаточно далеко от плазменного края. **Плазменный край** - это предел изменения характера отражения, где впервые возникает полное отражение на частоте плазменного резонанса $w_p^{\ +}$. С учетом магнитных свойств было получено выражение для глубины проникновения,

 $d_p = \sqrt{\frac{2}{\mu \mu_0 \omega \sigma_0}}$

где $б_o$ - статическая удельная проводимость, μ_0 = $4\pi 10^{-7}$ Гн/м -магнитная постоянная. Для меди $б_o$ (300° K)= $6,5.10^{-4}$ Ом $^{-1}$ см $^{-1}$. В диапазоне мегагерц глубина проникновения составляет всего лишь около 100 мкм. Следовательно, хорошие проводники очень сильно экранируют внешнее электромагнитное

ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ

Проявляется только в проводниках расположенных в непосредственной близости друг от друга (симметричные пары). Величина k_{δ} (коэффициент эффекта близости) может быть рассчитана по приближенной формуле:



$$k_6 = \frac{1.18k_m}{k_m + 0.27} \left(\frac{d}{a}\right)^2$$
.

ПОТЕРИ В ОКРУЖАЮЩИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАССАХ

Окружающие металлические массы за счет проникновения в них электромагнитного поля также воздействуют на параметры цепи. Магнитное поле H, создаваемое током, проходящим по жилам, наводит вихревые токи I_{в.т.} в соседних жилах кабеля, окружающем экране, металлической оболочке, броне и т. д. Вихревые токи нагревают металлические элементы кабеля и создают дополнительные тепловые потери энергии. Кроме того, эти токи создают поле обратного действия, которое воздействует на жилы кабеля и изменяет их параметры (возрастание активного сопротивления R, емкости C и уменьшение индуктивности L).

Дополнительное сопротивление (Rм) оценивается путем пересчета значений, определенных на частоте 200 кГц и приведенных в справочных материалах, на рабочие частоты по выражению

 $R_{200} = R_{200} \sqrt{\frac{1}{200000}}$

		До	полнител	тьное сог	противле	ние, ом-	км				
Конструкция кабеля	Основная цепь по повивам				Фанто	мная це	пь по по	вивам			
	1	2	3	4	1	2	3	4			
	0.000	В с	межных	четверка	x	= 12:17					
1 + 6 $1+6+12$ $1+6+12+18$	8 8 8	7,5 7,5 7,5	7,5 7,5	- - 7,5	0 1,2 1,2 1,2	1,2 1,2 1,2	- 1,2 1,2	_ _ _ 1,2			
				оболочк	e						
1 1+6 1+6+12 1+6+12+18	· 1,5 0 0	5,5 0 0	_ 1,0 0	- - 1,0	5,7 0,5 0	1.7 0 0	_ 0.7 0	_ _ 0,5			

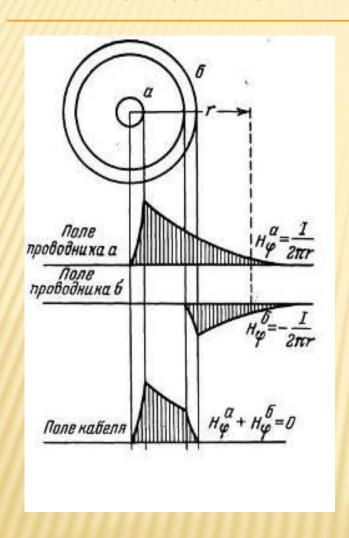
В результате выражение для активного сопротивление цепи симметричного кабеля на

переменном токе,

$$R = 2R_0 \left[1 + F(x) + \frac{k_0 G(x) \left(\frac{d}{a}\right)^2}{1 + H(x) \left(\frac{d}{a}\right)^2} \right], om/\kappa m,$$

где F(x) – табулированная функция которая отвечает за поверхностный эффект, а следующее слагаемое за эффект близости G(x) и H(x) также табулированные функции. К этому значению необходимо добавить сопротивление за счет потерь в окружающих металлических массах и все это умножить на коэффициент укрутки – χ , характеризующий относительное удлинение проводов при скрутке в пределах 1,03 – 1,08 в зависимости от типа скрутки.

АКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КОАКСИАЛЬНОЙ ПАРЫ



В отличие от симметричной пары или их группы в коаксиальных нет необходимости увеличение учитывать активного сопротивления за счет эффекта близости потерь в окружающих металлических массах, т.к. в коаксиальной паре поле сосредоточено внутри пары и чем выше частота, тем его напряженность на внешней поверхности убывает, опять же поверхностного эффекта. результате, активное сопротивление коаксиальной пары будет определятся размерами проводников, проводимостью на переменном токе - Y и коэффициентом вихревых токов - k

$$R = R_d + R_D = \frac{k \cdot 10^2}{\sqrt[3]{2} \pi \gamma_1 d} + \frac{k \cdot 10^2}{\sqrt{2} \pi \gamma_2 D} =$$

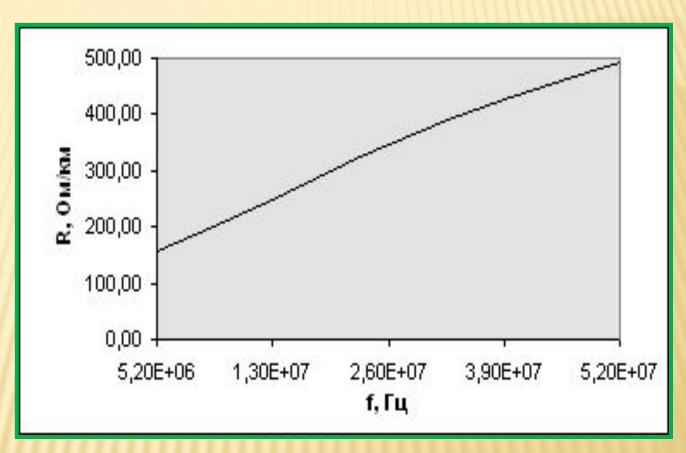
$$= \sqrt{\frac{\mu_a f}{\gamma}} \frac{2}{\sqrt{10}} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D} \right), \quad o_{M/KM},$$

где
$$k = \sqrt{\omega \mu_a \gamma} = 2 \sqrt{2\pi} \sqrt{f \mu_a \gamma 10^{-5}}$$
.

Величины
$$\sqrt{\frac{\mu_{\bf a}f}{\gamma}}$$
 для меди $0,132\sqrt{f}$; алюминия—

$$0,171 V \bar{f}$$
; стали — $37,2 V \bar{f}$ и свинца — $4,7 V \bar{f}$.

ГРАФИК ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ АКТИВНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ЦЕПИ



индуктивность

Индуктивность цепи характеризуется отношением магнитного потока Ф к току *I*, создавшему этот поток:

$$L = \frac{\Phi}{I} = L_{\rm B} + L_{\rm H}$$
.

Различают внутреннюю индуктивность – L_в, которая определяется магнитным потоком внутри проводника и поскольку существует поверхностный эффект с ростом частоты глубина проникновения поля в толщу проводника уменьшается, уменьшается магнитный поток Ф и внутренняя индуктивность падает.

Внешняя (наружная) индуктивность – L_н , определяется внешним магнитным потоком и поэтому зависит только от размеров проводника

Индуктивность проводников кабелей связи измеряют и нормируют в генри, милигенри (10^{-3} гн) и микрогенри (10^{-6} гн) на 1 км или 1 м.

Внешняя индуктивность одножильного провода, а также внешняя индуктивность коаксиального кабеля

$$L = 2 \ln \frac{D}{d} \cdot 10^{-4} = 4.6 \lg \frac{D}{d} \cdot 10^{-4}$$
, $2H/KM$.

Внутренняя индуктивность проводов коаксиальной пары, d – внутренний проводник, D – внешний проводник, зависит от частоты и магнитной проницаемости - µ материалов проводников:

$$L = L_d + L_D = 1,007 \cdot 10^{-7} \times \left(\frac{1}{d} \sqrt{\frac{\rho_1 \mu_1}{f}} + \frac{1}{D} \sqrt{\frac{\rho_2 \mu_2}{f}} \right) \cdot 2H/M.$$

Общая индуктивность коаксиального кабеля внутренним и внешним проводниками µ=1:

с медными

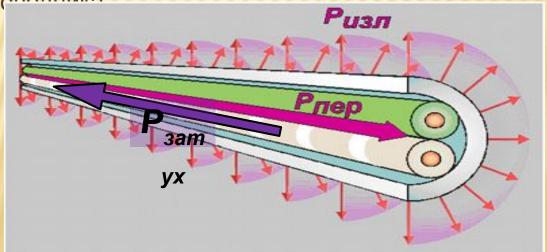
$$L = 0.46 \cdot 10^{-6} \lg \frac{D}{d} + \frac{1 \cdot 33 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{f}} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D} \right), \ 2H/M.$$

ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ПО СИММЕТРИЧНОЙ ЦЕПИ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ

Для определения параметров симметричной цепи с потерями необходимо знать составляющие Ez и $H\phi$. Они определяют энергию, поглощаемую проводником из окружающего пространства. Мощность потока энергии поглощения для цилиндрического проводника выражается через уравнение 2π

 $Z = R + i\omega L = \frac{1}{I^2} \int_{0}^{\infty} E_z H_{\varphi}^* r d\varphi$

где R - активное сопротивление проводника; L - внутренняя его индуктивность; Ez - продольная составляющая электрического поля; *j H - сопряженное значение тангенциальной составляющей магнитного поля; r - радиус преведиме



Для определения *Ez и Нф симметричной цепи используются ранее* приведенные уравнения Максвелла в дифференциальной форме для цилиндрической системы координат.

$$\begin{split} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} &= -i\omega \mu_a H_{\varphi} \\ \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial r} + \frac{H_{\varphi}}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} &= (\sigma + i\omega \varepsilon_a) E_z \end{split}$$

Дифференциальное уравнение второго порядка для определения компонент поля имеет вид:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} = k_n^2 E_z$$

- для проводников

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} = k_{\mu}^2 E_z$$

- для диэлектриков

Составляющую *Нф определяем из ранее* приведенного выражения:

$$H_{\varphi} = \frac{1}{i\omega\mu_a} \frac{\partial E_z}{\partial r}$$

В симметричных кабелях, в отличие от коаксиальных, нет симметрии в расположении электромагнитного поля вокруг проводника, т.е. необходимо учитывать изменение поля по тангенциальной составляющей $\frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} \neq 0$

Это выражение характеризует искажение поля и соответственно действие эффекта близости между проводниками.

Решение приведенного выше дифференциального уравнения для

мета про имост ополужений вид $E_z = \left[A_n I_n(\sqrt{ikr}) + B_n K_n(\sqrt{ikr})\right] (C_n \cos n\varphi + D_n \sin n\varphi)$

где I_n и K_n - модифицированные цилиндрические функции первого и второго порядка; A, B, C, D - постоянные интегрирования; $k = \sqrt{\omega \mu_a \sigma}$ ициент потерь для металла.

Поскольку поле внутри проводника возрастает от центра к периферии, а функция K_n имеет падающий характер с увеличением аргумента, необходимо принять, что B=0. В силу симметричного расположения проводников относительно горизонтальной оси, от которой ведется отсчет угла ψ , нечетная функция sinn ψ отсутствует, поэтому Dn=0. Имея в виду наличие n составляющих поля, находим составляющую Ez для проводников:

$$E_z = \sum_{n=0}^{\infty} A_n I_n(\sqrt{ikr}) \cos n\varphi$$

Соответственно составляющая магнитного поля

$$H_{\varphi} = \frac{\sqrt{ik}}{i\omega\mu_a} \sum_{n=0}^{\infty} A_n I_n^1(\sqrt{ikr}) \cos n\varphi$$

Полученные уравнения аналогичны уравнению для внутреннего проводника коаксиального кабеля. Отличие заключается в том, что в силу осевой симметрии для внутреннего проводника не учитывалось изменение поля по φ и π = 0. При учете эффекта близости π = π 0, так как кроме основных оставляющих поля первого проводника возникает π 1 составляющих поля за счет взаимодействия полей рядом расположенных проводников.

Для определения постоянных интегрирования *An запишем выражения* напряженностей электрического и магнитного полей в диэлектрике, окружающем проводники.

Для диэлектрика уравнение имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial z} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} = 0$$

Решением данного уравнения является

$$E_z = B_0 \ln r + C_0 + \sum_{n=0}^{\infty} (B_n r^n + C_n r^{-n}) \cos n\varphi$$

Составляющая магнитного поля

$$H_{\varphi} = \frac{B_0}{i\omega\mu} + \frac{1}{i\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} (B_n r^{n-1} - C_n r^{-n-1}) \cos n\varphi$$

где B_n , C_n — постоянные интегрирования, для нахождения которых используются следующие условия:

непрерывность продольных составляющих электрического поля на границе проводник-диэлектрик: $E_z^M = E_z^D \; \mathrm{при} \; r = r_0$

непрерывность тангенциальных составляющих магнитного поля:

$$H_z^M=H_z^D$$
 при $r=r_0$

ОКОНЧАТЕЛЬНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ R И L В СИММЕТРИЧНОМ КАБЕЛЕ

$$R = R_a + R_b = 2R_0 \left[1 + F(kr) + \frac{G(kr)(d/a)^2}{1 - H(kr)(d/a)^2} \right]$$

$$L = L_a + L_b = Q(kr) * 10^{-4}$$

Окончательное выражение для расчетк сопротивления симметричной цепи с учетом типа скрутки – к-т р, и с учетом укрутки кар – к-т

$$R = R_a + R_b = 2R_0 \aleph \left[1 + F(kr) + \frac{pG(kr)\left(d/a\right)^2}{1 - H(kr)\left(d/a\right)^2} \right] + R_m$$

При парной скрутке p=1, при звездной p=5, при двойной парной – p=2.

ИНДУКТИВНОСТЬ СИММЕТРИЧНОЙ ЦЕПИ

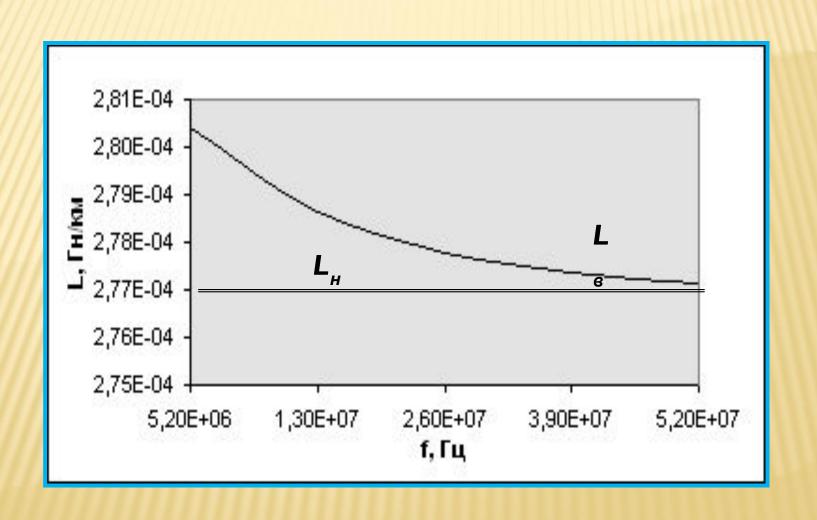
Выше было определено значение внутренней индуктивности проводников. Индуктивность цепи в целом определяется суммой внешней L и внутренней L в $L = L_{
m H} + 2L_{
m B}$

$$L_{\rm H} = 4 \ln \left[\frac{(a-r)}{r} \right] * 10^{-4}$$

Тогда общая индуктивность симметричной кабельной цепи, Гн/км:

$$L = L_{\rm H} + 2L_{\rm B} = \left\{ 4 \ln \left[\frac{(a-r)}{r} \right] + \mu Q(kr) \right\} * 10^{-4}$$

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНДУКТИВНОСТИ ПРОВОДНИКОВ



ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЕМКОСТЬ

Емкость коаксиальной пары, включая радиочастотные кабели

определяется выражением:

$$C = \frac{\varepsilon}{18 \ln \frac{D}{d}} = \frac{\varepsilon}{2, 3 \cdot 18 \lg \frac{D}{d}} = \frac{0,0241\varepsilon}{\lg \frac{R}{r}}, \quad m\kappa\phi/\kappa m.$$

Емкость кабелей измеряют и нормируют в микрофарадах $(10^{-6} \phi)$, нанофарадах $(10^{-9} \phi)$ и пикофарадах $(10^{-12} \phi)$ на $1 \kappa M$ или $1 \kappa M$.

Емкость радиочастотных коаксиальных кабелей с многопроволочным

внутренним проводником

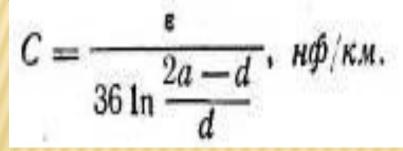
$$C = \frac{\epsilon k_3 \cdot 10^{-6}}{41,4 \text{ ig } \frac{D}{d_2}}, \quad \kappa \kappa \phi / \kappa,$$

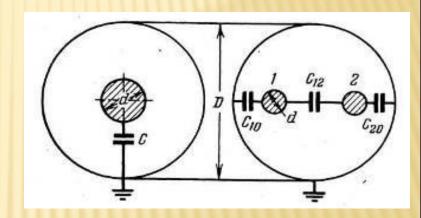
где k_3 =0,98/0,99 — коэффициент, учитывающий форму внешнего проводника и представляющий собой отношение емкости кабеля с внешним проводником в форме оплетки к емкости кабеля с.внешним проводником в форме сплошной трубы; d_3 — эквивалентный диаметр, мм.

СИММЕТРИЧНЫЕ ПАРЫ

Емкость одной жилы двухжильного кабеля в общей металлической оболочке и одной жилы симметричного экранированного радиочастотного кабеля (обе жилы имеют равные по величине, но противоположные по знаку потенциалы).

Емкость неэкранированного двухжил

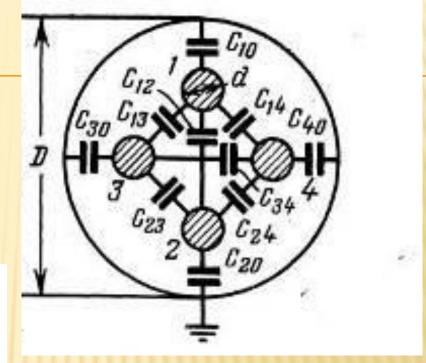




Частичные емкости в четверке C10, C20, C30, C40 – емкости по отношению к металлической оболочке, C12, C13, C14, C23, C24, C34 – емкости между проводами четверки.

Емкость многопарных кабелей связи в общем виде с учетом системы с

$$C = \frac{\kappa \epsilon}{36 \ln \frac{2a}{d} \psi}, \quad \kappa \phi / \kappa \kappa,$$



 Ψ – коэффициент скрутки, характеризующий удаление жил от заземленной оболочки, зависит от типа скрутки, при большом удалении, Ψ =1. Численные значения поправочного коэффициента Ψ в зависимости от отношения диаметров жилы по изоляции (d1) к диаметру жилы (d) приведены в таблице (Ψ_{Π} – парная скрутка, Ψ_{Ψ} – четверочная скрутка, Ψ_{Π} – двойная парная).

Для оценки целесообразней всего воспользоваться таблицей со значениями коэффициентов для различных видов скрутки

d_1/d	φπ	φη	$\phi_{\pi.\pi}$
1,6 1,8	0,608 0,627	0,588 0,611	0,615 0,625
2,0 2,2	0,644 0,655 0,665	0,619 0,630 0,647	0,660 0,670 0,692

Расчет эквивалентного значение $tg\delta_9$ для сложной (комбинированной) изоляции осуществляется в соответствии с объемами материалов (V_1, V_2) и их диэлектрической проницаемостью (ϵ_1, ϵ_2) по выражению:

При непрерывной и одинаковой по длине изоляции соотношение объемов можно заменить соотношением площадей поперечного сечения.

$$\operatorname{tg} \delta_{\theta} = \frac{\epsilon_1 V_1 \operatorname{tg} \delta_1 + \epsilon_2 V_2 \operatorname{tg} \delta_2}{\epsilon_1 V_1 + \epsilon_2 V_2},$$

$$\varepsilon_{3} = \frac{\varepsilon_{1}V_{1} + \varepsilon_{2}V_{2}}{V_{1} + V_{2}}.$$

ПРОВОДИМОСТЬ ИЗОЛЯЦИИ

Проводимость изоляции между токоведущими жилами кабеля в общем случае складывается из двух составляющих:

$$G = G_0 + G_1 = \frac{1}{R_{HS}} + \omega C \operatorname{tg} \delta, \quad cum/\kappa m.$$

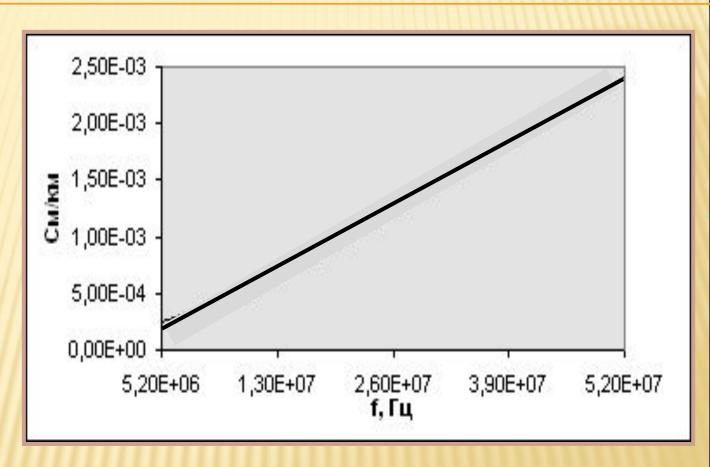
 G_0 - проводимость изоляции на постоянном токе, равная $1/R_{us}$; G_f - проводимость изоляции на переменном ток $G=2\pi f \ Ctg \ \delta$, сим/км.

Для кабелей, имеющих сопротивление изоляции более $3*10^{11}$ ом*м, и в кабелях связи, где потери на диэлектрическую поляризацию значительно больше потерь на тепло, проводимость определяется только на переменном токе.

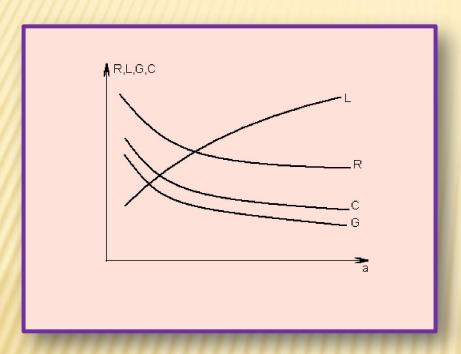
Данные по параметрам изолирующих материалов, применяемых в кабельной технике можно найти в справочниках

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ИЗОЛЯЦИИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

f=0, G=G_o



ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРВИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОТ РАЗМЕРОВ СИММЕТРИЧНОЙ ПАРЫ



R,L,G,C C R G L

Зависимость параметров от расстояния между проводниками

Зависимость параметров от диаметра проводников