

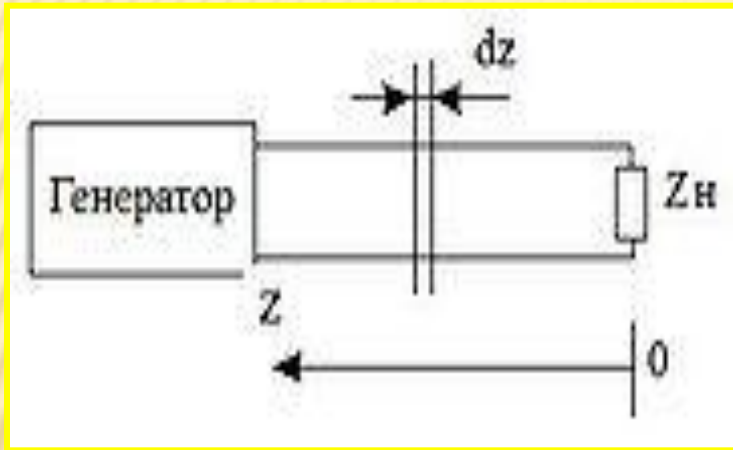
# ДЛИННАЯ ЛИНИЯ И ЕЕ ПАРАМЕТРЫ

Длинная линия — регулярная линия передачи, длина которой превышает длину волны ( $\lambda$ ) колебаний, распространяющихся в линии. Характерной особенностью длинных линий является проявление интерференции 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, обратном падающей волне. Все разнообразие процессов, происходящих в длинной линии, определяется амплитудно-фазовыми соотношениями между падающей и отраженной волнами.

---

# ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛИННОЙ ЛИНИИ.

## погонные параметры

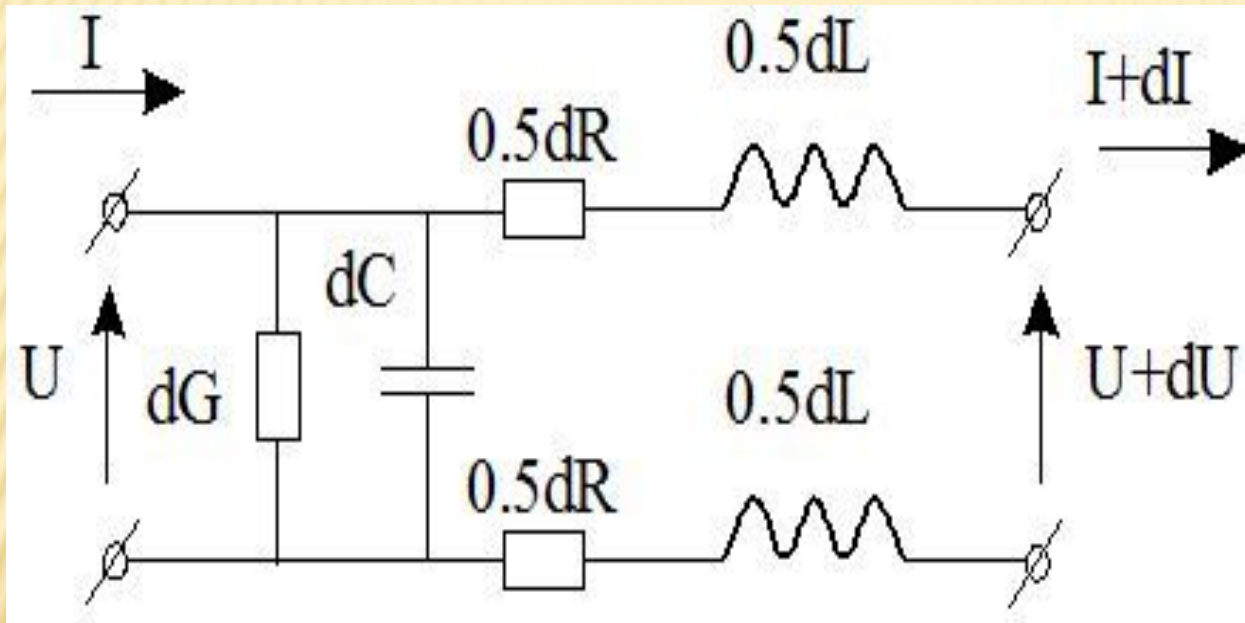


Рассмотрим двухпроводную длинную линию.  $Z_H = R_H + iX_H$  — комплексное сопротивление нагрузки;  $z$  — продольная координата линии, отсчитываемая от места подключения нагрузки.

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

- $R_1$  — погонное сопротивление, Ом/м;
- $G_1$  — погонная проводимость, 1/Ом м;
- $L_1$  — погонная индуктивность Гн/м;
- $C_1$  — погонная ёмкость Ф/м;

# 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:

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

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

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

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 **дифференциальные уравнения линии**

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

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

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

Решим телеграфные уравнения относительно напряжения и тока:

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

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

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

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

Подставляя значения производных напряжения и тока, после преобразований получаем:

### Однородные волновые уравнения длинной линии

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

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

решения известны и могут быть записаны в виде:

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

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:

$$\begin{cases} |B_U| \leq |A_U| \\ |B_I| \leq |A_I| \end{cases}$$

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  $\gamma$  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  $\alpha$  — коэффициент затухания волны в линии;  $\beta$  — 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  $\lambda_{\Gamma}$  фаза волны изменяется на  $2\pi$ , то коэффициент фазы можно связать с длиной волны  $\lambda_{\Gamma}$  соотношением:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\Gamma}}$$

При этом фазовая скорость волны в линии  $V_\phi$  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  $A$  и  $B$  в этих уравнениях воспользуемся условиями в конце линии  $z = 0$ :

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

Тогда при  $z = 0$  найдем

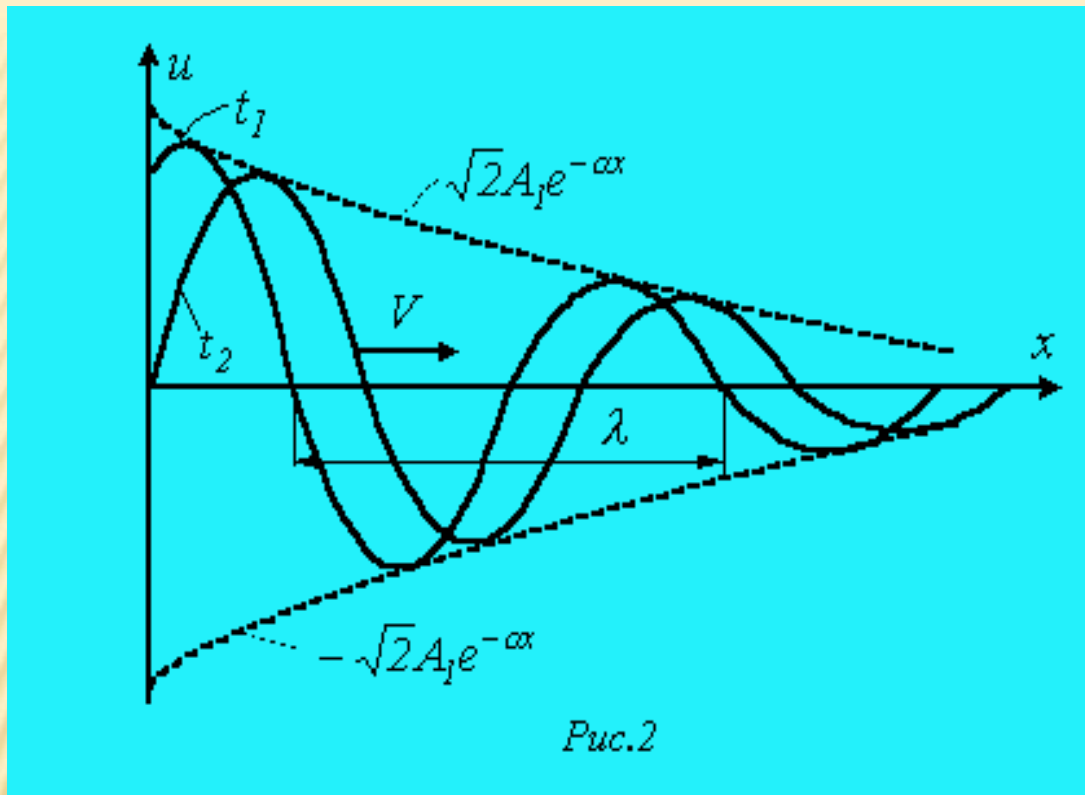
$$\begin{cases} A_U = \frac{1}{2}(U_H + I_H W) \\ B_U = \frac{1}{2}(U_H - I_H W) \end{cases}$$

Подставив полученные значения коэффициентов, после преобразований получим:

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

Рассмотрим простейший случай, когда напряжение и ток в линии определяются только падающей волной, а отраженная волна отсутствует. Тогда следует положить  $B_U = 0$ ,  $B_I = 0$ :

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



На рисунке 2 представлена затухающая синусоида прямой волны. Перемещение волны характеризуется **фазовой скоростью**. Это скорость перемещения по линии неизменного фазового состояния, т.е. скорость, с 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.  $Z=R+j\omega L$ , где  $L$  это индуктивность цепи.

## ПОСТОЯННЫЙ ТОК.

Электрическое сопротивление токопроводящей жилы кабеля, провода или шнура постоянному току, равно

$$R_0 = \frac{\rho_V l}{s}, \text{ ом/м,}$$

где  $\rho_V$  - удельное сопротивление, равное - для алюминия  $0,0263 \text{ ом}^* \text{мм}^2/\text{м}$ , для меди  $0,01752 \text{ ом}^* \text{мм}^2/\text{м}$  и для стали  $0,139 \text{ ом}^* \text{мм}^2/\text{м}$ .

Обычно сопротивление жил кабеля и провода пересчитывают на длину  $1 \text{ км}$  и сечение  $1 \text{ мм}^2$  и приводят к  $+20^\circ \text{ C}$  по формуле:

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

где  $\alpha$  — температурный коэффициент, для алюминия, равный  $0,00403$ , меди —  $0,00393$  на  $1^\circ \text{ C}$  при  $20^\circ \text{ C}$ .

## ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК

---

Полное сопротивление цепи на переменном токе складывается из четырех составляющих:

$$R_f = R_0 + R_{п.э} + R_{бл} + R_m,$$

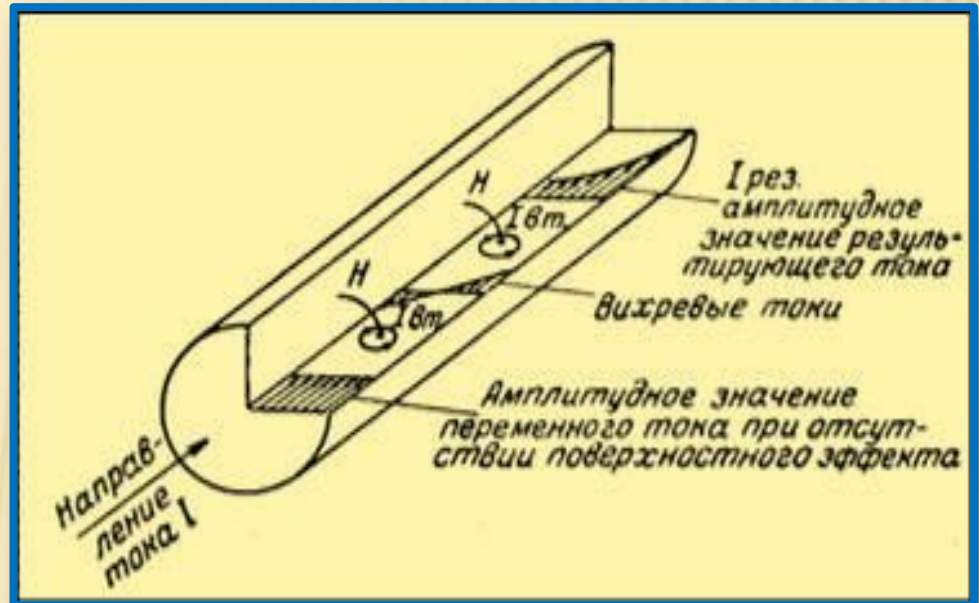
$R_0$  - сопротивление постоянному току;

$R_{пэ}$  - увеличение сопротивления за счет поверхностного эффекта;  $R_{бл}$  - 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 (скин-эффекта). 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  $\omega_p^+$ . С учетом магнитных свойств было получено выражение для глубины проникновения,

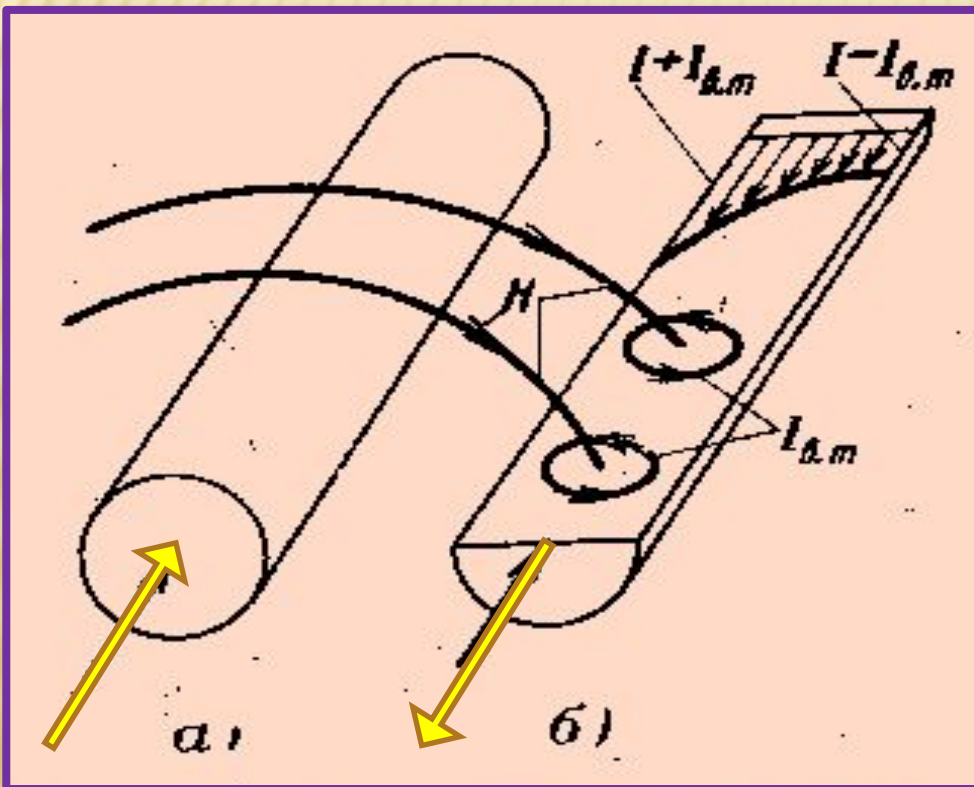
$$d_p = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \omega \sigma_0}}$$

где  $\sigma_0$  - статическая удельная проводимость,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м - магнитная постоянная. Для меди  $\sigma_0$  (300°K) =  $6,5 \cdot 10^{-4}$  Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>. В диапазоне мегагерц глубина проникновения составляет всего лишь около 100 мкм. Следовательно, хорошие проводники очень сильно экранируют внешнее электромагнитное поле.

# ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ

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

$$k_б = \frac{1,18k_H}{k_H + 0,27} \left( \frac{d}{a} \right)^2.$$



## 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  $I_{\text{в.т.}}$  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 ( $R_m$ ) оценивается путем пересчета значений, определенных на частоте 200 кГц и приведенных в справочных материалах, на рабочие частоты по выражению

$$R_{\text{доп}} = R_{200} \sqrt{\frac{f}{200\,000}}$$



Конструкция кабеля	Дополнительное сопротивление, Ом·км							
	Основная цепь по повилам				Фантомная цепь по повилам			
	1	2	3	4	1	2	3	4

В смежных четверках

1	0	—	—	—	0	—	—	—
1+6	8	7,5	—	—	1,2	1,2	—	—
1+6+12	8	7,5	7,5	—	1,2	1,2	1,2	—
1+6+12+18	8	7,5	7,5	7,5	1,2	1,2	1,2	1,2

В свинцовой оболочке

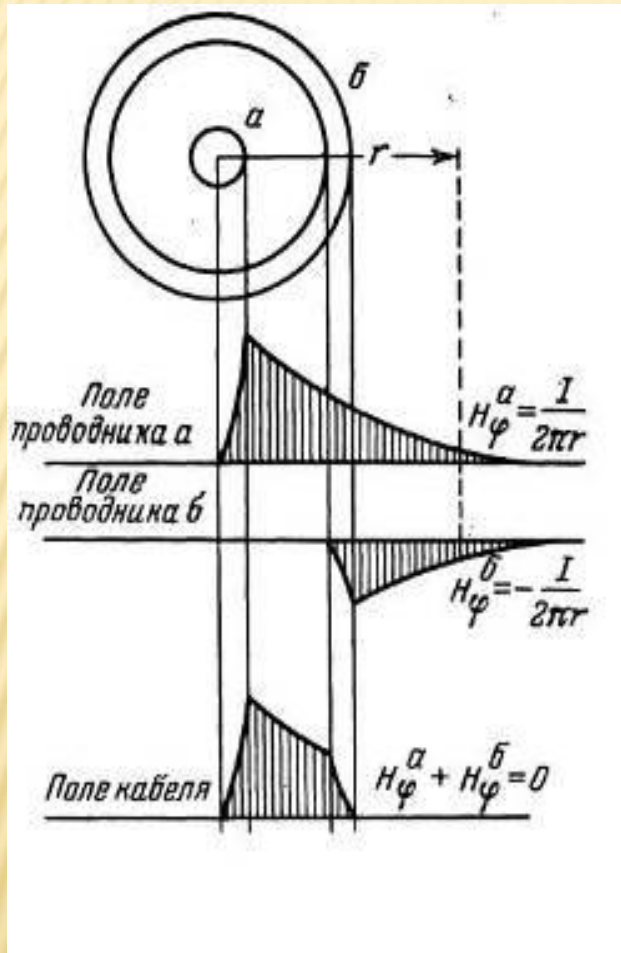
1	22	—	—	—	5,7	—	—	—
1+6	1,5	5,5	—	—	0,5	1,7	—	—
1+6+12	0	0	1,0	—	0	0	0,7	—
1+6+12+18	0	0	0	1,0	0	0	0	0,5

В результате выражение для активного сопротивления цепи симметричного кабеля на переменном токе,

$$R = 2R_0 \left[ 1 + F(x) + \frac{k_c G(x) \left(\frac{d}{a}\right)^2}{1 + H(x) \left(\frac{d}{a}\right)^2} \right], \text{ Ом/км,}$$

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 –  $\chi$ , 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 учитывать увеличение активного сопротивления за счет эффекта близости и 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 за счет поверхностного эффекта. В результате, активное сопротивление коаксиальной пары будет определяться размерами проводников, их проводимостью на переменном токе –  $\gamma$  и коэффициентом вихревых токов -  $k$

В этом случае

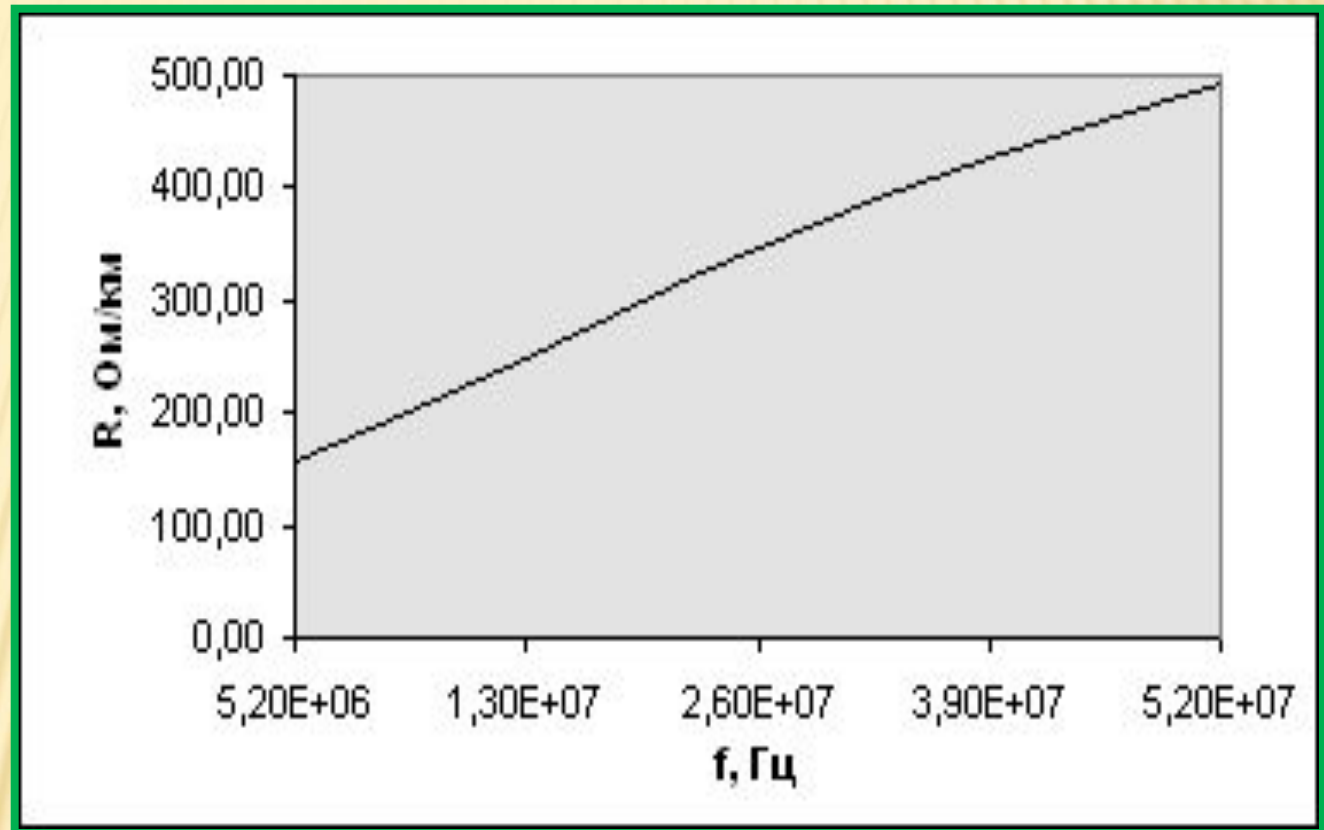
$$R = R_d + R_D = \frac{k \cdot 10^2}{\sqrt{2} \pi \gamma_1 d} + \frac{k \cdot 10^2}{\sqrt{2} \pi \gamma_2 D} = \\ = \sqrt{\frac{\mu_a f}{\gamma}} \frac{2}{\sqrt{10}} \left( \frac{1}{d} + \frac{1}{D} \right), \text{ Ом/км,}$$

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

Величины  $\sqrt{\frac{\mu_a f}{\gamma}}$  для меди  $0,132 \sqrt{f}$ ; алюминия —  $0,171 \sqrt{f}$ ; стали —  $37,2 \sqrt{f}$  и свинца —  $4,7 \sqrt{f}$ .

## ГРАФИК ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ АКТИВНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ЦЕПИ

$f=0, R=R_0$   
 $f \rightarrow R \rightarrow \sqrt{f}$



# ИНДУКТИВНОСТЬ

---

Индуктивность цепи характеризуется отношением магнитного потока  $\Phi$  к току  $I$ , создавшему этот поток:

$$L = \frac{\Phi}{I} = L_{\text{в}} + L_{\text{н}}.$$

Различают внутреннюю индуктивность –  $L_{\text{в}}$ , которая определяется магнитным потоком внутри проводника и поскольку существует поверхностный эффект с ростом частоты глубина проникновения поля в толщу проводника уменьшается, уменьшается магнитный поток  $\Phi$  и внутренняя индуктивность падает.

Внешняя (наружная) индуктивность –  $L_{\text{н}}$ , определяется внешним магнитным потоком и поэтому зависит только от размеров проводника

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

Внешняя индуктивность одножильного провода, а также внешняя индуктивность коаксиального кабеля

$$L = 2 \ln \frac{D}{d} \cdot 10^{-4} = 4,6 \lg \frac{D}{d} 10^{-4}, \text{ гН/км.}$$

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

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

Общая индуктивность коаксиального кабеля с медными внутренним и внешним проводниками  $\mu=1$ :

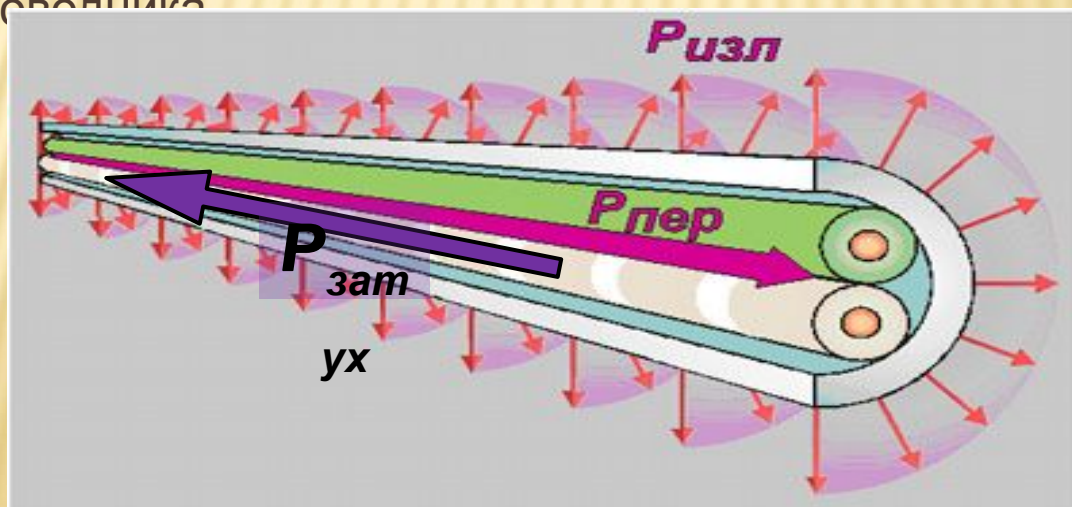
$$L = 0,46 \cdot 10^{-6} \lg \frac{D}{d} + \frac{1,33 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{f}} \left( \frac{1}{d} + \frac{1}{D} \right), \text{ гН/м.}$$

# ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ПО СИММЕТРИЧНОЙ ЦЕПИ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ

Для определения параметров симметричной цепи с потерями необходимо знать составляющие  $E_z$  и  $H_\varphi$ . Они определяют энергию, поглощаемую проводником из окружающего пространства. Мощность потока энергии поглощения для цилиндрического проводника выражается через уравнение Пойтинга:

$$Z = R + i\omega L = \frac{1}{I^2} \int_0^{2\pi} E_z H_\varphi^* r d\varphi$$

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



Для определения  $E_z$  и  $H_\varphi$  симметричной цепи используются ранее приведенные уравнения Максвелла в дифференциальной форме для цилиндрической системы координат.

Если сочетать систему координат так, чтобы ось  $z$  совпала с осью проводника, то три составляющие поля  $E_r$ ,  $E_\varphi$ ,  $H_z$  будут отсутствовать, а остальные три могут быть определены из следующих уравнений:

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

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

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

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

- для  
диэлектриков

Составляющую  $H_\varphi$  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 металла имеет следующий вид

$$E_z = [A_n I_n(\sqrt{ikr}) + B_n K_n(\sqrt{ikr})] (C_n \cos n\varphi + D_n \sin n\varphi)$$

где  $I_n$  и  $K_n$  - модифицированные цилиндрические функции первого и второго рода  $n$ -го порядка;  $A, B, C, D$  - постоянные интегрирования;  $k = \sqrt{\omega\mu\sigma}$  коэффициент 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  $\varphi$ , нечетная функция  $\sin n\varphi$  отсутствует, поэтому  $D_n = 0$ . Имея в виду наличие  $n$  составляющих поля, находим составляющую  $E_z$  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  $\varphi$  и  $n = 0$ . При учете эффекта близости  $n \neq 0$ , так как кроме основных составляющих поля первого проводника возникает  $n$  составляющих поля за счет взаимодействия полей рядом расположенных проводников.

Для определения постоянных интегрирования  $A_n$  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:

$$E_z^M = E_z^D \text{ при } r = r_0$$

непрерывность тангенциальных составляющих магнитного поля:

$$H_z^M = H_z^D \text{ при } r = r_0$$

## ОКОНЧАТЕЛЬНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ R И L В СИММЕТРИЧНОМ КАБЕЛЕ

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

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

Окончательное выражение для расчетк сопротивления симметричной цепи с учетом типа скрутки – к-т р, и с учетом укрутки  $\aleph$  ар – к-т

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

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  $L_H$  и внутренней  $L_B$

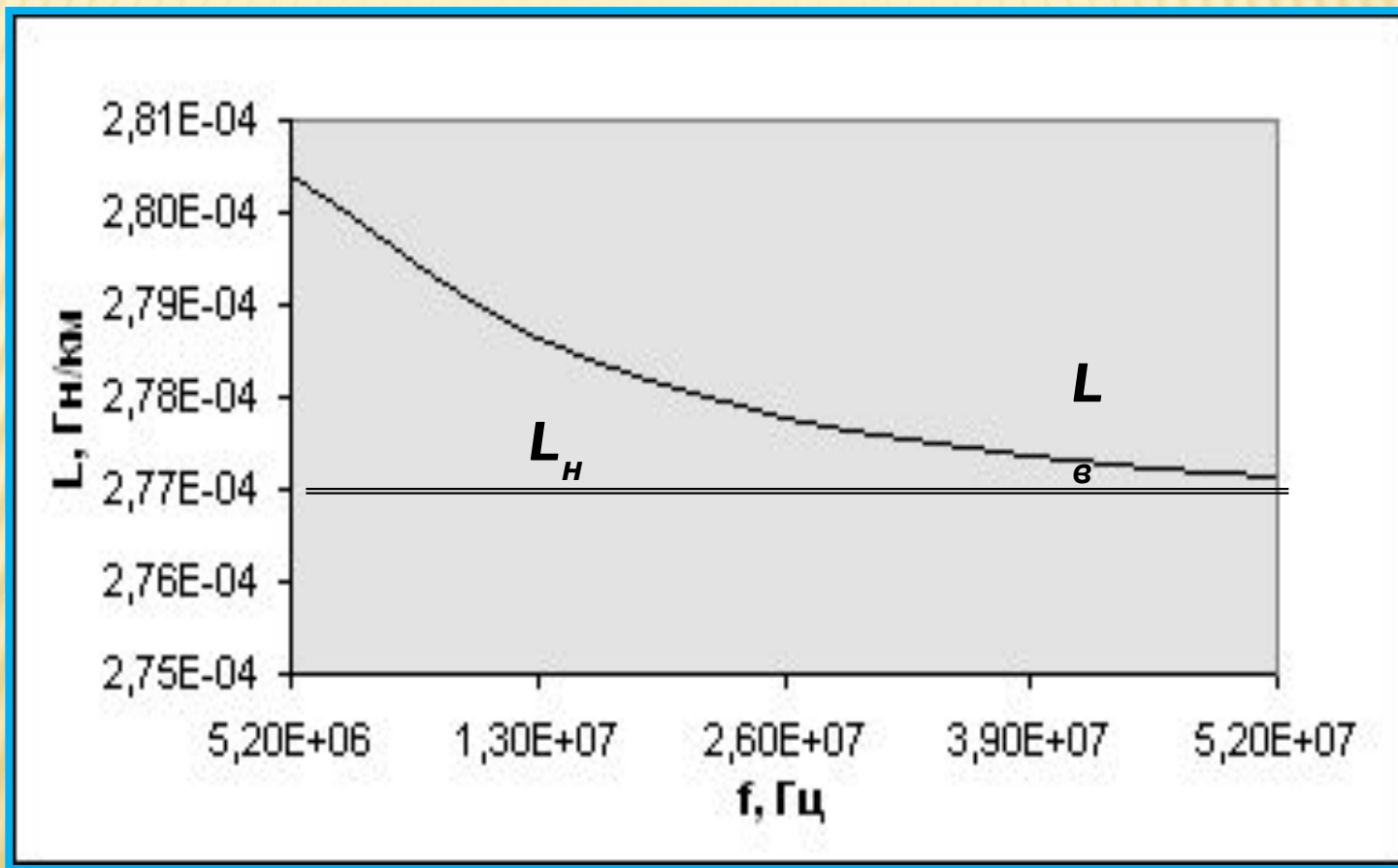
$$L = L_H + 2L_B$$

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

Тогда общая индуктивность симметричной кабельной цепи, Гн/км :

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

# ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНДУКТИВНОСТИ ПРОВОДНИКОВ



## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЕМКОСТЬ

Емкость коаксиальной пары, включая радиочастотные кабели определяется выражением:

$$C = \frac{\epsilon}{18 \ln \frac{D}{d}} = \frac{\epsilon}{2,3 \cdot 18 \lg \frac{D}{d}} = \frac{0,0241 \epsilon}{\lg \frac{R}{r}}, \text{ мкф/км.}$$

Емкость кабелей измеряют и нормируют в микрофарадах ( $10^{-6} \text{ ф}$ ), нанофарадах ( $10^{-9} \text{ ф}$ ) и пикофарадах ( $10^{-12} \text{ ф}$ ) на 1 км или 1 м.

Емкость радиочастотных коаксиальных кабелей с многопроволочным внутренним проводником

$$C = \frac{\epsilon k_3 \cdot 10^{-6}}{41,4 \lg \frac{D}{d_3}}, \text{ мкф/м.}$$

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.

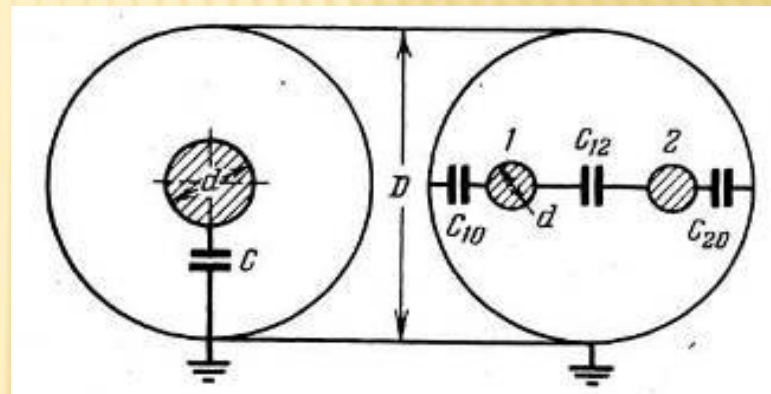


## СИММЕТРИЧНЫЕ ПАРЫ

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 двухжильного (симметричного) кабеля

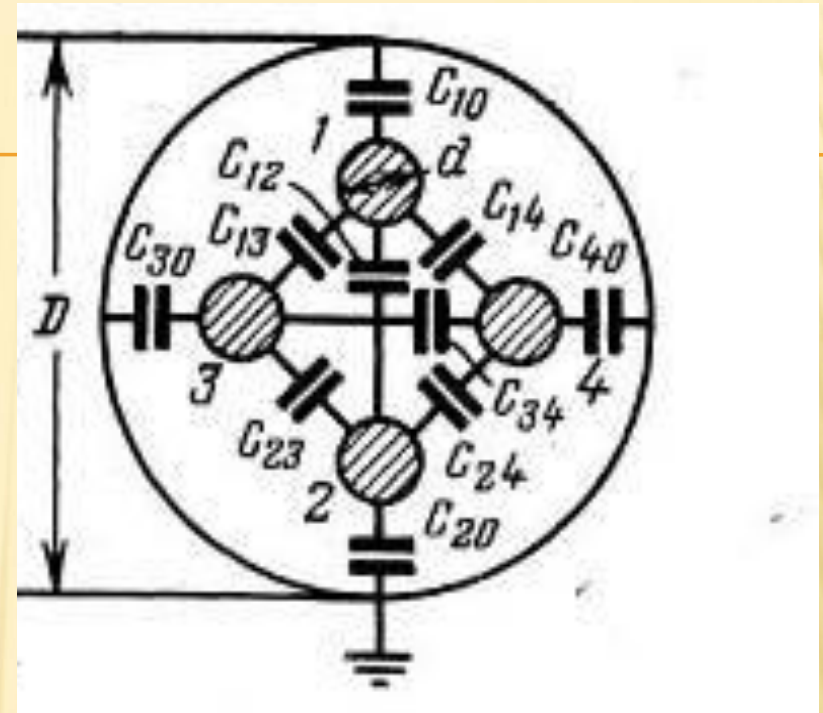
$$C = \frac{\epsilon}{36 \ln \frac{2a-d}{d}}, \text{ нФ/км.}$$



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

$$C = \frac{\kappa \epsilon}{36 \ln \frac{2a}{d} \psi}, \text{ мкФ/км,}$$



$\psi$  – коэффициент скрутки, характеризующий удаление жил от заземленной оболочки, зависит от типа скрутки, при большом удалении,  $\psi = 1$ . Численные значения поправочного коэффициента  $\psi$  в зависимости от отношения диаметров жилы по изоляции ( $d_1$ ) к диаметру жилы ( $d$ ) приведены в таблице ( $\Psi_{\Pi}$  – парная скрутка,  $\Psi_{\text{ч}}$  – четверочная скрутка,  $\Psi_{\text{дп}}$  – двойная парная).

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

$d_1/d$	$\psi_{II}$	$\psi_{III}$	$\psi_{д.п}$
1,6	0,608	0,588	0,615
1,8	0,627	0,611	0,625
2,0	0,644	0,619	0,660
2,2	0,655	0,630	0,670
2,4	0,665	0,647	0,692

Расчет эквивалентного значение  $\operatorname{tg} \delta_э$  для сложной (комбинированной) изоляции осуществляется в соответствии с объемами материалов ( $V_1, V_2$ ) и их диэлектрической проницаемостью ( $\epsilon_1, \epsilon_2$ ) по выражению:

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

$$\epsilon_э = \frac{\epsilon_1 V_1 + \epsilon_2 V_2}{V_1 + V_2}.$$

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

# ПРОВОДИМОСТЬ ИЗОЛЯЦИИ

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

$$G = G_0 + G_f = \frac{1}{R_{из}} + \omega C \operatorname{tg} \delta, \text{ смм/км.}$$

$G_0$  - проводимость изоляции на постоянном токе, равная  $1/R_{из}$ ;

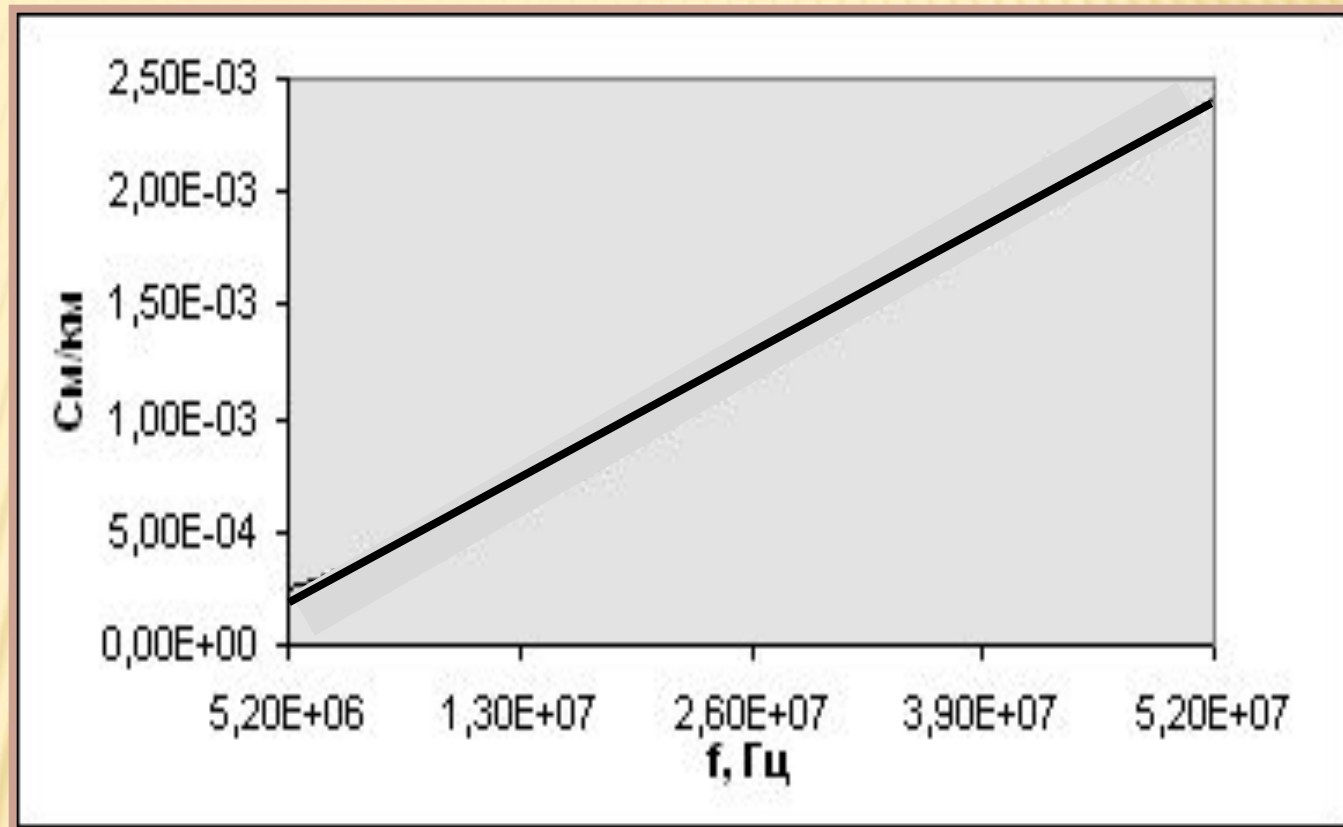
$G_f$  - проводимость изоляции на переменном токе  $G = 2\pi f C \operatorname{tg} \delta, \text{ смм/км.}$

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

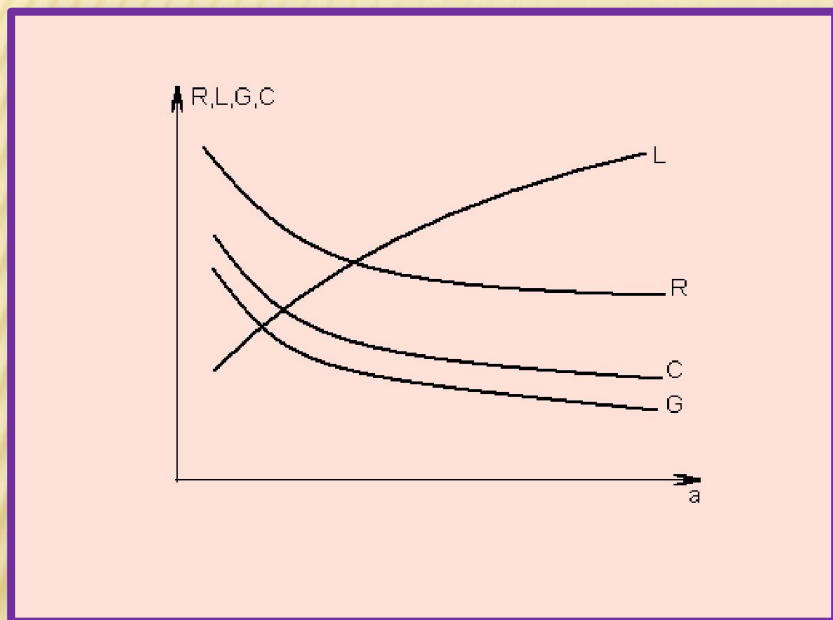
Данные по параметрам изолирующих материалов, применяемых в кабельной технике можно найти в справочниках

## ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ИЗОЛЯЦИИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

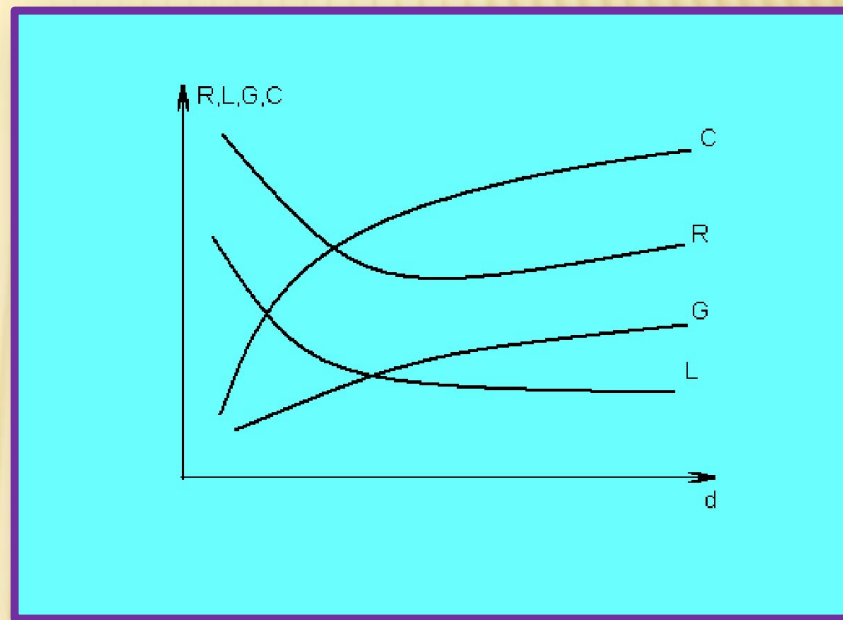
$f=0,$   
 $G=G_0$



# ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРВИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОТ РАЗМЕРОВ СИММЕТРИЧНОЙ ПАРЫ



Зависимость параметров от расстояния между проводниками



Зависимость параметров от диаметра проводников