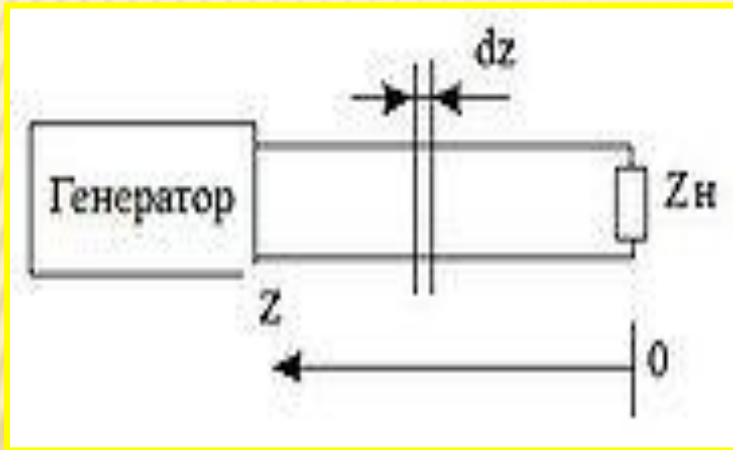


ДЛИННАЯ ЛИНИЯ И ЕЕ ПАРАМЕТРЫ

Длинная линия — регулярная линия передачи, длина которой превышает длину волны (λ) 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

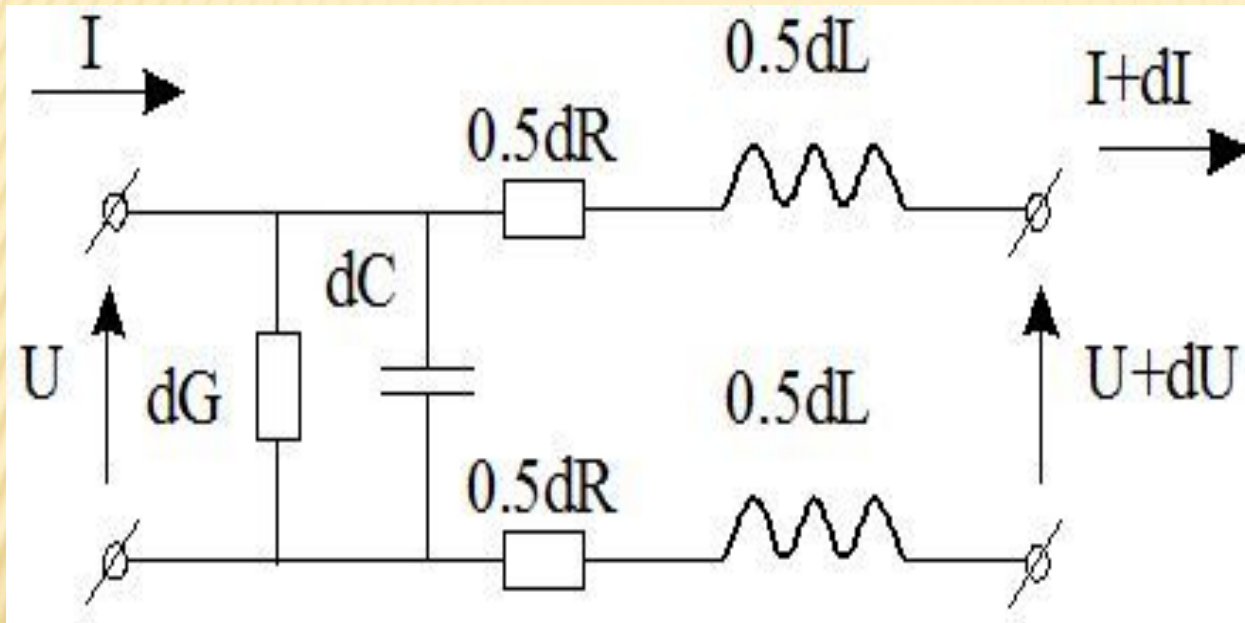


Рассмотрим двухпроводную длинную линию. $Z_H = R_H + iX_H$ — комплексное сопротивление нагрузки; z — продольная координата линии, отсчитываемая от места подключения нагрузки.

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 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 λ_{Γ} фаза волны изменяется на 2π , то коэффициент фазы можно связать с длиной волны λ_{Γ} соотношением:

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

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 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

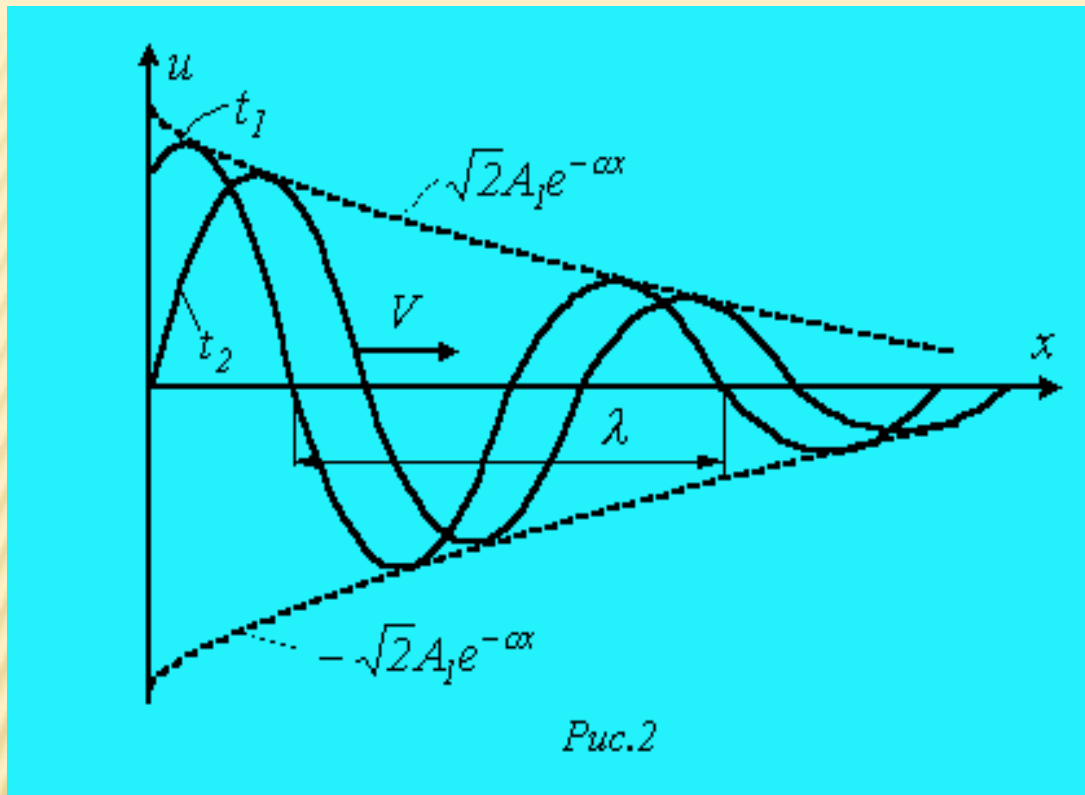
$$\begin{cases} A_U = \frac{1}{2}(U_H + I_H W) \\ B_U = \frac{1}{2}(U_H - I_H W) \end{cases}$$

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 ρ_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 км и сечение 1 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 α — температурный коэффициент, для алюминия, равный $0,00403$, меди — $0,00393$ на 1° C при 20° C .

ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК

Полное сопротивление цепи на переменном токе складывается из четырех составляющих:

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

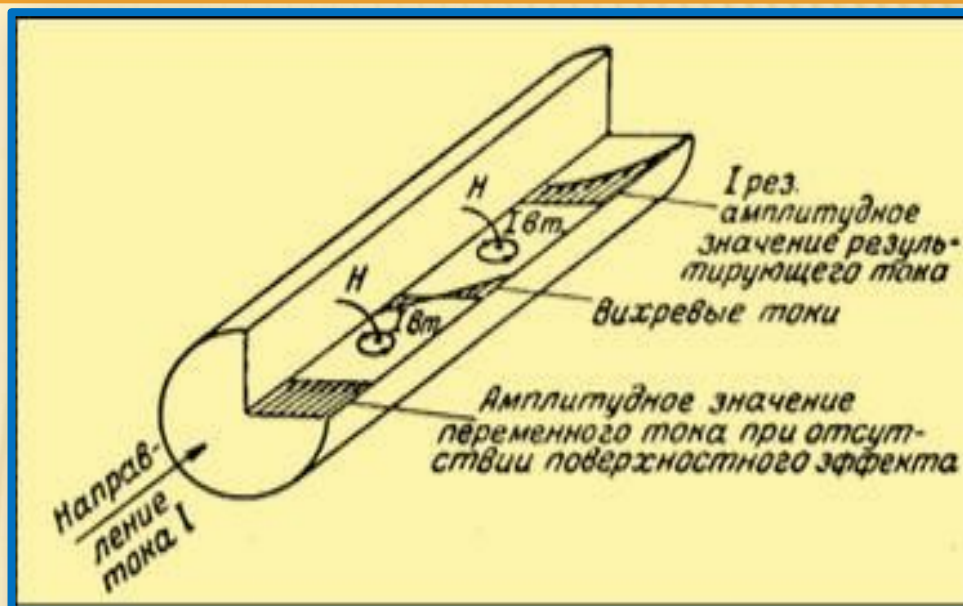
R_0 - сопротивление постоянному току;

$R_{пэ}$ - 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 ω_p^+ . С учетом магнитных свойств было получено выражение для глубины проникновения,

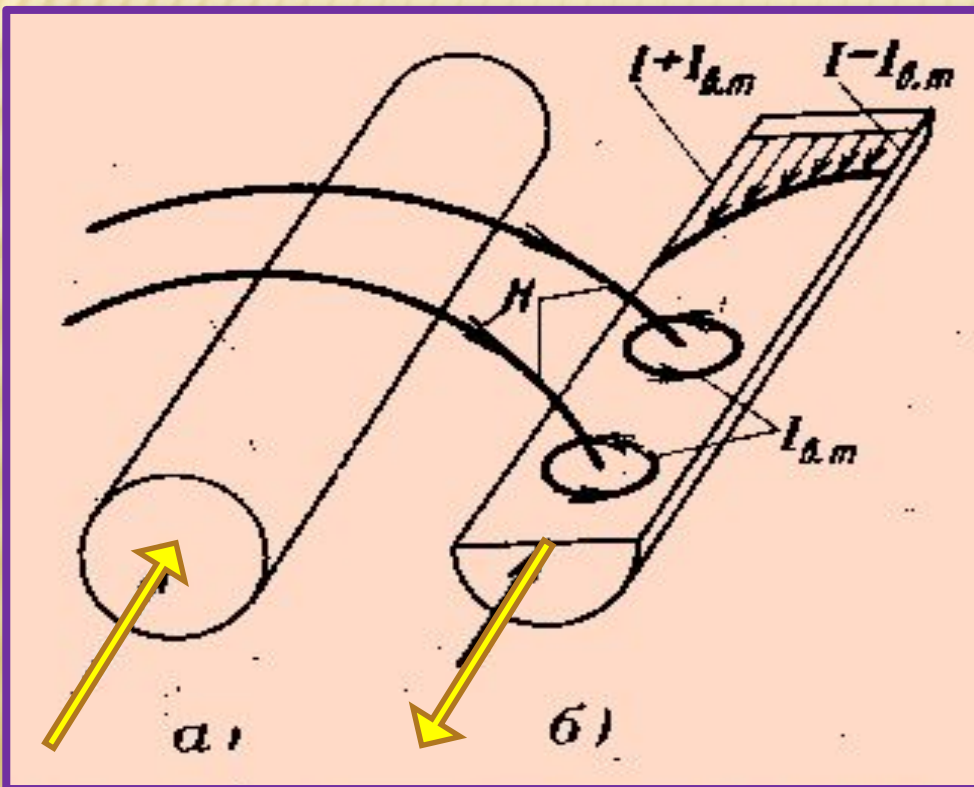
$$d_p = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \omega \sigma_0}}$$

где σ_0 - статическая удельная проводимость, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м - магнитная постоянная. Для меди $\sigma_0(300^\circ\text{K}) = 6,5 \cdot 10^{-4}$ Ом⁻¹см⁻¹. 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

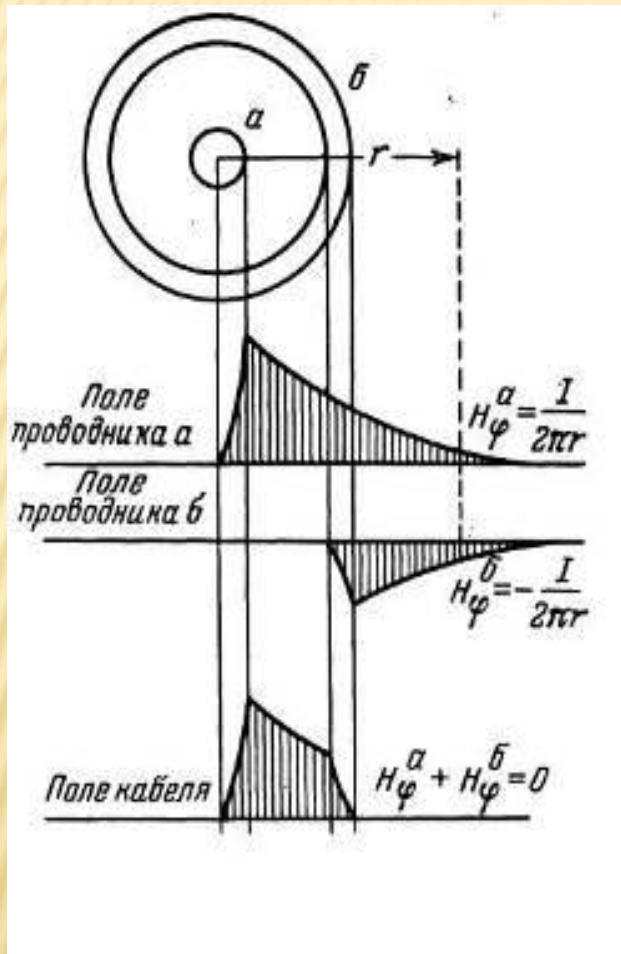
1	22	—	—	—	5,7	—	—	—
1+6	1,5	5,5	—	—	0,5	1,7	—	—
1+6+12	0	0	1,0	—	0	0	0,7	—
1+6+12+18	0	0	0	1,0	0	0	0	0,5

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 – 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 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 – γ и коэффициентом вихревых токов - k

В этом случае

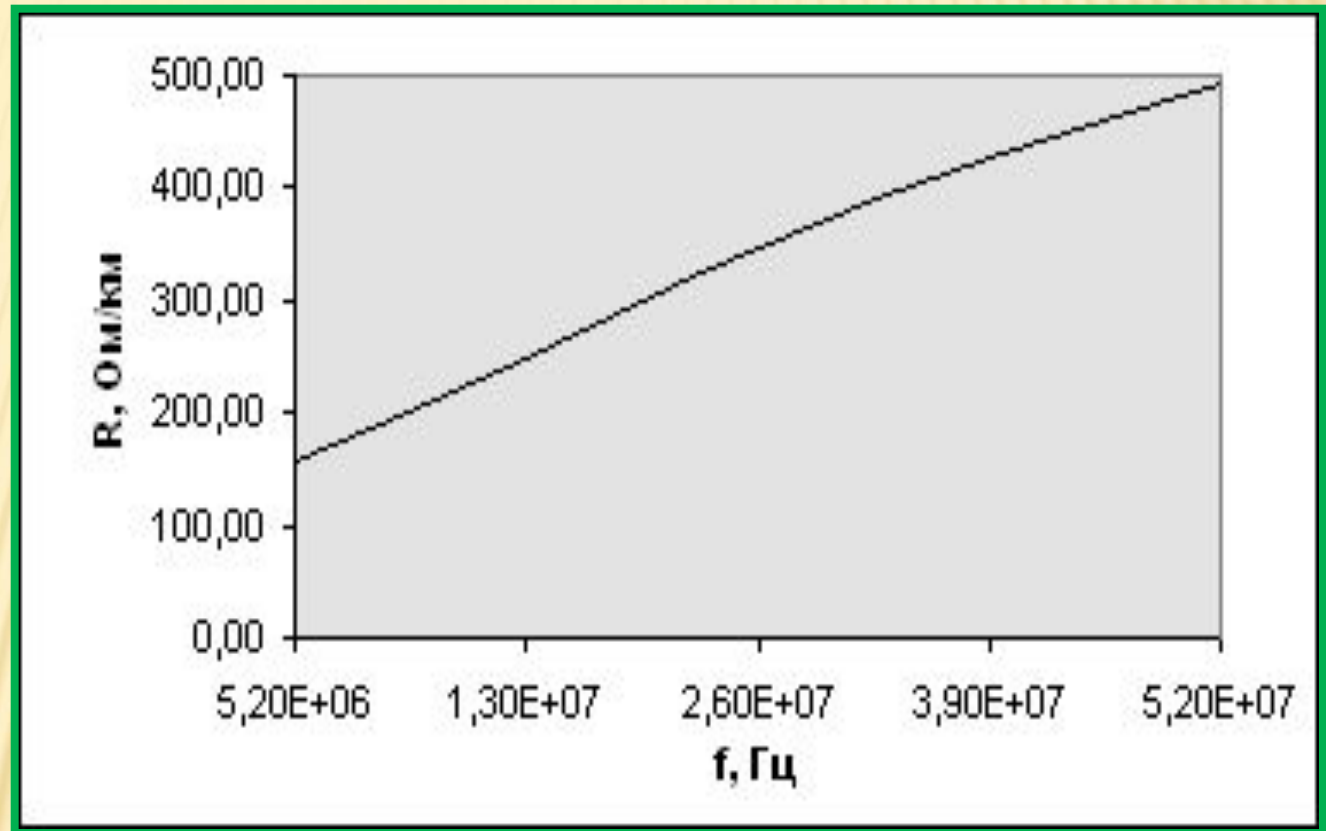
$$R = R_d + R_D = \frac{k \cdot 10^2}{\sqrt{2} \pi \gamma_1 d} + \frac{k \cdot 10^2}{\sqrt{2} \pi \gamma_2 D} =$$
$$= \sqrt{\frac{\mu_a f}{\gamma}} \frac{2}{\sqrt{10}} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D} \right), \text{ Ом/км,}$$

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 Φ 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 Φ 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, миллигенри (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 - μ 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 $\mu=1$:

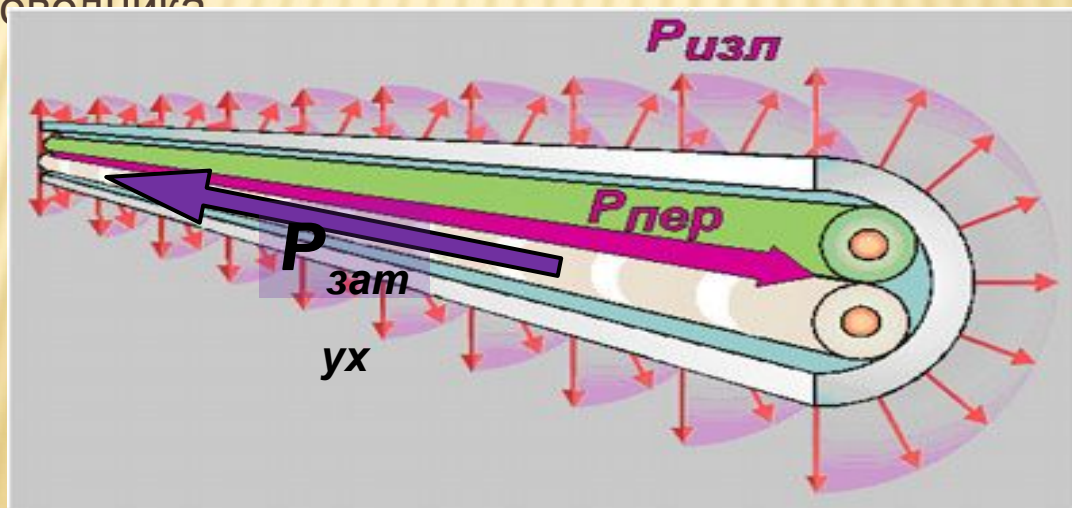
$$L = 0,46 \cdot 10^{-6} \lg \frac{D}{d} + \frac{1,33 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{f}} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D} \right), \text{ гН/м.}$$

ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ПО СИММЕТРИЧНОЙ ЦЕПИ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ

Для определения параметров симметричной цепи с потерями необходимо знать составляющие E_z и H_φ . 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_φ 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_φ , 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_φ 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; $k = \sqrt{\omega\mu_0\sigma}$ 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 φ , 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 φ 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

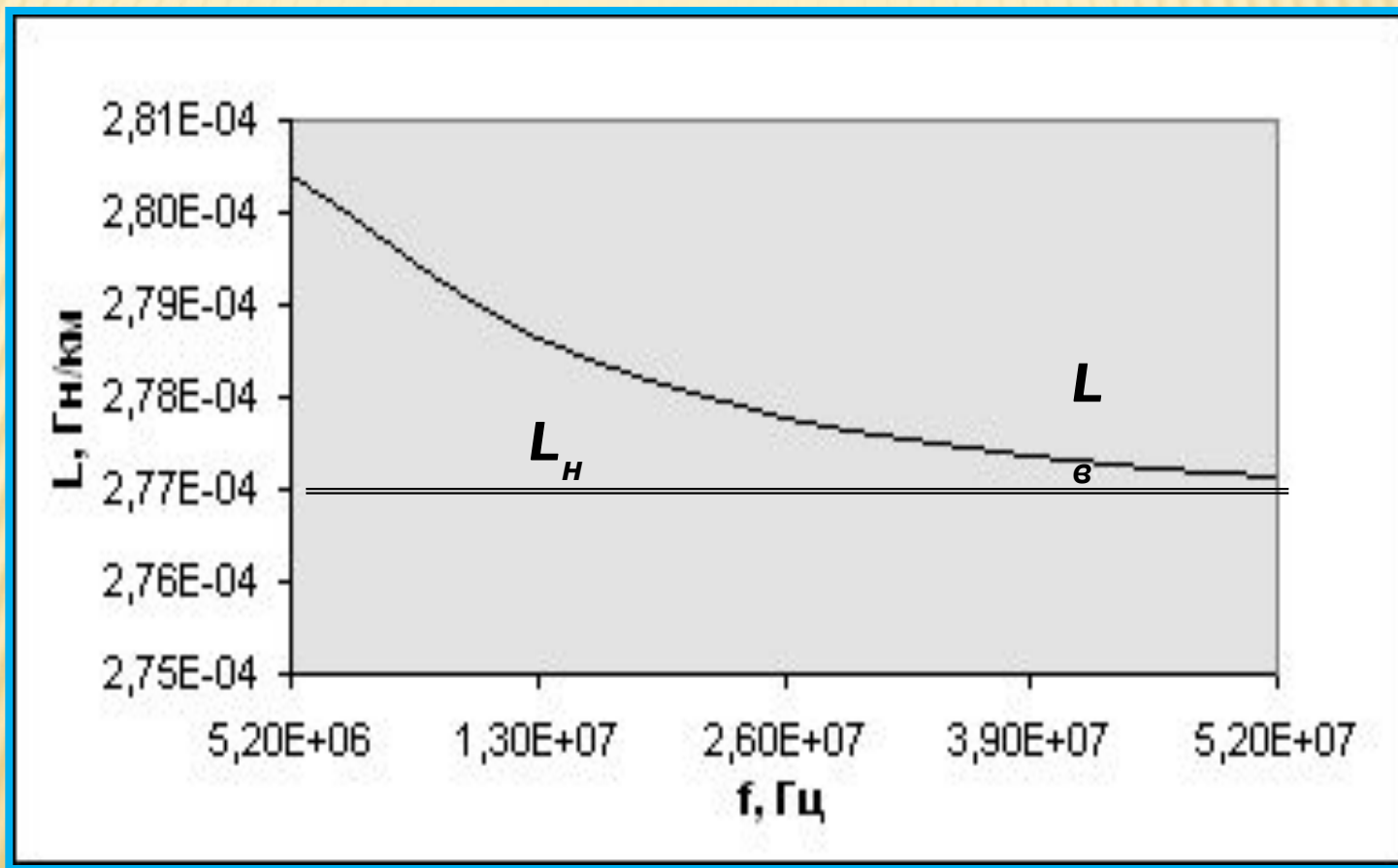
$$L = L_H + 2L_B$$

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

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} ф), нанофарадах (10^{-9} ф) и пикофарадах (10^{-12} ф) на 1 км или 1 м.

Емкость радиочастотных коаксиальных кабелей с многопроволочным внутренним проводником

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

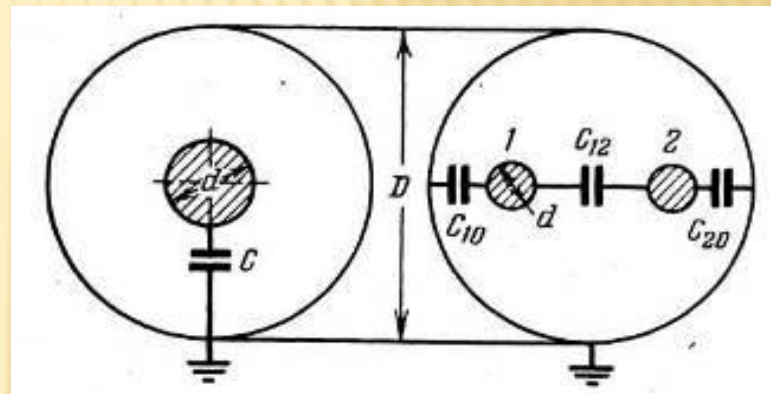
где $k_3=0,98/0,99$ — коэффициент, учитывающий форму внешнего проводника и представляющий собой отношение емкости кабеля с внешним проводником в форме оплетки к емкости кабеля с внешним проводником в форме сплошной трубы; d_3 — эквивалентный диаметр, мм.

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

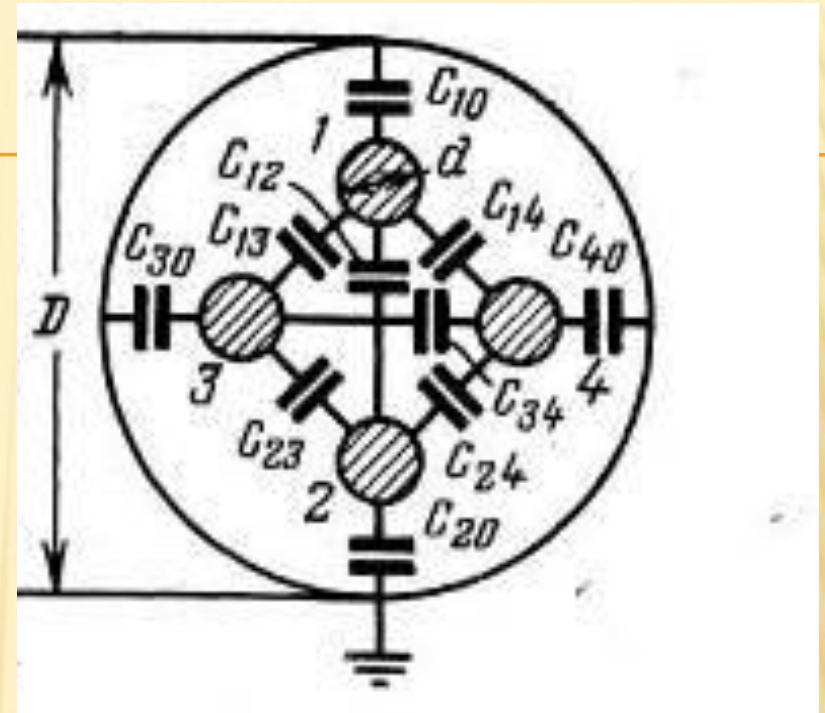
$$C = \frac{\epsilon}{36 \ln \frac{2a-d}{d}}, \text{ нФ/км.}$$



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

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



ψ – коэффициент скрутки, характеризующий удаление жил от заземленной оболочки, зависит от типа скрутки, при большом удалении, $\psi = 1$. Численные значения поправочного коэффициента ψ в зависимости от отношения диаметров жилы по изоляции (d_1) к диаметру жилы (d) приведены в таблице (Ψ_{Π} – 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	ψ_{II}	ψ_{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 $\operatorname{tg} \delta_3$ для сложной (комбинированной) изоляции осуществляется в соответствии с объемами материалов (V_1, V_2) и их диэлектрической проницаемостью (ϵ_1, ϵ_2) по выражению:

$$\operatorname{tg} \delta_3 = \frac{\epsilon_1 V_1 \operatorname{tg} \delta_1 + \epsilon_2 V_2 \operatorname{tg} \delta_2}{\epsilon_1 V_1 + \epsilon_2 V_2},$$

$$\epsilon_3 = \frac{\epsilon_1 V_1 + \epsilon_2 V_2}{V_1 + V_2}.$$

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 $1/R_{из}$;

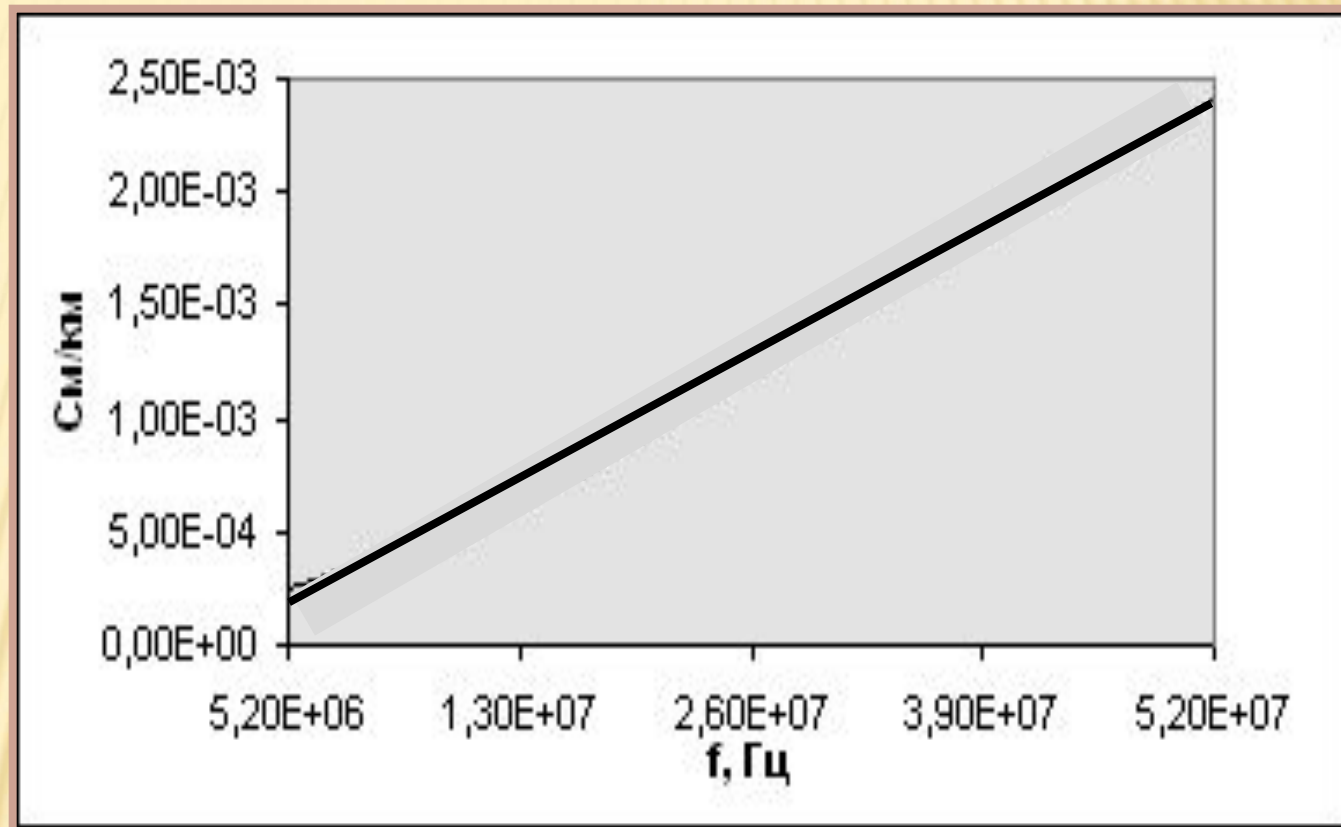
G_f - проводимость изоляции на переменном токе $G = 2\pi f C \operatorname{tg} \delta, \text{ смм/км.}$

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.

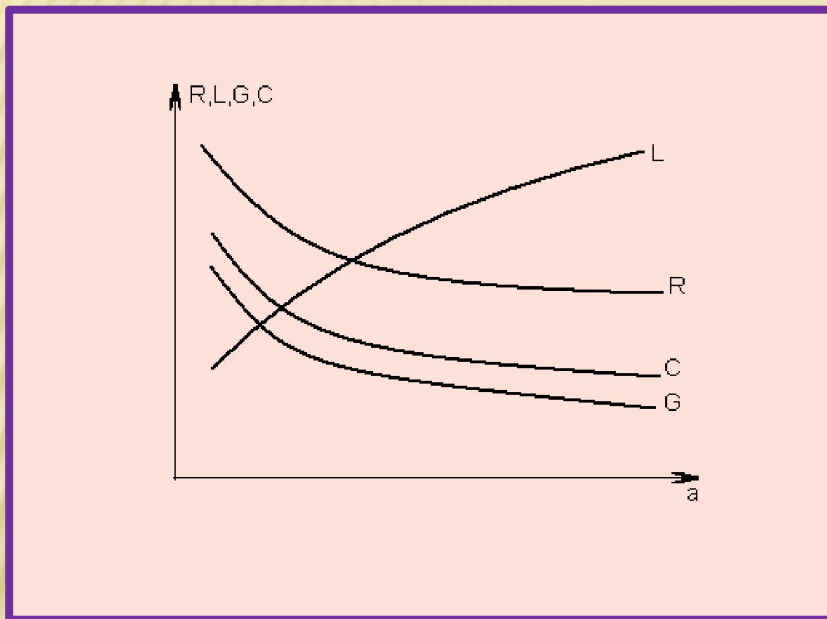
Данные по параметрам изолирующих материалов, применяемых в кабельной технике можно найти в справочниках

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ИЗОЛЯЦИИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

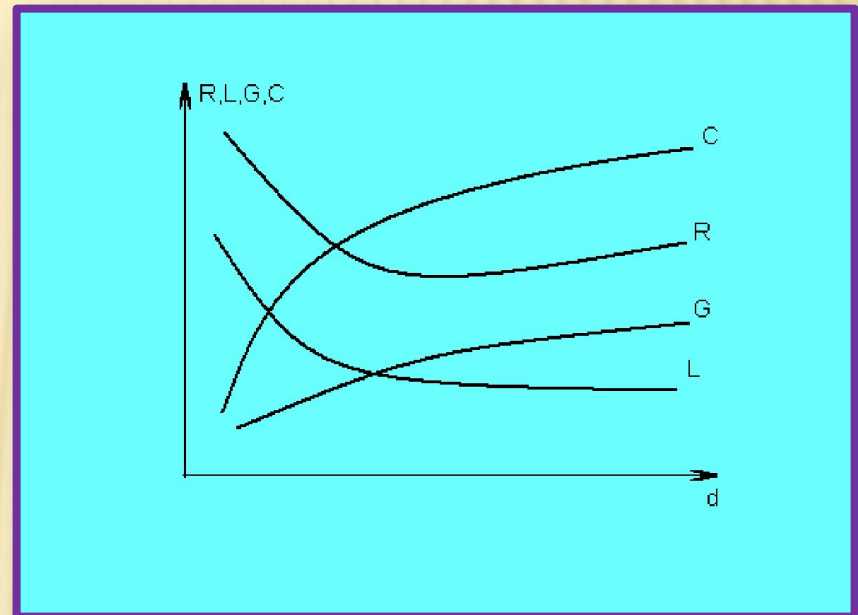
$f=0,$
 $G=G_0$



ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРВИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОТ РАЗМЕРОВ СИММЕТРИЧНОЙ ПАРЫ



Зависимость параметров от расстояния между проводниками



Зависимость параметров от диаметра проводников