Распространение энергии по направляющим системам

Процесс передачи энергии по направляющим системам характеризуется:

– распространением энергии вдоль системы;

– величиной внешнего поля, создаваемого в окружающем пространстве.

Распространение энергии вдоль направляющей системы связано с *потерями энергии* и характеризуется ее *затуханием*.

Внешнее электромагнитное поле в *ближней зоне* проявляется в виде *индукции* и является причиной перехода энергии на соседние цепи и появления в них мешающих влияний.

В *дальней зоне* электромагнитное поле приводит к *излучению* энергии и распространению ее на большие расстояния.

Ближняя зона – ближайшая к источнику область пространства, для которой длина волны существенно больше расстояния от источника ($\lambda >> r$).

Дальняя зона – область пространства, в которой расстояние от источника существенно превышает длину волны ($\lambda << r$).

Процессы индукции относятся к сравнительно низкому диапазону частот ($\lambda > a$), а процессы излучения охватывают очень высокие частоты ($\lambda < a$), а – расстояние между проводами.

Распространение с учетом индукции

Процесс распространения *вдоль направляющей системы* характеризуется *первичными* и *вторичными* параметрами передачи

первичные параметры	вторичные параметры
R – активное сопротивление; L – индуктивность; C – емкость; G – проводимость изоляции;	α – коэффициент затухания; β – коэффициент фазы; $Z_В$ – волновое сопротивление; v – скорость распространения.

Основной показатель системы – *затухание* α состоит из двух частей: затухания в *металле* ($\alpha_м$) и затухания в *диэлектрике* ($\alpha_д$): $\alpha = \alpha_м + \alpha_д$.

Затухание в *металле* обусловлено тем, что часть электромагнитной энергии поглощается проводами и рассеивается в виде тепловых потерь. Это явление учитывается первичными параметрами: *сопротивлением* и *индуктивностью*.

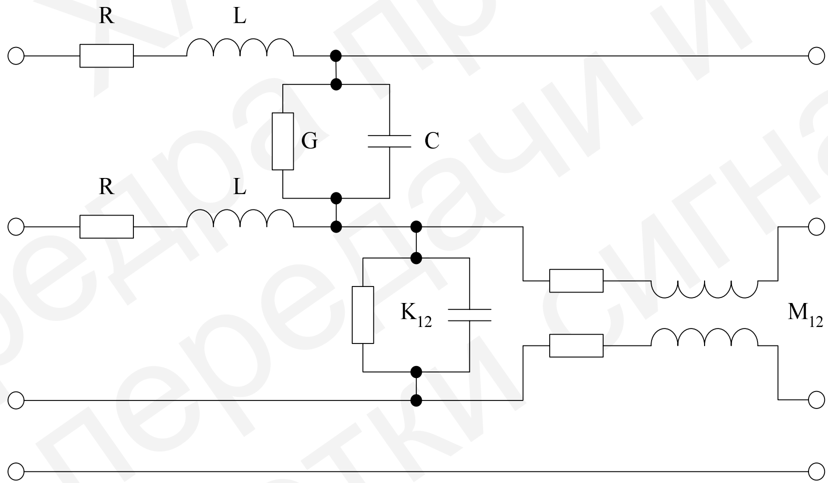
Затухание в *диэлектрике* связано с поляризацией диэлектрика и при переменном поле потерями энергии на диэлектрическую поляризацию. Эти процессы характеризуются первичными параметрами: *емкостью* и *проводимостью изоляции*.

Затухание в металле с увеличением частоты возрастает по закону $\sqrt{f}$, а затухание в диэлектрике – по закону f.

Индуцированный переход энергии на соседние цепи в ближней зоне обусловлен *электрическим* и *магнитным* взаимодействием между цепями.

При прохождении тока по какой-либо цепи на проводах этой цепи образуются *заряды*. Эти заряды создают *электрическое поле*, силовые линии которого, соприкасаясь с соседними проводами, наводят в них помеху и проявляются в виде мешающего влияния *электрического* характера.

Образующиеся вокруг проводов *силовые линии магнитного поля* воздействуют на соседние провода, наводят в них токи помех и проявляются в виде мешающего влияния *магнитного* характера.



Электрическое влияние характеризуется *электрической связью* $К_{12}$, а магнитное – *магнитной связью* $М_{12}$. Оба коэффициента относятся к *первичным* параметрам влияния.

В качестве *вторичных* параметров применяются *переходные затухания* на ближнем A_0 и дальнем A_ℓ концах линии.

С увеличением частоты переменного тока влияние между цепями существенно возрастает.

Распространение с учетом излучения

Процесс *излучения* высокочастотной энергии связан с *потерями на излучение*. Поэтому затухание направляющей системы в этом режиме будет состоять из трех составляющих:

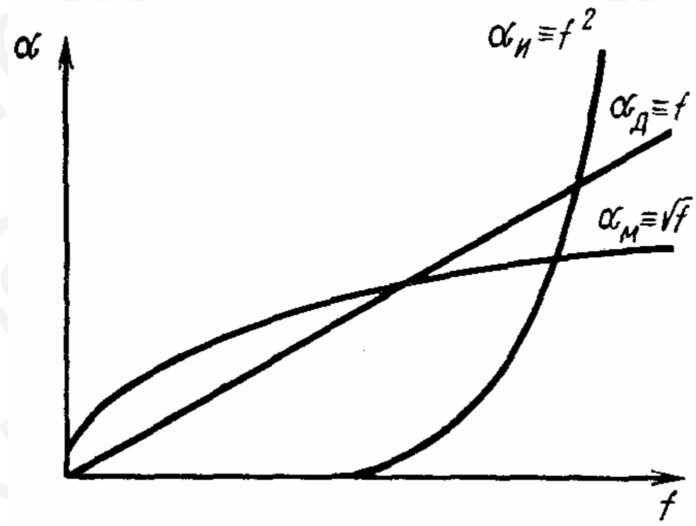
$$\alpha = \alpha_{\text{м}} + \alpha_{\text{д}} + \alpha_{\text{и}},$$

где $\alpha_{\text{м}}$ – потери энергии в проводах, экране, оболочке и других окружающих металлических массах на нагревание за счет вихревых токов;

$\alpha_{\text{д}}$ – потери энергии в изоляции на диэлектрическую поляризацию, зависящие от качества диэлектрика (ε и $\mathrm{tg}\delta$);

$\alpha_{\text{и}}$ – потери высокочастотной энергии на излучение, связанные с антенным эффектом системы.

Частотная зависимость этих составляющих потерь различна. Потери в металле изменяются по закону $\sqrt{f}$, потери в диэлектрике растут с частотой линейно, а потери на излучение резко возрастают с увеличением частоты по закону f^2.



Потери на излучение, имеющие малый удельный вес в области низких частот, резко возрастают и становятся доминирующими в области сверхвысоких частот.

Исходные принципы расчета направляющих систем

Уравнения Максвелла позволяют точно решить практически любую электродинамическую задачу, включая передачу сигналов связи по различным направляющим системам в разных диапазонах частот.

Однако во многих случаях крайне сложно, а иногда и нецелесообразно искать точные решения на базе электродинамики, поскольку существуют достаточно точные приближенные методы решения задач различных классов.

Такими, наиболее характерными методами, которые можно считать предельными для электродинамики, являются, с одной стороны, *методы теории электрических цепей*, а с другой стороны, *теории геометрической оптики*.

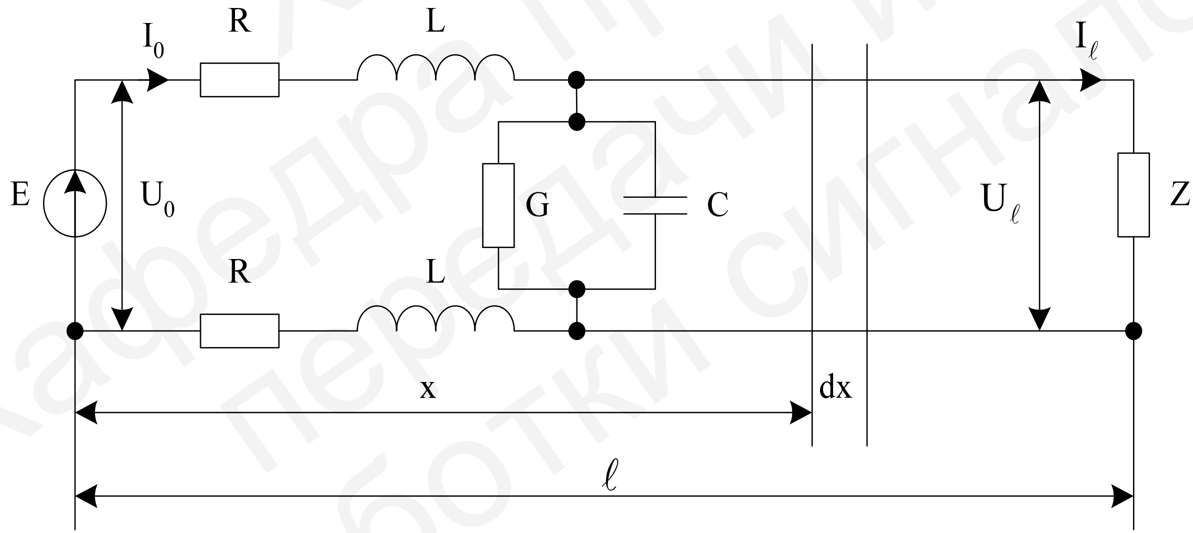
В первом случае совершается переход от волновых процессов к колебательным (длина волны $\lambda \to \infty$), а во втором случае – к лучевым (геометрическим) процессам ($\lambda \to 0$).

В зависимости от соотношения длины волны λ и поперечных геометрических размеров D решение задач передачи по направляющей системе можно подразделить на три области:

Процессы	Квазистационарные	Электродинамические (резонансные)	Квазиоптические
Соотношение D/λ	$<<1$	≈ 1	$>>1$
Частоты, Гц	от 0 до 10^{6-8}	10^{9-12}	10^{13-15}
Длины волн	километровые, метровые	сантиметровые, миллиметровые	микронные
Теория	теория цепей	электродинамика	оптика
Явления	колебательные	волновые	лучевые
Уравнения	однородной линии (законы Ома, Кирхгофа)	Максвелла	Гюйгенса, Френеля
Тип волны	TEM	E и H	HE и EH
Направляющая система	воздушная линия, симметричная линия, коаксиальная линия	волновод, коаксиальная линия	оптический световод

Уравнение однородной линии

Рассмотрим однородную длинную линию с первичными параметрами: R, L, C и G.



В начале линии имеется генератор напряжения с ЭДС E и внутренним сопротивлением Z_0, в конце – нагрузка Z.

Необходимо установить взаимную связь тока I(x) и напряжения U(x) в любой точке цепи (x) с ее параметрами R, L, C и G, зная значения напряжения и тока в начале I_0, U_0 или в конце цепи I_ℓ, U_ℓ.

Выделим на расстоянии x от начала цепи бесконечно малый участок dx. Обозначим ток, проходящий по элементу цепи dx, через I, а напряжение между проводниками через U. Тогда для участка dx можно записать:

– падение напряжения

$$-\frac{dU}{dx} = I\left(R + j\omega L\right);$$

– ток

$$-\frac{dI}{dx} = U\left(G + j\omega C\right).$$

Исключим величину I из первого уравнения, взяв вторую производную:

$$-\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{dI}{dx}\left(R + j\omega L\right).$$

Подставим в это выражение уравнение для тока:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = U\left(R + j\omega L\right)\left(G + j\omega C\right).$$

Введем обозначение $\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}$, тогда:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \gamma^2 U.$$

Решение данного уравнения имеет вид $U = Ae^{\gamma x} + Be^{-\gamma x}$. Дифференцируя данное уравнение, получим выражение для тока:

$$\frac{dU}{dx} = A\gamma e^{\gamma x} - B\gamma e^{-\gamma x} = \gamma\left(Ae^{\gamma x} - Be^{-\gamma x}\right).$$

Подставив его в исходное уравнение для падения напряжения, получим:

$$I(R + j\omega L) = -\gamma\left(Ae^{\gamma x} - Be^{-\gamma x}\right).$$

Введем обозначение $Z_в = (R + j\omega L)/\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)/(G + j\omega C)}$. Подставляя его в предыдущее выражение, получаем:

$$IZ_в = -Ae^{\gamma x} + Be^{-\gamma x}.$$

В результате получаем два уравнения с двумя неизвестными A и B –

$$U = Ae^{\gamma x} + Be^{-\gamma x}; \qquad IZ_{в} = -Ae^{\gamma x} + Be^{-\gamma x}.$$

Для нахождения этих неизвестных воспользуемся граничными условиями при x = 0: $U\big|_{x=0} = U_0$; $I\big|_{x=0} = I_0$ – $U_0 = A + B$; $I_0Z_{в} = -A + B$, откуда:

$$A = \left(U_0 - I_0Z_{в}\right)/2; \qquad B = \left(U_0 + I_0Z_{в}\right)/2.$$

Подставляя полученные значения A и B, получаем:

$$U = \left[\left(U_0 - I_0Z_{в}\right)/2\right]e^{\gamma x} + \left[\left(U_0 + I_0Z_{в}\right)/2\right]e^{-\gamma x};$$

$$IZ_{в} = -\left[\left(U_0 - I_0Z_{в}\right)/2\right]e^{\gamma x} + \left[\left(U_0 + I_0Z_{в}\right)/2\right]e^{-\gamma x}.$$

Произведя соответствующие преобразования и учитывая, что $\mathrm{ch}\,\gamma x = \left(e^{\gamma x} + e^{-\gamma x}\right)/2$ и $\mathrm{sh}\,\gamma x = \left(e^{\gamma x} - e^{-\gamma x}\right)/2$, получаем значения напряжения U_x и тока I_x в любой точке цепи x:

$$\begin{cases} U_x = U_0\,\mathrm{ch}\,\gamma x - I_0Z_{в}\,\mathrm{sh}\,\gamma x; \\ I_x = I_0\,\mathrm{ch}\,\gamma x - \left(U_0/Z_{в}\right)\mathrm{sh}\,\gamma x. \end{cases}$$