

П.Н. МАТХАНОВ

**ОСНОВЫ
АНАЛИЗА
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ЦЕПЕЙ**

**ЛИНЕЙНЫЕ
ЦЕПИ**

П.Н. МАТХАНОВ

ОСНОВЫ анализа электрических цепей

Линейные цепи

**Издание второе,
переработанное и дополненное**

**Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника для студентов
электротехнических и радиотехнических
специальностей вузов**



**МОСКВА
«ВЫСШАЯ ШКОЛА»**

1981

ББК 31.2
М 33
УДК 621.3

Рецензент — кафедра «Теоретические основы электротехники»
Киевского политехнического института
(зав. кафедрой чл.-кор. АН УССР, проф.,
д-р техн. наук И. М. Чиженко)

Матханов П. Н.
М33 Основы анализа электрических цепей. Линейные цепи:
Учебник для вузов. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Высш.
школа, 1981. — 333 с., ил.
В пер.: 90 к.

В книге рассматриваются современные методы анализа пассивных и активных линейных цепей во временной и частотной областях; особое внимание уделяется сущности процессов в цепи и фундаментальным понятиям, важным для изучения любых линейных систем. Второе издание существенно переработано и дополнено: наряду с изложением аналитических методов с матрично-топологической формулировкой уравнений в ряде глав приводятся примеры численно-алгоритмического анализа цепей с простейшими программами (первое издание вышло в 1972 г.)

Предназначается для студентов радиотехнических и электрических специальностей вузов.

М $\frac{30306-234}{001(01)-81}$ 102—81

2302010000

6П2.1
ББК 31.2

ПРЕДИСЛОВИЕ

Содержание книги соответствует программе курса «Основы теории электрических цепей», утвержденной МВ и ССО СССР.

При изложении материала, как и в первом издании, четко разграничен анализ во временной и частотной областях. Переработка и дополнение учебника в основном продиктованы стремлением учесть широкое применение цифровых вычислительных машин (ЦВМ) для расчетов и проектирования электрических цепей

Наряду с усвоением основных понятий и физических процессов в цепях, а также важнейших аналитических методов студент должен получить начальные сведения по численным методам анализа. Необходимая матрично-топологическая формулировка уравнений дается в учебнике применительно к простейшим резистивным цепям, анализ динамических цепей проводится по уравнениям через переменные состояния. В книге приводятся простые алгоритмы численного решения задач при анализе цепей и некоторые программы вычислений, записанные на алгоритмическом языке ФОРТРАН-4.

Предлагаемый материал рассчитан на читателя, имеющего достаточную подготовку по разделу «Электричество и магнетизм» курса физики, по соответствующим главам курса высшей математики, а также по начальному курсу программирования.

Знание теории цепей необходимо для успешного усвоения студентами всех последующих специальных дисциплин, а также для работы инженера при исследованиях, расчетах и проектировании вновь создаваемых устройств и систем. Теория цепей образует фундамент, на котором базируется вся профессиональная творческая деятельность инженера-электрика. Залогом успеха в этой деятельности является хорошее усвоение аппарата анализа электрических цепей и умение применять его для решения практических задач.

Автор выражает глубокую благодарность рецензентам — чл.-кор. АН УССР, проф. И. М. Чиженко, доц. Ю. Ф. Выдолобу и доц. О. Б. Толпыго.

Предложения и замечания просим направлять по адресу: Москва, К-51, Неглинная ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

Автор

ВВЕДЕНИЕ

Все электротехнические и радиотехнические устройства представляют собой электромагнитные устройства, главные процессы в которых подчиняются общим законам электромагнетизма. В любом электромагнитном устройстве происходит движение электрических зарядов, неразрывно связанное с изменяющимся во времени и пространстве электромагнитным полем, двумя сторонами которого являются электрические и магнитные поля.

Электромагнитные процессы сопровождаются взаимным преобразованием электромагнитной энергии в другие виды энергии. Точный анализ этих процессов, описываемых системами уравнений в частных производных (уравнений Максвелла), представляет задачу, трудно разрешимую даже в простейших случаях. Но для инженерных расчетов и проектирования устройств необходим количественный анализ. Поэтому возникает потребность в приближенных методах анализа, позволяющих с достаточной степенью точности решать широкий круг задач. Такие методы дает теория электрических цепей, которая для характеристики электромагнитных процессов вместо векторных величин теории поля, зависящих от пространственных координат и времени, вводит интегральные скалярные величины: ток и напряжение, являющиеся функциями времени.

Для приближенного учета процессов преобразования электромагнитной энергии в теории цепей вводят идеальные элементы с двумя выводами или полюсами, через которые протекает электрический ток: индуктивный, емкостный и резистивный элементы, учитывающие накопление энергии в магнитном и электрическом полях и необратимое преобразование электромагнитной энергии в другие виды энергии. Для учета преобразования энергии неэлектрической природы (химической, механической, тепловой и т. д.) в электромагнитную энергию вводится элемент, называемый источником. Соединяя между собой соответствующим образом эти идеальные элементы, получают электрическую цепь, приближенно отображающую электромагнитные процессы в каком-либо устройстве по отношению к интересующим выводам.

Теория цепей применима к большому числу устройств, в которых представляют интерес процессы в отдельных точках — выводах.

Конечно, не все электромагнитные процессы можно анализировать на основе теории цепей. Исследование процессов на очень высоких частотах, включая излучение электромагнитной энергии, определение параметров элементов цепей и т. д., должны производиться на основе методов теории поля. Оценка

границ применимости самой теории цепей требует привлечения теории поля. Методы теории цепей в свою очередь применяются для решения задач теории электромагнитного поля, возникающих при передаче энергии сверхвысоких частот по линиям и волноводам.

Общее свойство цепей, составленных из индуктивного, емкостного и резистивного элементов и называемых п а с с и в н ы м и, состоит в том, что энергия в них только потребляется; усиление мощности невозможно.

Если в цепи имеется хотя бы один активный элемент в виде управляемого электронного или полупроводникового прибора, то получим а к т и в н у ю цепь, обладающую свойством усиления мощности. Активный элемент и активная цепь могут в некоторых режимах генерировать энергию.

В тех случаях, когда параметры всех элементов цепи можно принимать независимыми от напряжения или тока, цепи называют л и н е й н ы м и. Если же параметр хотя бы одного элемента зависит от величины тока или напряжения, то цепь является н е л и н е й н о й.

**ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЭЛЕМЕНТЫ
ЛИНЕЙНЫХ ПАССИВНЫХ ЦЕПЕЙ**

§ 1.1. ТОК, НАПРЯЖЕНИЕ И ЭНЕРГИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ

Электрический ток и напряжение являются основными величинами, характеризующими состояние электрических цепей.

Напомним кратко определения этих понятий, известные из физики, и установим условия их однозначного задания.

Электрический ток в проводниках представляет явление упорядоченного движения электрических зарядов. Под словом ток понимают также интенсивность или силу тока, измеряемую количеством электрического заряда q , прошедшего через поперечное сечение проводника в единицу времени:

$$i = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{dt}. \quad (1.1)$$

Следовательно, ток представляет собой скорость изменения заряда во времени. В системе СИ заряд измеряется в кулонах (Кл), время — в секундах (с) и ток — в амперах (А).

Как отношение двух скалярных величин ток является скалярной алгебраической величиной, знак которой зависит от направления движения зарядов одного знака, а именно условно принятого положительного заряда. Для однозначного определения знака тока достаточно произвольно выбрать одно из двух возможных направлений за положительное направление, которое отмечается стрелкой (рис. 1.1, а). Если движение положительного заряда происходит в направлении стрелки, а движение отрицательного заряда — навстречу ей, то ток положителен. При изменении направления движения зарядов на противоположное ток будет отрицательным.

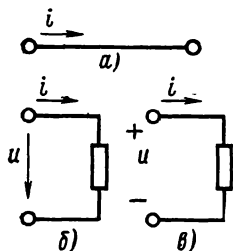


Рис. 1.1

Задать однозначно ток в виде некоторой функции времени можно только после указания выбранного положительного направления тока. Поэтому перед началом анализа необходимо отметить на всех участках цепи положительные направления токов, выбор которых может быть произвольным.

Прохождение электрического тока или перенос зарядов в цепи связаны с преобразованием или потреблением энергии. Для определения энергии, затрачиваемой при перемещении заряда между двумя рассматриваемыми точками проводника, вводят новую величину — напряжение.

Напряжением называют количество энергии, затрачиваемой на перемещение единицы заряда из одной точки в другую

$$u = \lim_{\Delta q \rightarrow 0} \frac{\Delta w}{\Delta q} = \frac{dw}{dq}, \quad (1.2)$$

где w — энергия.

При измерении энергии в джоулях (Дж) и заряда в кулонах (Кл) напряжение измеряется в вольтах (В).

Напряжение как отношение двух скалярных величин также является скалярной алгебраической величиной. Для однозначного определения знака напряжения между двумя выводами рассматриваемого участка цепи одному из выводов условно приписывают положительную полярность, которую отмечают либо стрелкой, направленной от вывода, либо знаком «+» и «—» (рис. 1.1, б и в). Напряжение положительно, если его полярность совпадает с выбранной; это означает, что потенциал вывода со знаком «+», из которого выходит стрелка, выше потенциала второго вывода.

Перед началом расчетов должны быть указаны выбранные положительные полярности напряжений — только при этом условии возможно однозначное определение напряжений.

Хотя условно положительную полярность напряжения можно выбирать произвольно, обычно удобно выбирать ее согласованной с выбранным положительным направлением тока, когда стрелки для тока и напряжения совпадают или знак «+» полярности напряжения находится в хвосте стрелки, обозначающей положительное направление тока. При согласованном выборе полярности, очевидно, достаточно ограничиться указанием только одной стрелки положительного направления тока.

Если возникает необходимость выбора положительной полярности напряжения, не согласованной с положительным направлением тока, то приходится указывать две встречно направленные стрелки: для тока и для напряжения. Это не очень удобно. Поэтому для обозначения условно положительной полярности будем применять знак «+» и «—» у выводов участка цепи.

Из определения напряжения (1.2) получаем выражение энергии, затраченной на перемещение заряда q на участке цепи с напряжением u к моменту времени t :

$$w = \int_0^q u dq = \int_{-\infty}^t ui dt. \quad (1.3)$$

Здесь суммируются все энергетические процессы при действии напряжения, начиная от $t = -\infty$, где энергия принимается равной нулю, до рассматриваемого момента. Дифференцирование этого равенства по времени дает выражение скорости изменения энергии во времени, т. е. мощности, измеряемой в ваттах:

$$p = \frac{dw}{dt} = ui. \quad (1.4)$$

Мощность в электрической цепи, равная произведению напряжения на ток, также является алгебраической величиной. Знак ее определяется знаками напряжения и тока: при совпадении этих знаков мощность положительна, что соответствует потреблению энергии в рассматриваемом участке цепи; при несовпадении знаков напряжения и тока мощность отрицательна, что означает отдачу ее из участка (такой участок цепи является источником энергии).

Ток и напряжение будем полагать функциями времени произвольной формы. В частных случаях они могут быть постоянными или периодическими.

§ 1.2. РЕЗИСТИВНЫЙ ЭЛЕМЕНТ

Под резистивным элементом или активным сопротивлением понимают такой идеализированный элемент, в котором происходит только *необратимое преобразование электромагнитной энергии в тепло или другие виды энергии*, а запасание энергии в электрическом и магнитном полях отсутствует.

По свойствам к этому идеальному элементу довольно близки такие реальные устройства, как угольные радиосопротивления, реостаты, лампы накаливания при относительно небыстрых изменениях токов.

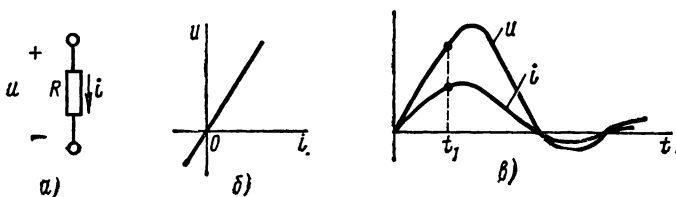


Рис. 1.2

Символическое изображение резистивного элемента представлено на рис. 1.2, а, где указаны принятые положительные направления напряжения и тока.

Основное уравнение элемента, связывающее ток и напряжение, так называемая вольт-амперная характеристика, определяется законом Ома, который устанавливает пропорциональность напряжения и тока:

$$u = Ri; \quad i = Gu. \quad (1.5)$$

Коэффициент пропорциональности в первом выражении, равный отношению напряжения и тока, является электрическим сопротивлением

$$R = u/i. \quad (1.6)$$

Численно сопротивление равно величине напряжения на элементе при токе в 1 А. Значение сопротивления измеряется в омах.

Обратная величина — отношение тока к напряжению представляет собой электрическую проводимость

$$G = i/u = 1/R. \quad (1.7)$$

В теории линейных цепей принимают сопротивление и проводимость постоянными величинами, не зависящими от тока, напряжения и других факторов. Это допущение в реальных элементах, так же как и допущение отсутствия запасания энергии, выполняется приближенно.

Линейные алгебраические соотношения (1.5) между напряжением и током можно представить графически в виде прямой, проходящей через начало координат (рис. 1.2, б), с угловым коэффициентом, равным значению сопротивления. Кривые напряжения и тока подобны (рис. 1.2, в) — их ординаты пропорциональны в любой момент времени.

Мощность, выделяемая в виде тепла в резистивном элементе, согласно соотношениям (1.4) и (1.5) выражается законом Джоуля — Ленца:

$$p = dw/dt = ui = Ri^2 = Gu^2. \quad (1.8)$$

Мощность в R -элементе является квадратической функцией тока или напряжения, поэтому она не может принимать отрицательных значений; следовательно, энергия всегда поступает от источника в элемент. Это происходит в силу того, что ток и напряжение в элементе в любой момент времени имеют одинаковый знак: характеристика пассивного резистивного элемента располагается в первом и третьем квадрантах.

§ 1.3. ИСТОЧНИКИ

Под источником в теории цепей понимают элемент, питающий цепь электромагнитной энергией. Эта энергия потребляется пассивными элементами цепи — запасается в индуктивностях и емкостях и расходуется в активном сопротивлении. Указанным энергетическим процессам, как увидим, соответствуют создание магнитного и электрического полей и преобразование электромагнитной энергии в другие виды энергии. Источники возбуждают электрическую цепь и являются причиной появления токов и напряжений в цепи.

Напряжения или токи источников, представляющие заданные функции времени, будем называть также приложенными к цепи или возбуждающими цепь сигналами. Эти величины принимаются в качестве заданных независимых переменных цепи. Примерами реальных источников электромагнитной энергии могут служить генераторы постоянных, синусоидальных и импульсных сигналов разнообразной формы, сигналы, получаемые от различного рода датчиков, антенн радиоприемных устройств и т. д. Указанные источники сигналов либо являются первичными источниками, в которых происходит непосредственное преобразование энергии

неэлектромагнитной природы (механической, тепловой, химической и т. п.) в электромагнитную энергию, либо получают питание от первичных источников. В отличие от пассивных элементов протеканию через источник тока в положительном направлении соответствует повышение напряжения, т. е. переход от отрицательного вывода к положительному. Поэтому мощность источника согласно выражению (1.4) будет иметь отрицательный знак. Источник является активным элементом — его $u - i$ характеристика в режиме генерации лежит во втором и четвертом квадрантах.

Для анализа цепей удобно вводить идеализированные источники двух видов: источник напряжения и источник тока, которые учитывают главные свойства реальных источников. При соответствующем дополнении идеализированных источников моделями пассивных элементов, как увидим дальше, можно передать все свойства реальных источников по отношению к их внешним выводам.

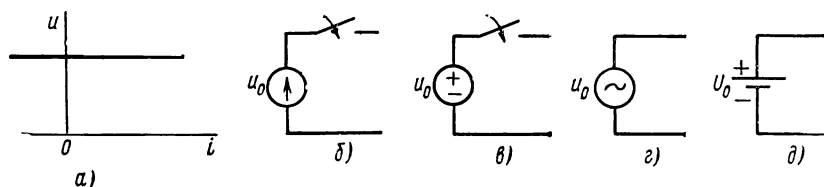


Рис. 1.3

Источник напряжения. Под источником напряжения понимают такой элемент с двумя выводами (полюсами), напряжение между которыми задано в виде некоторой функции времени независимо от величины тока, отдаваемого во внешнюю цепь. Независимости величины напряжения от тока соответствует вольт-амперная характеристика, представленная на рис. 1.3, а и означающая, что внутреннее сопротивление источника, где возможно падение напряжения, равно нулю. Такой идеализированный источник способен отдавать неограниченную мощность.

Если напряжение источника принимает нулевое значение, то это эквивалентно короткому замыканию выводов источника, так как его внутреннее сопротивление равно нулю. Следует отметить, что режим короткого замыкания источника, напряжение которого не равно нулю, противоречит определениям источника напряжения и короткого замыкания и поэтому не должен рассматриваться.

Наиболее часто применяемые условные графические обозначения источника напряжения представлены на рис. 1.3, б — д, где принятая положительная полярность напряжения источника указывается либо стрелкой внутри кружочка, либо знаком «+» и «-». Поскольку положительную полярность напряжения условно обозначать знаками «+» и «-», будем применять для источника напряжения обозначение, показанное на рис. 1.3, в. Для источников синусоидального и постоянного напряжений применяют также обозначения, показанные на рис. 1.3, г, д.

Источник напряжений включается в цепь с помощью замыкания идеального ключа, обладающего тем свойством, что его сопротивление в момент замыкания мгновенно с бесконечно большого значения падает до нуля.

Источник тока. Под источником тока понимают такой элемент цепи, через выводы которого протекает ток с заданным законом изменения во времени независимо от напряжения, появляющегося между выводами. Независимость тока элемента от напряжения, которую можно представить в виде вольт-амперной характеристики, изображенной на рис. 1.4, а, означает, что внутренняя проводимость источника, куда может ответвляться ток, равна нулю. Такой источник также в состоянии отдавать неограниченную мощность. Равенство нулю тока источника тока равносильно разрыву (холостому ходу) выводов источника, так как внутреннее сопротивление его бесконечно велико. Разрыв выводов источника тока, ток которого не равен нулю, противоречит определениям источника тока и разрыва и должен быть исключен из рассмотрения.

На рис. 1.4, б, в приведены часто применяемые условные графические обозначения источника тока: двойная стрелка или одна стрелка внутри кружочка указывают принятое положительное направление тока источника.

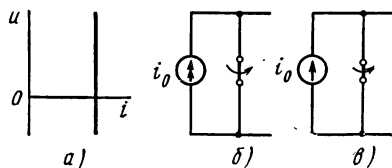


Рис. 1.4

Поскольку стрелкой условились обозначать только принятое положительное направление тока, будем применять для источника тока обозначение, показанное на рис. 1.4, в.

Во избежание разрыва цепи источника тока его выводы показаны замкнутыми накоротко с помощью ключа. Включение источника тока в цепь должно производиться размыканием этого идеального ключа, сопротивление которого в момент размыкания мгновенно обращается в бесконечность.

Процесс переключений в цепи, производимых с помощью идеальных ключей путем их замыкания или размыкания, называют коммутацией. В результате коммутации к цепи может быть подключен источник напряжения или тока, а также могут мгновенно изменяться значения отдельных элементов цепи или ее структура.

§ 1.4. ИНДУКТИВНЫЙ ЭЛЕМЕНТ

Индуктивным элементом электрической цепи называют такой идеализированный элемент, в котором происходит только *запасание магнитной энергии*, связанное с протеканием тока; потери и запасание электрической энергии отсутствуют.

Условное графическое обозначение индуктивного элемента, основной количественной мерой которого является индуктивность

(или коэффициент самоиндукции) L , показано на рис. 1.5, *а*. Индуктивностью называют также сам элемент.

В первом приближении этим устройством может служить высококачественная индуктивная катушка (рис. 1.5, *б*). Протекание тока i по катушке всегда связано с магнитным потоком Φ , представляющим поток вектора магнитной индукции и измеряемым в веберах (Вб). Для наглядности картину распределения поля изображают в виде линий магнитного поля, являющихся замкнутыми кривыми, сцепленными с витками катушки. Число линий

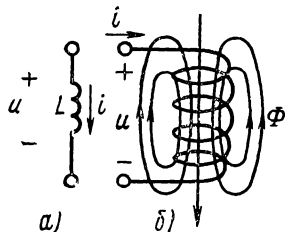


Рис. 1.5

поля, сцепленных с отдельными витками, неодинаково. Поэтому вводят понятие потокосцепления, представляющего сумму всех потоков, сцепленных с отдельными витками катушки:

$$\Psi = \sum_{k=1}^N \Phi_k, \quad (1.9)$$

где N — общее число витков катушки.

Так как согласно закону полного тока напряженность магнитного поля пропорциональна току, то потокосцепление при отсутствии ферромагнитных тел пропорционально величине тока:

$$\Psi = Li. \quad (1.10)$$

Индуктивность является коэффициентом пропорциональности между потокосцеплением и током и равна отношению $L = \Psi/i$. В системе СИ индуктивность измеряется в генри (Гн). Будем принимать индуктивность постоянной величиной, не зависящей от тока и времени, что также является идеализацией и выполняется лишь приближенно.

Связь между током и напряжением в индуктивном элементе устанавливается на основе закона электромагнитной индукции: при изменении магнитного потока, сцепленного с контуром, в нем наводится электродвижущая сила, равная скорости изменения потокосцепления и направленная так, чтобы ток, вызванный ею, стремился воспрепятствовать изменению наводящего потока. Если ток, протекающий в положительном направлении, нарастает так, что $\frac{di}{dt} > 0$ и $\frac{d\Psi}{dt} > 0$, то наведенная э. д. с. е должна иметь полярность (рис. 1.5, *б*), которая при отсутствии внешнего источника создавала бы ток, направленный навстречу току i .

Указанной полярности соответствует положительное напряжение пассивного элемента, которым представляется индуктивность. Поэтому интересующая нас связь между током и напряжением элемента согласно закону электромагнитной индукции имеет вид

$$u = -e = -L \frac{di}{dt}. \quad (1.11)$$

Напряжение на индуктивном элементе определяется скоростью изменения тока. При протекании через индуктивность постоянного тока поток не изменяется, напряжение равно нулю, что равносильно короткому замыканию вывода элемента.

Выражение (1.11) позволяет определить напряжение по заданному току. Если задано напряжение, то, проинтегрировав обе части выражения (1.11) в пределах от $-\infty$ до t , получим, что ток в любой момент времени

$$i = \frac{\Psi}{L} = \frac{1}{L} \int_{-\infty}^t u dt. \quad (1.12)$$

Выбор нижнего предела $t = -\infty$ при интегрировании вызван необходимостью суммирования всех изменений напряжения, имевших место до момента t , т. е. необходимостью учета всей предыстории элемента. Значение тока при $t = -\infty$ следует принимать равным нулю. Выражение (1.12) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} i &= \frac{1}{L} \int_{-\infty}^0 u dt + \frac{1}{L} \int_0^t u dt = \\ &= i(0) + \frac{1}{L} \int_0^t u dt. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Здесь $i(0)$ — начальный ток, т. е. значение тока в момент $t = 0$, которое учитывает все процессы в элементе до момента $t = 0$.

Как видим, для определения тока достаточно знать величины напряжения при $t > 0$ и тока при $t = 0$; закон изменения напряжения до момента $t = 0$ не имеет значения. Рассмотрим пример. Пусть через индуктивный элемент протекает ток трапецидальной формы (рис. 1.6, а); напряжение, пропорциональное первой производной, будет иметь форму прямоугольных импульсов (рис. 1.6, б) положительной полярности в интервалах нарастания тока и отрицательной — в интервалах убывания тока. При этом чем быстрее изменяется ток и потокосцепление, тем больше амплитуда импульсов напряжения. В интервалах, когда ток и, следовательно, потокосцепление неизменны, напряжение равно нулю.

Можно рассматривать обратный случай, когда к индуктивности приложено напряжение в виде прямоугольных импульсов, показанных на рис. 1.6, б; в соответствии с законом электромагнитной индукции ток согласно (1.12) должен иметь трапецидальную форму (рис. 1.6, а), которая при наличии начального тока будет смещена на величину этого тока.

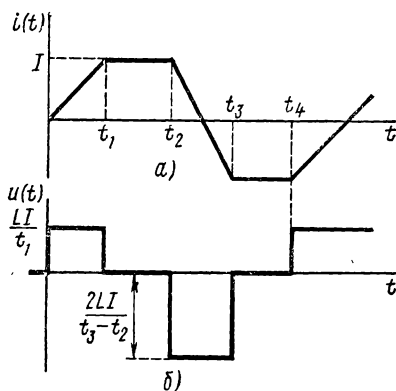


Рис. 1.6

Из соотношений (1.11) и (1.13) можно установить очень важное условие непрерывности потокосцепления и тока в момент приложения напряжения ($t=0$) к индуктивному элементу: *если амплитуда напряжения конечна, то потокосцепление должно быть непрерывным и не может меняться скачком*: представив, согласно (1.13), потокосцепление в момент $t=0+$ через начальное значение в момент $t=0-$, имеем:

$$\Psi(0+) = \Psi(0-) + \int_{0-}^{0+} u dt = \Psi(0-). \quad (1.14)$$

Обозначив через $L_{(-)}$ и $L_{(+)}$ значения индуктивностей до и после переключений в цепи, это условие можно записать в виде

$$L_{(-)}i(0-) = L_{(+)}i(0+). \quad (1.15)$$

Если в процессе коммутации индуктивность не изменяется ($L_{(-)}=L_{(+)}$), то ток является также *непрерывной величиной* и не может меняться скачком: $i(0-)=i(0+)$. Если же при коммутации происходит изменение индуктивности, то, согласно (1.15), ток не является непрерывной величиной. Приведенные условия непрерывности потокосцепления и тока используются далее при определении произвольных постоянных интегрирования.

Если в момент коммутации выполняется условие непрерывности тока, то для этого момента ($t=0$) индуктивность, очевидно, можно заменять источником тока с током $i(0)$. В случае $i(0)=0$ индуктивность для момента $t=0$ должна представляться в виде разрыва.

Рассмотрим энергетические характеристики индуктивного элемента. С учетом соотношения (1.11) мощность

$$p = ui = Li \frac{di}{dt}. \quad (1.16)$$

При совпадении знаков тока и напряжения происходит запасание энергии и мощность положительна, при несовпадении знаков мощность отрицательна, что означает отдачу запасенной в элементе энергии.

Взяв интеграл от мощности в пределах от $t=-\infty$, где ток следует полагать равным нулю, до t , где ток равен i , получаем энергию, запасенную в индуктивности:

$$\omega_L = \int_{-\infty}^t Li \frac{di}{dt} dt = \int_0^i Li di = \frac{Li^2}{2}. \quad (1.17)$$

Энергия в индуктивности определяется величиной тока в данный момент: она пропорциональна квадрату тока и поэтому не может принимать отрицательных значений.

§ 1.5. ЕМКОСТНЫЙ ЭЛЕМЕНТ

Под емкостным элементом электрической цепи понимают такой идеализированный элемент, в котором происходит только *запасание электрической энергии*, зависящей от напряжения, а потери и запасание магнитной энергии отсутствуют. Близким к этому идеальному устройству является электрический конденсатор с хорошим диэлектриком при относительно невысоких частотах.

В случае приложения к конденсатору напряжения на его обкладках появятся заряды, равные по величине и противоположные по знаку, и в диэлектрике между обкладками образуется связанное с этими зарядами электрическое поле. Так как напряженность электрического поля пропорциональна напряжению между обкладками, заряд на обкладках конденсатора будет пропорционален напряжению:

$$q = Cu. \quad (1.18)$$

Коэффициент пропорциональности между зарядом и напряжением, равный отношению $C = q/u$, представляет собой емкость. В системе СИ она измеряется в фарадах (Ф). Величина емкости является основным параметром емкостного элемента, условное обозначение которого представлено на рис. 1.7, а.

Для установления связи между током и напряжением в емкостном элементе достаточно продифференцировать выражение (1.18). В результате получим зависимость тока в емкости от напряжения на ней

$$i = \frac{dq}{dt} = C \frac{du}{dt}. \quad (1.19)$$

Ток в емкостном элементе определяется скоростью изменения напряжения. В случае приложения постоянного напряжения ток в емкости равен нулю и элемент должен представляться разрывом.

Если задан ток, то, проинтегрировав обе части выражения (1.19) в пределах от $-\infty$ до t , получим для напряжения на емкости

$$u = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^t i dt = u(0) + \frac{1}{C} \int_0^t i dt, \quad (1.20)$$

где $u(0) = q(0)/C$ — начальное напряжение на емкости (при $t=0$), учитывающее все процессы до момента $t=0$.

Напряжение емкостного элемента определяется значениями тока при $t > 0$ и напряжения при $t=0$; закон изменения тока до момента $t=0$ не имеет значения.

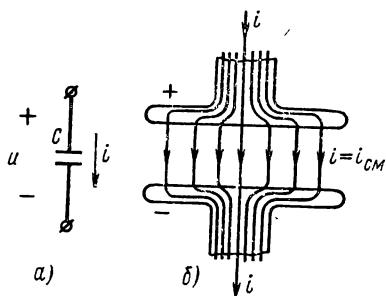


Рис. 1.7

Рассмотренный для индуктивного элемента пример можно применить и для емкостного элемента, если заменить на рис. 1.6, а, б ток напряжением, а напряжение током. В случае приложения напряжения трапецеидальной формы ток емкости (зарядный ток) будет иметь вид прямоугольных импульсов, положительных при нарастании напряжения (заряде емкости) и отрицательных при спадении напряжения (разряде емкости).

Необходимо отметить, что ток в емкости является током смещения, представляющим изменяющееся во времени электрическое поле; природа его иная, чем у тока проводимости, которого нет в диэлектрике. Лишь часть этого тока можно представлять в виде смещений связанных зарядов поляризованного диэлектрика. Как известно, ток смещения, так же как и ток проводимости, всегда связан с магнитным полем, и его следует рассматривать как выражение общего закона электромагнетизма, утверждающего, что изменяющееся во времени электрическое поле создает магнитное поле, т. е. эквивалентно току. Этот закон является двойственным законом электромагнитной индукции, утверждающему, что изменяющееся во времени магнитное поле создает электрическое поле. Только при введении токов смещения сохраняется замкнутость тока: линии тока смещения в диэлектрике являются продолжением линий токов проводимости в обеих обкладках конденсатора (рис. 1.7, б).

Выражения (1.19) и (1.20) позволяют установить условие непрерывности заряда в емкостном элементе: *при протекании в емкости тока конечной амплитуды заряд должен быть непрерывной функцией и не может меняться скачком*: выразив, согласно (1.20), значение заряда в момент $t = 0+$ через значение в момент $t = 0-$, имеем

$$q(0+) = q(0-) + \int_{0-}^{0+} i dt = q(0-). \quad (1.21)$$

Это условие можно записать через напряжение, если обозначить через $C_{(-)}$ и $C_{(+)}$ значения емкостей до и после коммутации:

$$C_{(-)}u(0-) = C_{(+)}u(0+). \quad (1.22)$$

Если в процессе коммутации величина емкости не изменяется, ($C_{(-)} = C_{(+)}$), то *напряжение на емкости также будет непрерывным*: $u(0-) = u(0+)$. Приведенные условия непрерывности заряда и напряжения также используются далее при определении производных постоянных интегрирования.

Для момента $t = 0$ емкостный элемент в силу непрерывности его напряжения можно заменять источником напряжения с напряжением $u(0)$ или коротким замыканием, если $u(0) = 0$.

Мощность емкостного элемента

$$p = ui = Cu \frac{du}{dt}. \quad (1.23)$$

Мощность положительна в интервалах нарастания энергии, когда энергия поступает от источника в элемент, отрицательна в интервалах убывания энергии, когда запасенная энергия отдается обратно источнику.

Интегрирование выражения (1.23) в пределах от $-\infty$ до t позволяет найти в предположении $u(-\infty)=0$ энергию, запасенную в емкости:

$$w_C = \int_{-\infty}^t C u \frac{du}{dt} dt = \int_0^u C u du = \frac{Cu^2}{2}. \quad (1.24)$$

Энергия в емкости определяется мгновенным значением напряжения: она пропорциональна квадрату напряжения и поэтому не может принимать отрицательных значений.

§ 1.6. ДУАЛЬНОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИК. ПОНЯТИЕ О СХЕМАХ ЗАМЕЩЕНИЯ

В табл. 1.1 даны соотношения между напряжениями и токами рассмотренных элементов, которые сокращенно называют вольт-амперными характеристиками. Первый столбец дает напряжение элемента в зависимости от тока, второй — ток в зависимости от напряжения; в третьем приведены энергетические характеристики элементов.

Таблица 1.1

Активное сопротивление	$u_R = Ri_R$	$i_R = Gu_R$	$p_R = Ri_R^2 = Gu_R^2$
Индуктивность	$u_L = L \frac{di_L}{dt}$	$i_L = \frac{1}{L} \int u_L dt$	$w_L = \frac{Li_L^2}{2}$
Емкость	$u_C = \frac{1}{C} \int i_C dt$	$i_C = C \frac{du_C}{dt}$	$w_C = \frac{Cu_C^2}{2}$

Соотношения, приведенные в этой таблице, позволяют установить определенную аналогию между ними. Сравнивая, например, выражения для напряжения на индуктивности и тока в емкости или выражения для энергии в этих же элементах, убеждаемся в их одинаковой структуре. Аналогия состоит в следующем. Если в первом выражении заменить напряжение током, ток напряжением и индуктивность емкостью, то оно переходит во второе. Если такую же замену произвести во втором выражении, то оно переходит в первое. Так же переходят друг в друга соотношения для активного сопротивления и активной проводимости при дополнительной взаимной замене R и G .

Два соотношения, обладающие указанным свойством взаимного перехода друг в друга, называются дуальными. При этом

взаимно заменяемые величины являются дуальными величинами, а элементы, характеристики которых дуальны, — дуальными элементами. Следовательно, индуктивность и емкость, сопротивление и проводимость, а также источник напряжения и источник тока есть дуальные элементы. Понятие дуальности является взаимным: если элемент L дуален элементу C , то элемент C дуален L .

Взаимно дуальными являются следующие величины:

$$\begin{aligned} u &\leftrightarrow i & \omega_L &\leftrightarrow \omega_C; \\ L &\leftrightarrow C & p_L &\leftrightarrow p_C; \\ R &\leftrightarrow G & p_R &\leftrightarrow p_G. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Дуальность основных элементов приводит к тому, что дуальными могут быть цепи и их уравнения. В дальнейшем часто будет применяться это понятие.

Приведем теперь кратко общие соображения о соотношении между реальными устройствами и их моделями в виде схем замещения, составленными из элементов R , L и C .

Введенные элементы пассивных цепей являются идеализированными элементами или математическими моделями. Их не следует смешивать с реальными прообразами — угольным сопротивлением, катушкой, конденсатором или батареей и генератором, которые наряду с главным, определяющим параметром, отображаемым одним из идеализированных элементов, обладают также другими, побочными или «паразитными» параметрами. Однако, составляя соответствующую схему замещения из идеальных элементов, можно приближенно передать поведение любого реального устройства по отношению к интересующим нас внешним выводам. Увеличение числа элементов, каждый из которых учитывает свойственные ему электромагнитные процессы, повышает точность схемы замещения и одновременно усложняет ее анализ. Составление схем замещения является в общем случае трудным делом, требующим точного знания процессов и режимов работы устройств, учета целей и точности расчетов.

В нашу задачу не входит составление схем замещения конкретных электромагнитных устройств. Будем колагать схему цепи заданной независимо от того, какое реальное устройство она отображает. Лишь в качестве простых примеров рассмотрим применяемые иногда схемы замещения реального сопротивления — резистора, катушки и конденсатора, изображенных на рис. 1.8, *a*, *б* и *в*.

Эти схемы наряду с элементами, учитывающими главные параметры, содержат элементы, учитывающие побочные или «паразитные» параметры, обусловленные конечными размерами реальных устройств и несовершенством материалов.

Схема замещения реального сопротивления кроме главного элемента R содержит параллельно соединенную емкость C_s ,

учитывающую запасание энергии в электрическом поле между отдельными участками и выводами сопротивления, и последовательно соединенную индуктивность L_s , учитывающую запасание энергии в магнитном поле от протекания тока через сопротивление и его выводы.

Схема замещения катушки кроме основного элемента L имеет два элемента: последовательно соединенное сопротивление R_s , учитывающее потери энергии в меди при протекании тока по катушке, и параллельно соединенную емкость C_s , учитывающую энергию в электрическом поле между витками катушки.

Схема замещения конденсатора кроме основного емкостного элемента имеет параллельную проводимость G_s , учитывающую потери энергии в реальном диэлектрике, и последовательную индуктивность L_s , которая учитывает энергию магнитного поля, связанного с током в обкладках и выводах конденсатора.

Как видим, совершенно различные устройства могут иметь близкие по внешнему виду схемы замещения, но количественно значения их элементов существенно различны. Вид схем замещения, помимо требуемой точности расчетов, зависит от режима в цепи. Так, при невысоких частотах напряжений и токов согласно (1.11) и (1.19) ток в емкости C_s и напряжение в индуктивности L_s ничтожно малы и их можно исключить из схем 1.8, *a—в*, что намного упрощает схемы замещения.

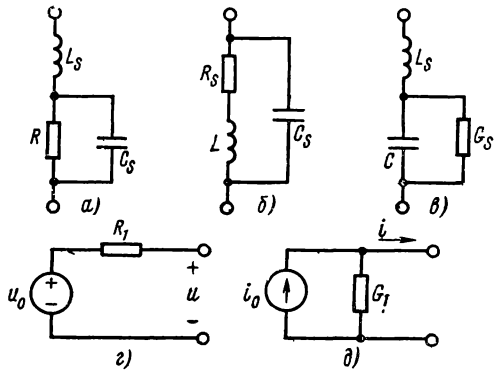


Рис. 1.8

Реальные источники отличаются от идеальных прежде всего тем, что напряжение и токи на их выводах зависят от присоединенной нагрузки. Но с помощью схем из идеального источника и пассивных элементов можно передать с любой степенью точности характеристики реального источника. Так, падение напряжения с ростом тока в простейшем реальном источнике постоянного напряжения можно учитывать, включая последовательно сопротивление R_1 (рис. 1.8, *г*), а уменьшение тока с ростом напряжения—включением параллельной проводимости G_1 (рис. 1.8, *д*). В случае источников переменного напряжения или тока требуется включать также элементы L и C .

В заключение подчеркнем, что схемы замещения передают поведение устройств только по отношению к их внешним выводам и не могут передавать содержания внутренних процессов.

§ 1.7. ПОНЯТИЕ ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ. ЗАДАЧА АНАЛИЗА ЦЕПИ

Электрическая цепь, приближенно отображающая электромагнитные процессы в реальном устройстве, составляется путем соответствующего соединения между собой рассмотренных двух полюсных элементов: сопротивления, индуктивности, емкости и источников сигнала. В общем случае отдельные элементы, а также отдельные участки цепи могут соединяться произвольно. В результате получается электрическая схема, имеющая определенную геометрическую конфигурацию. На рис. 1.9 показан пример электрической цепи, составленной из нескольких пассивных элементов и источников напряжения и тока.

Основными понятиями, характеризующими геометрическую конфигурацию цепи, являются ветвь и узел.

Под ветвью в общем случае понимают участок цепи с двумя выводами. Токи или напряжения

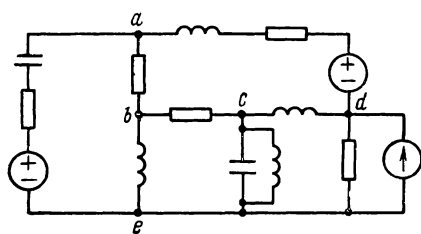


Рис. 1.9

неизвестных переменных, характеризующих состояние цепи. Поэтому, что конкретно понимать под ветвью, зависит от выбора переменных цепи. Ветвью можно считать каждый элемент цепи. Но для уменьшения числа переменных за ветви иногда принимают также участки из последовательного соединения отдельных элементов, токи которых

имеют одно и то же значение, и участки из параллельного соединения отдельных элементов, напряжения которых имеют одно и то же значение (участки ae , ce на рис. 1.9).

Узел электрической цепи — это точка на схеме, в которой соединяются две или более ветвей (точки a , b на рис. 1.9).

Следует обратить внимание на то, что на схеме (рис. 1.9) источники напряжения включаются последовательно с ветвью цепи, а источник тока — параллельно ей. Это не случайно: дело в том, что при включении ветви параллельно идеальному источнику напряжения напряжение ветви известно — оно равно напряжению источника. Точно так же при последовательном соединении ветви с источником тока ток ветви известен — он принудительно задается источником. Ветвь с заранее известным напряжением или током можно исключить из схемы цепи, подлежащей анализу. Поэтому на схеме ветви, соединенные параллельно источнику напряжения, и ветви, соединенные последовательно с источником тока, не будут изображаться.

Задача анализа электрической цепи формулируется следующим образом. Заданы схема электрической цепи со значениями всех ее элементов, а также напряжения и токи источников, действующих в цепи. Требуется найти токи и напряжения ветвей.

В дальнейшем будем применять общие термины, называя заданные напряжения или токи источников функциями возбуждения или сигналами, а искомые напряжения и токи ветвей, определяемые в результате анализа цепи, реакциями. Следовательно, требуется найти реакции цепи на действие заданных сигналов.

Выводы — узлы или ветви, реакции которых необходимо найти, называют выходными, а выводы, к которым присоединены источники, — входными. Часто реакции и сигналы называют выходом и входом цепи.

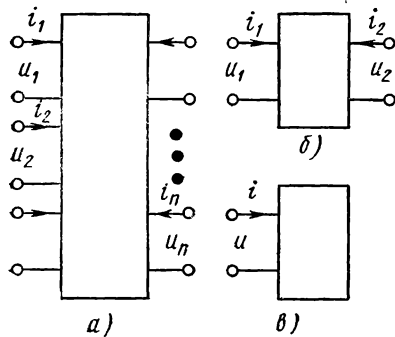


Рис. 1.10

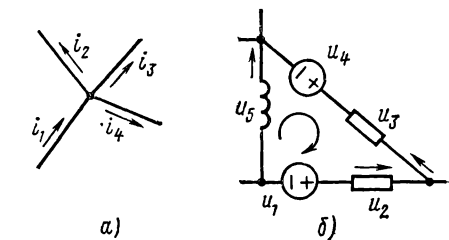


Рис. 1.11

Цель курса состоит в том, чтобы дать знания, необходимые для анализа любой линейной цепи произвольной конфигурации с любым конечным числом элементов. Цепь произвольной структуры, которая может содержать любое число элементов и иметь любую конфигурацию, изображают символически в виде прямоугольника — «черного ящика». Последний термин означает, что структура и элементы цепи неизвестны. На рис. 1.10, а показано символическое изображение цепи с n входными и выходными выводами — полюсами, которую называют многополюсной или n -полюсной цепью. Хотя в общем случае может потребоваться определение реакций — токов и напряжений всех ветвей или всех выводов, но часто ставится задача нахождения реакций в ограниченном числе ветвей: в одной, двух ветвях или выводах; во многих случаях на цепь действует один источник сигнала. В указанном частном случае вводят понятие о четырехполюсной и двухполюсной цепях, которые показаны на рис. 1.10, б, в.

Четырехполюсная цепь имеет две пары выводов: входную, к которой приложен сигнал u_1 или i_1 , и выходную с интересующей нас реакцией u_2 или i_2 .

Двухполюсная цепь имеет одну пару выводов — здесь интересующей реакцией будет ток на входе при действии источника напряжения или напряжение на входе при действии источника тока.

Для определения искомых реакций — напряжений и токов ветвей — необходимо составить уравнения цепи с помощью двух систем уравнений.

1. Уравнений элементов, связывающих ток и напряжение каждого элемента. Такими уравнениями будут вольт-амперные характеристики резистивного, индуктивного и емкостного элементов, приведенные в табл. 1.1, а также заданные напряжения и токи источников. Уравнения элементов не зависят от схемы и геометрической конфигурации цепи, в которую входят элементы.

2. Уравнений соединений, которые определяются только геометрической конфигурацией и способами соединений ветвей — элементов цепи — и не зависят от вида и характера элементов. Уравнения соединений устанавливают связи между токами и напряжениями отдельных элементов, входящих в цепь.

Уравнения соединений составляются на основе двух законов Кирхгофа, которые связывают токи ветвей, сходящихся в узлах, и напряжения ветвей, входящих в контуры; контуры представляют замкнутые пути, проходящие однократно через ряд ветвей и узлов.

Первый закон Кирхгофа, выражающий закон сохранения заряда, дает уравнение равновесия токов в узле цепи и формулируется так: *в любой момент алгебраическая сумма токов ветвей, сходящихся в узле электрической цепи, равна нулю:*

$$\sum \pm i_k = 0. \quad (1.26)$$

Знак тока определяется выбором положительных направлений токов ветвей: токам, выходящим из узла, приписывают условно знак «плюс», а токам, входящим в узел, — знак «минус». Так, для узла, изображенного на рис. 1.11, а, имеем

$$\sum \pm i_k = -i_1 + i_2 + i_3 + i_4 = 0.$$

Второй закон Кирхгофа, выражающий закон сохранения энергии, дает уравнение равновесия напряжений в контуре и формулируется следующим образом: *в любой момент алгебраическая сумма напряжений ветвей в контуре равна нулю:*

$$\sum \pm u_k = 0. \quad (1.27)$$

Знак напряжения определяется выбором положительных полярностей напряжений ветвей: если при обходе контура перемещение происходит в сторону понижения или падения напряжения, то напряжению ветви условно приписывают знак «плюс», если перемещение происходит в сторону повышения напряжения, — знак «минус».

Для контура, показанного на рис. 1.11, б, будем иметь

$$\sum \pm u_k = u_1 + u_5 - u_4 - u_3 - u_2 = 0.$$

Линейные цепи, составленные из элементов одного вида, например резистивных, описываются системами линейных алгебраических уравнений, а линейные цепи, состоящие из элементов различного вида и называемые динамическими, — системами линейных интегро-дифференциальных уравнений. Для иллюстрации данного положения составим уравнения простых цепей с тремя

видами элементов. Примем простейшие конфигурации цепей, которые не потребуют подготовки, необходимой для составления уравнений по законам Кирхгофа в случае цепей более сложной конфигурации.

Цепь из последовательно соединенных R -, L -, C -элементов (рис. 1.12, а). Составим на основе законов Кирхгофа уравнения соединений цепи. Применяя к узлам, в которых соединяются элементы, закон токов Кирхгофа (ЗТК), приходим к очевидному заключению о равенстве токов во всех элементах:

$$i_L = i_R = i_C = i, \quad (1.28)$$

где i — ток контура.

Применяя к единственному контуру цепи закон напряжений Кирхгофа (ЗНК), имеем

$$u_L + u_R + u_C = u_0. \quad (1.29)$$

Запишем уравнения элементов:

$$u_L = L \frac{di_L}{dt}; \quad u_R = Ri_R; \quad u_C = \frac{1}{C} \int i_C dt.$$

Для получения уравнений цепи, взяв за основу выражение (1.29), заменяем в нем напряжения токами с помощью уравнений

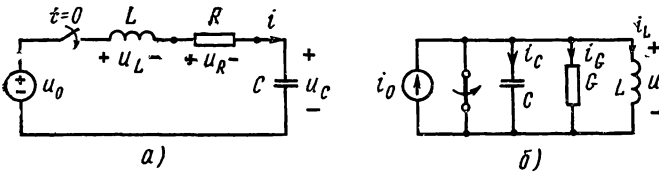


Рис. 1.12

элементов, а токи элементов — общим контурным током согласно (1.28). В результате получаем следующее линейное интегро-дифференциальное уравнение с постоянными коэффициентами относительно контурного тока:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = u_0. \quad (1.30)$$

Неизвестная переменная (ток в контуре) входит как под знаком производной, так и интеграла. Если продифференцировать (1.30), то получим эквивалентное линейное дифференциальное уравнение второго порядка

$$L \frac{d^2i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = u'_0.$$

Цепь из параллельно соединенных R -, L -, C -элементов (рис. 1.12, б). Запишем уравнения соединений цепи. Обходя контуры, образованные источником тока и каждым из элементов, и

применяя ЗНК, приходим к очевидному заключению о равенстве напряжений на всех элементах

$$u_C = u_R = u_L = u, \quad (1.31)$$

где u — напряжение между узлами.

Применяя ЗТК к единственному независимому узлу цепи (второй узел является зависимым — дает то же уравнение), имеем

$$i_C + i_R + i_L = i_0. \quad (1.32)$$

Уравнения элементов:

$$i_C = C \frac{du_C}{dt}; \quad i_R = Gu_R; \quad i_L = \frac{1}{L} \int u_L dt.$$

Для того чтобы получить уравнения цепи, подставляем в (1.32) выражения токов элементов, а затем заменяем в них напряжения элементов через общее напряжение между узлами. В результате получим линейное интегро-дифференциальное уравнение с постоянными коэффициентами относительно узлового напряжения

$$C \frac{du}{dt} + Gu + \frac{1}{L} \int u dt = i_0. \quad (1.33)$$

Продифференцировав уравнение, можно получить эквивалентное линейное дифференциальное уравнение второго порядка.

Уравнения (1.30) и (1.33) одинаковы по структуре, так же, как уравнения (1.28) и (1.31), (1.29) и (1.32), они взаимно дуальны: переходят друг в друга при замене параметров и переменных на дуальные. Отсюда следует вывод: *последовательное и параллельное соединения являются дуальными.*

В случае многоконтурных и многоузловых цепей получим системы n линейных дифференциальных уравнений с n неизвестными.

Из приведенного вывода уравнений (1.30) и (1.33) видно, что только наличие элементов, запасующих энергию, — индуктивностей и емкостей — приводит к дифференциальным уравнениям. В частном случае цепей, составленных из резистивных элементов, получим системы линейных алгебраических уравнений.

§ 1.3. ОБЩИЕ СВОЙСТВА РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ЦЕПИ

В применяемых в теории цепей методах анализа широко используются общие свойства решений, вытекающие из линейности уравнений. Рассмотрим эти свойства применительно к задачам анализа электрических цепей. Для наглядности рассуждения будем проводить на примере простейшего уравнения первого порядка последовательного контура из индуктивности и активного сопротивления

$$L \frac{di}{dt} + Ri = u_0. \quad (1.34)$$

Первое свойство сформулируем следующим образом: *если изменить в k раз напряжения и токи всех действующих источников в цепи с нулевыми начальными условиями, то реакции цепи — токи и напряжения — изменятся также в k раз.*

В силу линейности уравнения (1.34) умножение правой и левой частей на множитель k приводит к умножению на этот же множитель реакции (тока):

$$L \frac{d(ki)}{dt} + R(ki) = ku_0(t). \quad (1.35)$$

Это свойство позволяет при расчетах линейных цепей вводить любой удобный масштаб для напряжений или токов, а также для сопротивлений цепей. Лишь конечный результат необходимо привести к исходному уровню напряжения или тока. На основе этого свойства в численных примерах для удобства будем задаваться относительными значениями элементов порядка единицы.

Второе свойство можно сформулировать так: *если к цепи вместо напряжения (или тока) прикладывается его производная или интеграл, то реакция будет равна соответственно производной или интегралу от исходной реакции.* Оно вытекает из аналогии между исходным уравнением (1.34) и уравнением, получающимся после его дифференцирования,

$$L \frac{di'}{dt} + Ri' = u'_0 = \frac{du_0}{dt}. \quad (1.36)$$

Это уравнение отличается от исходного лишь тем, что в нем имеются производные как напряжения, так и тока.

Согласно второму свойству, реакцию цепи, например, на действие линейно нарастающего напряжения можно получить интегрированием реакции цепи на действие более простого постоянного напряжения.

Третье свойство, называемое принципом наложения, сформулируем следующим образом: *в линейных электрических цепях результирующая реакция на действие напряжения (или тока), состоящего из суммы составляющих, равна сумме реакций на действие каждой составляющей в отдельности.*

Если приложенное напряжение разложено на составляющие, например представлено в виде суммы двух слагаемых

$$u_0 = u_a + u_b, \quad (1.37)$$

то реакции на действие каждого из слагаемых в отдельности должны удовлетворять уравнению (1.34):

$$\begin{aligned} L \frac{di_a}{dt} + Ri_a &= u_a; \\ L \frac{di_b}{dt} + Ri_b &= u_b. \end{aligned} \quad (1.38)$$

Суммирование этих уравнений подтверждает сказанное

$$L \frac{d(i_a + i_b)}{dt} + R(i_a + i_b) = u_a + u_b = u_0. \quad (1.39)$$

Принцип наложения имеет исключительно большое значение в теории линейных цепей и во многом определяет построение курса теории цепей.

Для анализа линейной цепи приложенный сигнал произвольной формы представляют, используя соответствующий математический аппарат разложения, в виде суммы элементарных составляющих, которые позволяют проводить анализ цепи более простым методом. Искомую реакцию цепи определяют наложением или суммированием элементарных реакций на действие каждой составляющей.

§ 1.9. О ЧИСЛЕННОМ ИНТЕГРИРОВАНИИ

В качестве примера применения численных методов и цифровых вычислительных машин (ЦВМ) рассмотрим кратко алгоритм численного интегрирования.

В анализе электрических цепей с вычислением определенного интеграла часто приходится иметь дело: при определении по заданному току заряда или напряжения на емкости; определении по известному напряжению потокосцепления или тока индуктивности; подсчете энергии, потребляемой цепью, и т. д. В тех случаях, когда интегрируемая функция является сложной или задается численно в виде таблиц, значение интеграла получают на ЦВМ с помощью численных методов.

Формулы численного интегрирования, как известно, основаны на разбиении интервала интегрирования на равные малые шаги $\Delta t = h$ и замене функции в пределах шага: 1) постоянной величиной (формула прямоугольника), 2) линейной функцией (формула трапеции), 3) параболической функцией (формула Симпсона). Имеются и другие более сложные формулы.

Приведем формулу трапеций приближенного вычисления определенного интеграла от функции $f(t)$ в пределах от $t_1 = a$ до $t_n = b$

$$y = \int_a^b f(t) dt \approx h \left[\frac{f(a)}{2} + \sum_{i=2}^{n-1} f(t_i) + \frac{f(b)}{2} \right] = hS, \quad (1.40)$$

где $h = (b - a)/n$.

Применение формулы трапеции, как видно, сводится к вычислению значения интегрируемой функции в равноотстоящих точках $t_i = a + (i - 1)h$ ($i = 1, 2, \dots, n$) и последовательному суммированию, дающему величину S . Значение последней при $i = 1$ и $t_1 = a$ принимается $f(a)/2$; далее добавляются значения функции, соответствующие шагам от $i = 2$ до $n - 1$, и затем $f(b)/2$, соответствующее $i = n$ и моменту $t = b$. Умножение полученной величины на приращение дает искомое значение интеграла. Предварительно необходимо ввести в ЦВМ вещественные параметры — пределы интегрирования и число выбранных шагов, по которым вначале определяется величина шага итерации.

Блок-схема изложенного алгоритма вычисления определенного интеграла по методу трапеции с одним простым циклом приведена

на рис. 1.13. Соответствующая программа, оформленная в виде подпрограммы и записанная на алгоритмическом языке ФОРТ-РАН-4, дана на рис. 1.14, а.

Погрешность вычисления интеграла по приведенной программе (как и любых вычислений на ЦВМ) связана с ошибками приближенного выражения (1.40) при конечном числе интервалов (или конечной длительности интервала) и ошибками округления в силу ограниченного числа разрядов. Последняя растет с увеличением числа шагов вычислений. Оценить заранее оптимальное число шагов итераций, зависящее от вида интегрируемой функции, затруднительно. Поэтому для подтверждения результата производят повторные вычисления с измененным (обычно в два раза) числом шагов.

Подпрограмму DEFINT можно вызвать любой программой при необходимости определения численного значения интеграла. Пусть, например, требуется определить значение тока в момент $t = 6$ с в индуктивности ($L = 1$ Гн), в которой при $t = 0$ приложено напряжение $u = \exp(-0,2 t) \sin 2t$. На рис. 1.14, б приведена программа численного определения тока, который, согласно (1.13), равен

$$i = \int_0^6 e^{-0,2t} \sin 2t dt.$$

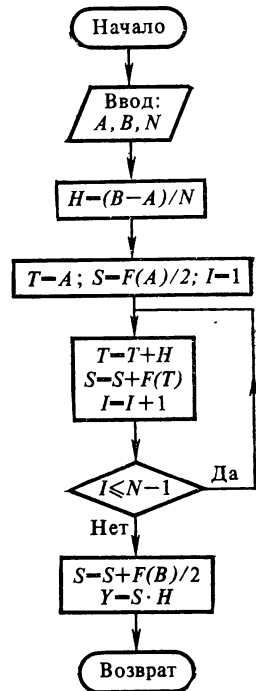


Рис. 1.13

Программа начинается с оператора, по которому вычисляются нужные значения подынтегральной функции; далее указываются пределы и число шагов интегрирования и производится вызов подпрограммы. Значение вычисленного интеграла выводится на печать.

<pre> SUBROUTINE DEFINT (A,B,N,Y) H=(B-A)/N T=A S=0.5 * F(A) N1=N-1 DO 2 I=1,N1 T=T+H S=S+F(T) 2CONTINUE Y=(S+0.5 * F(B)) * H RETURN END </pre> <p style="text-align: center;">а)</p>	<pre> FUNCTION F(T) F(T)=EXP(-0.2 * T) * SIN(2 * T) RETURN END </pre> <p style="text-align: center;">б)</p>
---	---

T - время; F(T) - интегрируемая функция; A, B - пределы;
N, H - число интервалов и шаг интегрирования.

Рис. 1.14

АНАЛИЗ РЕЗИСТИВНЫХ ЦЕПЕЙ МЕТОДАМИ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ

§ 2.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Изучение методов анализа начнем с линейных резистивных цепей, которые составляются путем взаимного соединения двухполюсных R -элементов и источников напряжения и тока.

Уравнение, связывающее ток и напряжение k -го линейного двухполюсного резистивного элемента, определяется законом Ома:

$$u_k = R_k i_k; \quad i_k = G_k u_k, \quad (2.1)$$

где R_k , G_k — сопротивление и проводимость элемента, которые принимаются постоянными.

Уравнением источника напряжения является заданное в виде функции времени напряжение $u_0 = u_0(t)$, не зависящее от тока в элементе, а уравнением источника тока — заданный в виде функции времени ток $i_0 = i_0(t)$, не зависящий от напряжения на элементе.

В соответствии с (2.1) линейные резистивные цепи с постоянными параметрами описываются линейными алгебраическими уравнениями. Характерной особенностью таких цепей является пропорциональность между реакцией $f_2(i)$ — током или напряжением любой ветви и воздействием $f_1(t)$ — напряжением или током источника (предполагается действие одного источника):

$$f_2 = H f_1. \quad (2.2)$$

Коэффициент пропорциональности между реакцией и воздействием в резистивной цепи

$$H = f_2 / f_1 \quad (2.3)$$

будем называть коэффициентом цепи.

Из выражения (2.2) можно сделать вывод: *при постоянстве коэффициента цепи форма реакции всегда подобна форме действующего сигнала, так что резистивная цепь не искажает сигнал.*

В случае двухполюсной цепи (рис. 1.10, в), на входе которой действует источник тока $f_2 = i_1$ (напряжения $f_1 = u_1$), искомой реакцией будет входное напряжение $f_2 = u_1$ (входной ток $f_2 = i_1$) и коэффициент цепи будет представлять *входное сопротивление* (входную проводимость)

$$R = u_1 / i_1; \quad G = i_1 / u_1. \quad (2.4)$$

В случае четырехполюсной цепи (рис. 1.10, б) в зависимости от того, какой источник (напряжения или тока) действует на

входе и какая реакция на выходе — напряжение или ток — нас интересует, получим четыре различных по смыслу коэффициента H .

Пусть на входе цепи действует источник напряжения $f_1 = u_1$; тогда, если интересующей реакцией на выходе является напряжение $f_2 = u_2$, то

$$H = H_U = u_2/u_1 \quad (2.5)$$

представляет безразмерный коэффициент передачи напряжений, который показывает, какая доля напряжения входа передается в выходную ветвь. Если же интересующей реакцией является ток $f_2 = i_2$, то

$$H = H_G = i_2/u_1 \quad (2.6)$$

представляет проводимость передачи — отношение тока выхода к напряжению входа.

При действии источника тока $f_1 = i_1$, если нас интересует ток на выходе $f_2 = i_2$, то

$$H = H_I = i_2/i_1 \quad (2.7)$$

представляет безразмерный коэффициент передачи токов, показывающий долю входного тока, переданную в выходную ветвь. Если нас интересует напряжение выхода $f_2 = u_2$, то

$$H = H_R = u_2/i_1 \quad (2.8)$$

представляет сопротивление передачи — отношение напряжения на выходе к току входа.

Расчет двухполюсных или четырехполюсных цепей сводится к нахождению коэффициента цепи H ; искомую реакцию можно найти согласно (2.2), умножив H на сигнал f_1 , приложенный к цепи.

Решение задачи анализа сводится к составлению и решению уравнений для выбранных в качестве переменных токов и напряжений элементов или ветвей цепи, которые, как отмечалось в § 1.7, составляются на основе систем уравнений двух видов — уравнений элементов (2.1) и уравнений соединений, записываемых по законам Кирхгофа. Но предварительно необходимо рассмотреть простые методы анализа, применимые к цепям не очень сложной структуры и не требующие составления и решения уравнений, хотя обоснование самих методов производится с помощью законов Кирхгофа.

В первую очередь рассмотрим метод эквивалентных преобразований. Суть эквивалентного преобразования состоит в замене некоторой части цепи (подцепи) другой эквивалентной подцепью с более удобной структурой. Для определения понятия эквивалентности рассмотрим две цепи \mathcal{C}_1 и \mathcal{C}_2 (рис. 2.1) различной структуры, но с одинаковым числом n внешних выводов, с помощью которых они могут присоединяться к другим цепям или источникам. Пусть ток и напряжение вывода k цепи 1 равны: $i_k^{(1)}$, $u_k^{(1)}$, а ток и напряжение соответственного вывода цепи 2: $i_k^{(2)}$, $u_k^{(2)}$.

Цепи 1 и 2 эквивалентны, если токи и напряжения всех их соответственных выводов одинаковы:

$$u_k^{(1)} = u_k^{(2)}; \quad i_k^{(1)} = i_k^{(2)} \quad (k = 1, 2, \dots, n).$$

В методе эквивалентных преобразований последовательно заменяются отдельные участки цепи эквивалентными подцепями, в результате чего происходит существенное упрощение структуры. В процессе упрощения структуры необходимо оставлять без преобразования те ветви, токи или напряжения которых нас интересуют.

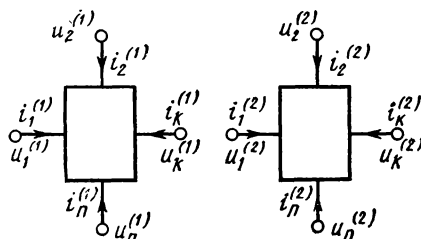


Рис. 2.1

После определения искомой реакции в какой-либо ветви для нахождения токов и напряжений в остальных ветвях необходимо обратиться к исходной непреобразованной цепи. То обстоятельство, что в этой цепи ток (напряжение) одной ветви известен, существенно облегчает задачу.

При этом полезным может оказаться применение теоремы замещения, суть которой заключается в следующем: *любая ветвь цепи (рис. 2.2 а) с током i_k и напряжением u_k может быть замещена (представлена) либо источником тока с током $i_k(t)$, либо источником напряжения с напряжением $u_k(t)$.*

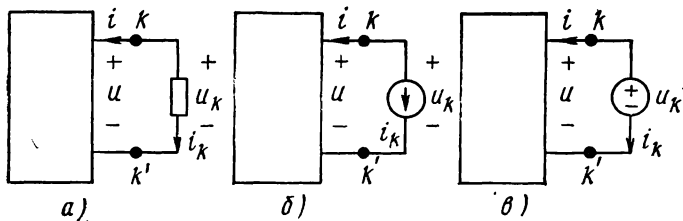


Рис. 2.2

Доказательство теоремы основано на применении законов Кирхгофа. При замещении ветви источником тока или напряжения, как показано на рис 2.2, б, в, преобразуется только одна ветвь k , остальная часть цепи, изображенная в виде прямоугольника, остается без изменения, так что напряжение u_k и ток i_k на ее входе не меняются. Применяя ЗТК к узлу k и ЗНТ к контуру, включающему ветвь k и входные выводы цепи, легко убедиться в идентичности уравнений равновесия токов $i_k = -i$ и напряжений $u_k = u$ для трех схем, включая исходную, что доказывает теорему.

Из простого доказательства, основанного только на законах Кирхгофа и не требующего знания характеристики ветви, следует, что теорема замещения применима к любым цепям, имеющим

единственное решение. Последнее условие всегда выполняется, как увидим, для линейных цепей. Имеется одно ограничение: замещаемая ветвь должна иметь связь с остальной частью цепи только через ток, проходящий от узла k , исключается связь через взаимную индуктивность или зависимый источник, которые рассмотрены в гл. 9.

Применяют обычно три вида преобразований: 1) замену последовательно или параллельно соединенных ветвей одной эквивалентной ветвью; 2) преобразование трехлучевой звезды ветвей в треугольник и обратно; 3) преобразование источника напряжения в источник тока и обратно.

После разбора методов преобразований схем рассмотрим метод пропорциональных величин, который также не требует составления и решения уравнений цепи.

Особенность расчетов по указанным методам заключается в том, что на каждом шаге преобразования приходится обращаться к схеме цепи, что придает большую наглядность расчетам. Только после получения навыков обращения с простыми цепями и их преобразованиями можно переходить к более формальным приемам анализа с помощью уравнений, которые используются в расчетах сложных цепей.

§ 2.2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЦЕПЕЙ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМ И ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ СОЕДИНЕНИЕМ ВЕТВЕЙ

Последовательное соединение. На рис. 2.3, *a* показана цепь из последовательно соединенных элементов с сопротивлениями R_1, R_2, \dots, R_n .

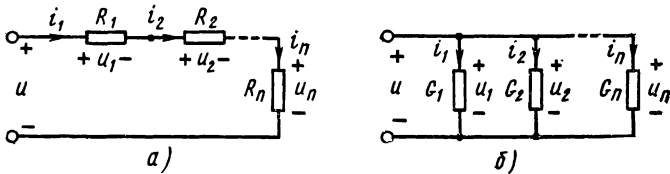


Рис. 2.3

Через все элементы протекает один и тот же ток; напряжение на входе цепи равно сумме напряжений на элементах, так что уравнения соединений цепи можно записать так:

$$i = i_1 = i_2 = \dots = i_n; \quad u = u_1 + u_2 + \dots + u_n. \tag{2.9}$$

Используя уравнения резистивных элементов $u_k = R_k i_k$ ($k = 1, 2, \dots, n$), получим

$$u = (R_1 + R_2 + \dots + R_n) i = R i. \tag{2.10}$$

Здесь эквивалентное входное сопротивление цепи равно сумме сопротивлений последовательно соединенных элементов:

$$R = \sum_{k=1}^n R_k. \quad (2.11)$$

Если $u = u_0$ — заданное напряжение источника, действующего на входе, то ток в цепи $i = u_0/R = Gu_0$.

Напряжение на одном из элементов, например на n -элементе, $u_n = R_n i = (R_n/R) u_0 = H_U u_0$.

В этом выражении величина

$$H_U = u_n/u_0 = R_n/R, \quad (2.12)$$

представляющая собой отношение напряжения на n -элементе, принятом за выходную ветвь, к напряжению на входе, является коэффициентом передачи напряжения. Этот коэффициент равен той доле входного напряжения, которая появляется на выходе, и служит мерой передачи сигнала от входа к выходу. Из (2.12) видно, что доля переданного к выходу напряжения равна отношению сопротивления выходной ветви к общему сопротивлению цепи. Величину, обратную H_U , представляющую отношение входного напряжения к выходному для рассматриваемой цепи из последовательно соединенных элементов, называют коэффициентом деления напряжения.

Параллельное соединение. На рис. 2.3, б показана цепь из параллельно соединенных элементов с проводимостями G_1, G_2, \dots, G_n . На всех элементах имеем одно и то же напряжение; ток на входе цепи равен сумме токов элементов. Уравнения соединений цепи $u = u_1 = u_2 = \dots = u_n$; $i = i_1 + i_2 + \dots + i_n$.

С помощью уравнений элементов $i_k = G_k u_k$ ($k = 1, 2, \dots, n$) получим $i(G_1 + G_2 + \dots + G_n)u = Gu$.

Эквивалентная входная проводимость цепи равна сумме проводимостей элементов:

$$G = \sum_{k=1}^n G_k = 1/R. \quad (2.13)$$

Напряжение цепи при действии на входе источника тока с током $i = i_0$ равно: $u = i_0/G = Ri_0$.

Ток в одной из ветвей, например n , $i_n = G_n u = \frac{G_n}{G} i_0 = H_I i_0$.

Здесь величина

$$H_I = i_n/i = G_n/G, \quad (2.14)$$

представляющая отношение тока в n -элементе, принятом за выходную ветвь, к току входа, является коэффициентом передачи тока. Она равна доле входного тока, переданного в выходную ветвь. Коэффициент передачи тока рассматриваемой цепи определяется отношением проводимости выходной ветви к общей

входной проводимости цепи. Величина, обратная H_I , т. е. отношение входного тока к выходному, называется коэффициентом деления тока.

Выражения (2.11), (2.12), (2.13) и (2.14) дуальны, значит, последовательное и параллельное соединения являются дуальными.

Последовательно-параллельное соединение. На рис. 2.4, а показана цепь, состоящая из элемента R_1 , включенного последовательно с параллельно соединенными двумя элементами G_2 и R_3 .

Эквивалентное преобразование цепи начинаем с определения проводимости ветви, эквивалентной параллельно-соединенным элементам и обозначенной пунктиром: $G_{23} = G_2 + 1/R_3 = G_2 + G_3$.

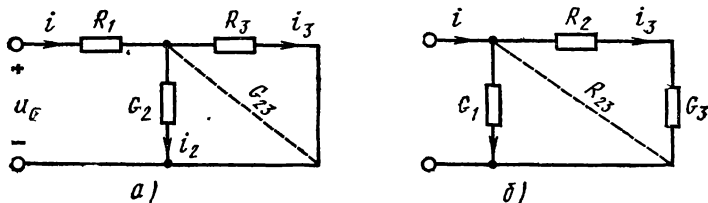


Рис. 2.4

Эта ветвь соединена последовательно с элементом R_1 , поэтому общее эквивалентное входное сопротивление цепи

$$R = R_1 + 1/G_{23} = R_1 + \frac{1}{G_2 + 1/R_3} = \frac{R_1(G_2 + G_3) + 1}{G_2 + G_3}. \quad (2.15)$$

Входной ток при действии напряжения u_0 определяется входной проводимостью:

$$i = Gu_0 = \frac{G_2 + G_3}{R_1(G_2 + G_3) + 1} u_0.$$

Напряжение на ветвях G_2 и G_3 найдем, умножив входной ток на $1/G_{23}$:

$$u_{23} = R_{23}i = \frac{u_0}{R_1(G_2 + G_3) + 1} = H_U u_0.$$

Коэффициент передачи напряжений

$$H_U = u_{23}/u_0 = 1/R_1(G_2 + G_3) + 1. \quad (2.16)$$

Если необходимо найти ток в одной из ветвей, например в G_3 , то

$$i_3 = G_3 u_{23} = \frac{G_3 u_0}{R_1(G_2 + G_3) + 1} = H_G u_0.$$

Здесь коэффициент

$$H_G = \frac{i_3}{u_0} = \frac{G_3}{R_1(G_2 + G_3) + 1} = \frac{G_1 G_3}{G_1 + G_2 + G_3} \quad (2.17)$$

представляет проводимость передачи — отношение тока в ветви, принятой за выходную, к напряжению на входе. Как

видно из (2.17), она определяется отношением произведения проводимостей входной и выходной ветвей и суммы проводимостей трех ветвей цепи.

Параллельно-последовательное соединение. На рис. 2.4, б приведена цепь, дуальная рассмотренной, состоящая из элемента G_1 , соединенного параллельно с последовательно включенными двумя элементами R_2 и G_3 .

Спротивление ветви, эквивалентной двум последовательно соединенным ветвям 2 и 3 и обозначенной пунктиром $R_{23} = R_2 + R_3$.

Общая эквивалентная входная проводимость всей цепи

$$G = G_1 + 1/R_{23} = G_1 + \frac{1}{R_2 + 1/G_3} = \frac{G_1(R_2 + R_3) + 1}{R_2 + R_3}. \quad (2.18)$$

Коэффициент передачи токов в элементы 2 и 3

$$H_I = \frac{i_{23}}{i} = \frac{1}{G_1(R_2 + R_3) + 1}. \quad (2.19)$$

Спротивление передачи — отношение напряжения на выходном элементе 3 к входному току —

$$H_R = \frac{u_3}{i} = \frac{R_1 R_3}{R_1 + R_2 + R_3} \quad (2.20)$$

равно отношению произведения сопротивлений входной и выходной ветвей к сумме сопротивлений всех трех элементов.

§ 2.3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЗВЕЗДЫ ВЕТВЕЙ В ТРЕУГОЛЬНИК

До сих пор рассматривалось простейшее последовательно-параллельное соединение ветвей, к которому можно было применять элементарные операции суммирования сопротивлений или проводимостей. Часто встречаются более сложные соединения, которые невозможно отнести к последовательно-параллельной конфигурации. Примером такой конфигурации может служить, например, мостовая структура (см. рис. 2.6). Схема имеет внутренние узлы b , c , в каждом из которых сходятся по три ветви, направленные от трех различных узлов и образующие звезду ветвей, а также внутренние контуры α и β , в которые входят по три ветви, образующие треугольники ветвей.

Рассмотрим преобразование участка цепи в виде трехлучевой звезды ветвей в эквивалентный треугольник ветвей, позволяющее устранить внутренний узел. На рис. 2.5, а показаны три ветви с проводимостями G_i , присоединенные к узлам 1, 2 и 3 и сходящиеся в узле 0 . Поставим задачу определения проводимостей G_{ik} (рис. 2.5, б) трех ветвей, образующих треугольник, из условия эквивалентности, т. е. одинаковых у обеих схем напряжений узлов и токов, идущих к узлам из внешних участков цепи. Будем рассматривать ток, идущий к одному из узлов, например к узлу 2. В схеме звезды этот ток равен току в ветви G_2 , а в схеме треугольника — сумме токов ветвей G_{12} и G_{23} .

Для упрощения выкладок воспользуемся тем положением, что условия эквивалентности должны выполняться при любых режимах, в частности при нулевом напряжении между узлами 2 и 3: $u_{23} = 0$, равносильном короткому замыканию указанных узлов. При этом напряжение между узлами 1 и 3 $u_{13} = u_{12}$; в схеме треугольника тока в ветви G_{23} не будет и ток, входящий в узел 2, будет равен току ветви G_{12} :

$$-i_2^A = G_{12}u_{12}. \quad (2.21)$$

Схема звезды превратилась в последовательно-параллельную структуру (см. § 2.2): к напряжению $u_{13} = u_{12}$ подключена схема из последовательной ветви G_1 и параллельных ветвей G_2 и G_3 .

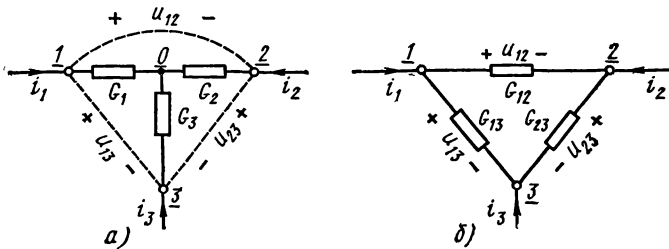


Рис. 2.5

Ток в ветви G_2 можно записать через проводимость передачи, которую, согласно (2.17), для данного случая можно записать

$$H_G = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2 + G_3}.$$

Ток, приходящий к узлу 1, для схемы звезды

$$-i_2^Y = H_G u_{12} = \frac{G_1 G_2 u_{12}}{G_1 + G_2 + G_3}. \quad (2.22)$$

Приравняв по условию эквивалентности (2.21) и (2.22), получим искомую проводимость G_{12} и по аналогии проводимости остальных ветвей треугольника:

$$\begin{aligned} G_{12} &= \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2 + G_3}; \\ G_{23} &= \frac{G_2 G_3}{G_1 + G_2 + G_3}; \\ G_{31} &= \frac{G_1 G_3}{G_1 + G_2 + G_3}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Проводимость ветви треугольника равна произведению проводимостей смежных лучей звезды, деленному на сумму проводимостей всех трех ее ветвей.

Рассмотрим обратное преобразование структуры в виде треугольника ветвей с сопротивлениями R_{ik} в эквивалентную структуру трехлучевой звезды ветвей с сопротивлениями R_i . Для

определения искомых сопротивлений можно воспользоваться уравнениями (2.23). Решив эту систему уравнений, получим:

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \frac{R_{12}R_{13}}{R_{12} + R_{13} + R_{23}}; \\ R_2 &= \frac{R_{12}R_{23}}{R_{12} + R_{13} + R_{23}}; \\ R_3 &= \frac{R_{13}R_{23}}{R_{12} + R_{13} + R_{23}}. \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

Сопротивление ветви трехлучевой звезды равно произведению сопротивлений смежных ветвей треугольника, деленному на сумму сопротивлений трех его ветвей.

В справедливости выражений (2.24) можно убедиться, подставляя их в систему уравнений (2.23).

Формулы (2.23) можно обобщить на случай преобразования n -лучевой звезды в так называемый полный n -угольник с числом ветвей $n(n-1)/2$, в котором каждая пара узлов соединена ветвью:

$$G_{ik} = \frac{G_i G_k}{\sum G_j}. \quad (2.25)$$

Обратное преобразование n -угольника ($n > 3$) в n -лучевую звезду, т. е. обобщение (2.24), оказывается невозможным. Это следует из того, что число уравнений в системе (2.25) при $n > 3$ превышает число n неизвестных.

Рассмотрим пример. Требуется найти методом преобразования отношение напряжения ветви ad к напряжению на входе, т. е. коэффициент передачи, и входную проводимость цепи с заданными в омах сопротивлениями ветвей (рис. 2.6, а). Ветвь ad , ток которой нас интересует, не должна подвергаться преобразованию. Поэтому преобразования следует начать с преобразования звезды acd или звезды abd , а также треугольника abc или треугольника bcd .

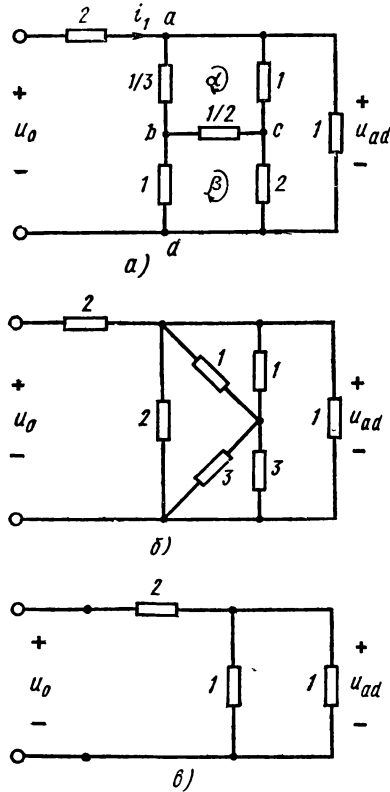


Рис. 2.6

Преобразований звезды acd или звезды abd , а также треугольника abc или треугольника bcd . Приняв первый вариант преобразования звезды acd , для проводимостей ветвей эквивалентного треугольника имеем:

$$G_{ac} = \frac{3 \cdot 2}{3 + 2 + 1} = 1; \quad G_{cd} = \frac{2 \cdot 1}{3 + 2 + 1} = \frac{1}{3}; \quad G_{ad} = \frac{3 \cdot 1}{3 + 2 + 1} = \frac{1}{2}.$$

Полученная в результате цепь показана на рис. 2.6, б. После замены параллельно и последовательно соединенных ветвей получим простую структуру (рис. 2.6, в), для которой легко записать величины:

$$H_U = u_2/u_0 = 0,5/2,5 = 0,2; \quad G_{вх} = i_1/u_0 = 1/2,5 = 0,4 \text{ См.}$$

§ 2.4. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ

Источник напряжения часто включается последовательно, а источник тока — параллельно к двухполюсному элементу (рис. 2.7); последний может представлять внутреннее сопротивление или внутреннюю проводимость источника или же быть элементом внешней цепи.

Для приведенных на рис. 2.7 схем источников запишем соотношения между напряжениями и токами. В случае источника напряжения с последовательным элементом R_a имеем по ЗНК:

$$u = u_0 - R_a i; \quad i = G_a u_0 - G_a u. \quad (2.26)$$

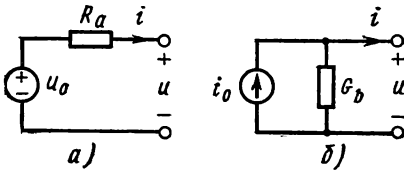


Рис. 2.7

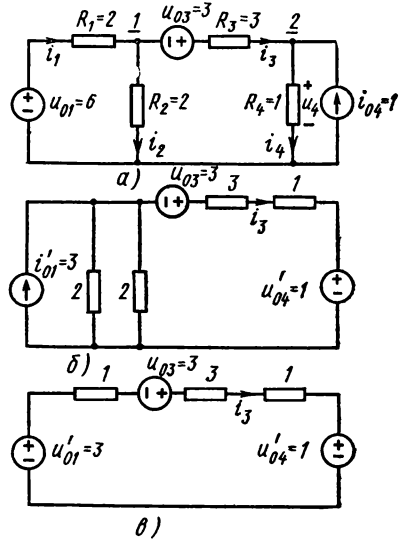


Рис. 2.8

В случае источника тока с параллельным элементом G_b по ЗТК

$$i = i_0 - G_b u; \quad u = R_b i_0 - R_b i. \quad (2.27)$$

С помощью полученных соотношений можно установить условия эквивалентности по отношению к внешним выводам источника напряжения с последовательным сопротивлением и источника тока с параллельной проводимостью. Приравнявая коэффициенты в выражениях для тока равенств (2.26) и (2.27), получим для источника тока, эквивалентного источнику напряжения,

$$i_0 = G_a u_0 = u_0/R_a; \quad G_b = G_a = 1/R_a. \quad (2.28)$$

Как видим, проводимость параллельной ветви эквивалентного источника тока равна проводимости последовательной ветви источника напряжения, ток — произведению этой проводимости на напряжение источника.

Приравнивание выражений для напряжений в (2.26) и (2.27) дает для источника напряжения, эквивалентного источнику тока,

$$u_0 = R_a i_0 = i_0 / G_b; \quad R_a = R_b = 1 / G_b. \quad (2.29)$$

Сопротивление последовательной ветви эквивалентного источника напряжения равно сопротивлению параллельной ветви источника тока, а напряжение — произведению этого сопротивления на ток источника.

Рассмотрим расчет с использованием преобразования источников на примере резистивной цепи, показанной на рис. 2.8, а. В цепи действуют два источника напряжения и источник тока.

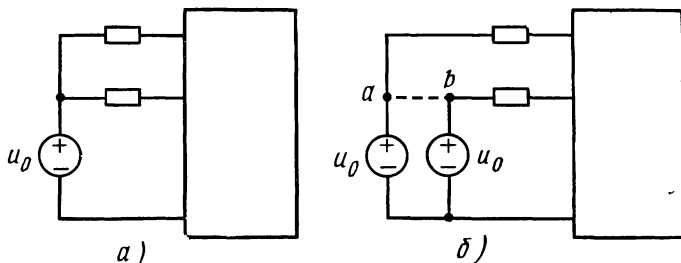


Рис. 2.9

Преобразовав источник напряжения и источник тока в соответствующие эквивалентные источники, параметры которых определены согласно (2.28) и (2.29), получим схему рис. 2.8, б. Объединим в одну две ветви, соединенные параллельно левому источнику тока, и после преобразования последнего в источник напряжения приходим к схеме рис. 2.8, в, состоящей из последовательно соединенных трех источников и трех резистивных элементов. Единственной непреобразованной ветвью является элемент R_3 с последовательным источником u_{03} . Ток в этой ветви

$$i_3 = \sum u_0 / \sum R = \frac{3+3-1}{1+3+1} = 1 \text{ А}. \quad (2.30)$$

Для определения остальных токов необходимо возвратиться к исходной схеме (рис. 2.8, а), но с известным током $i_3 = 1$ А в ветви R_3 . Из баланса токов в узле 2 находим ток в ветви R_4 $i_4 = 1 + 1 = 2$ А; напряжение на ней $u_4 = 2$ В. Напряжение в узле 1 равно сумме напряжений в узле 2, элементе R_3 и источнике u_{03} : $u_1 = 2 + 3 \cdot 1 - 3 = 2$ В.

В элементе R_2 ток $i_2 = 1$ А, а в элементе R_1 ток $i_1 = i_3 + i_2 = 2$ А. Сумма напряжений в узле 1 и элементе R_1 будет $2 + 2 \cdot 2 = 6$ В, т. е. совпадает с напряжением источника, что доказывает правильность расчета.

Приведенное взаимное преобразование источников возможно только при наличии ветви, соединенной последовательно с источником напряжения, и ветви, соединенной параллельно источнику тока. Но это условие не всегда выполняется. Довольно часто

источники без последовательных и параллельных ветвей включаются к узлам, к которым сходятся несколько ветвей, так что непосредственное выделение указанных ветвей из внешней по отношению к источникам цепи невозможно. В подобных случаях для применения преобразования источников используют их расщепление.

Источник напряжения u_0 расщепляется на несколько параллельных источников с напряжениями u_0 , каждый из которых включается последовательно с ветвью, присоединенной к одному из выводов источника (рис. 2.9). При этом, очевидно, режим в цепи не изменится — всегда можно, соединив накоротко выводы всех источников (пунктирную перемычку, напряжение на которой равно нулю), заменить их одним исходным источником. Получившиеся источники с последовательными сопротивлениями можно преобразовать в эквивалентные источники тока.

Источник тока i_0 расщепляется на несколько последовательных источников с токами i_0 , каждый из которых включается параллельно всем ветвям одного из контуров, в который входит источник (рис. 2.10). При этом режим в цепи также не нарушается: если разорвать перемычку ab , ток в которой, как легко убедиться, равен нулю, то приходим к исходному источнику тока. Получившиеся источники тока с параллельными проводимостями можно преобразовать в эквивалентные источники тока.

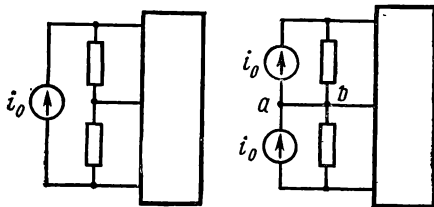


Рис. 2.10

§ 2.5. МЕТОД ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН

В методе пропорциональных величин используется свойство пропорциональности амплитуд реакции и действующего сигнала в линейных цепях, которое позволяет производить расчеты, вводя любой удобный масштаб для величин токов или напряжений. После выполнения расчетов для интересующих реакций следует перейти к истинным значениям величин.

Простая идея метода легко поясняется на примере лестничной цепи, питаемой от одного источника напряжения (рис. 2.11, а). Задаемся значением напряжения в самой удаленной от источника ветви, которое можно принять равным $u_5 = x$, и идем к началу цепи, последовательно определяя значения токов в ветвях и напряжений узлов по законам Ома и Кирхгофа.

Для рассматриваемой цепи имеем: $u_5 = x$; $i_5 = x/R_5$.

Можно записать ток в ветви 4, равный току в ветви 5, и напряжение узла 3:

$$i_4 = x/R_5; \quad u_3 = u_5 + R_4 i_4 = x(1 + R_4/R_5). \quad (2.31)$$

Токи в ветвях 3 и 2:

$$i_3 = G_3 u_3 = G_3 x (1 + R_4/R_5); \quad i_2 = i_3 + i_4 = x [G_3 + R_4 G_3 G_5 + G_5]. \quad (2.32)$$

Напряжение на входе

$$u_1 = u_3 + R_2 i_2 = x [R_2 + R_4 + R_5 + R_2 G_3 (R_4 + R_5)] G_5.$$

Ток в ветви 1

$$i_1 = G_1 u_1 = x G_1 [R_2 + R_4 + R_5 + R_2 G_3 (R_4 + R_5)] G_5.$$

Ток на входе цепи

$$i_0 = i_1 + i_2 = x [G_3 (R_4 + R_5) (G_1 + G_3 + G_1 G_3 R_2) + G_1 R_2 + 1] G_5.$$

Из последнего равенства по известному току источника определяем значение напряжения ветви 5:

$$u_5 = x = \frac{R_5 i_0}{1 + G_1 R_2 + (G_1 + G_3 + G_1 G_3 R_2) (R_4 + R_5)}. \quad (2.33)$$

По значению x , которое входит в выражения всех величин, можно найти токи и напряжения всех ветвей. Особенно удобно применять метод для определения отношений величин, в частности, для определения входных сопротивлений или проводимостей и коэффициентов передачи цепи, так как здесь отпадает

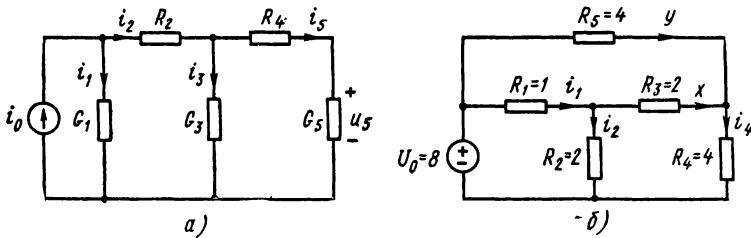


Рис. 2.11

необходимость умножения величин на x , который войдет в числитель и знаменатель и сократится. Так, на основе приведенных равенств для входного сопротивления имеем

$$R = \frac{u_1}{i_0} = \frac{R_2 + R_4 + R_5 + R_2 G_3 (R_4 + R_5)}{1 + G_1 R_2 + (G_1 + G_3 + G_1 G_3 R_2) (R_4 + R_5)}. \quad (2.34)$$

Для расчета цепи мостовой структуры с численными значениями элементов (рис. 2.11, б) задаемся токами в ветвях 3 и 5 $i_3 = x$; $i_5 = y$.

Ток и напряжение в выходной ветви 4:

$$i_4 = x + y; \quad u_4 = 4(x + y).$$

Напряжение ветви 2 и ток в ней:

$$u_2 = u_4 + R_3 i_3 = 4(x + y) + 2x = 6x + 4y; \\ i_2 = u_2/R_2 = 3x + 2y.$$

Ток в ветви 1

$$i_1 = i_2 + i_3 = 4x + 2y.$$

Напряжения на входе, обусловленные нижней подцепью и верхней ветвью, дают систему из двух уравнений:

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= u_2 + R_1 i_1 = 10x + 6y = 8; \\ u_0 &= u_4 + R_6 i_6 = 4x + 8y = 8. \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

Решая эту систему, получим: $x = 2/7$; $y = 6/7$.

§ 2.6. АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА ЛЕСТНИЧНЫХ ЦЕПЕЙ

Лестничная, или последовательно-параллельная, структура очень часто применяется на практике. Поэтому в ряде случаев

```
PROGRAM LADD
DIMENSION R(50),V(50),A(50)
READ (5,1)VO,N,(R(J),J=1,N)
1 FORMAT (F12.5, I2,5B 12.5)
V1=1.
A1=V1/R(N)
A2=A1
N2=N-2
DO 2 K=2, N2,2
V2=R(N+1-K)*A2
V1=V1+V2
A1=V1/R(N-K)
2 A2=A1+A2
V1=V1+R(1)*A2
V(N)=VO/V1
A(N)=V(N)/R(N)
A(N-1)=A(N)
N3=N-3
DO 4 K=1, N3, 2
V(N-K)=R(N-K)*A(N-K)
V(N-K-1)=V(N-K)+V(N-K+1)
A(N-K-1)=V(N-K-1)/R(N-K-1)
4 A(N-K-2)=A(N-K-1)+A(N-K)
V(1)=R(1)*A(1)
WRITE (6,6) (K, V(K), I(K), K=1, N)
6 FORMAT (1H, I4, 5X, 'V(K)=', E12.5, 5X, 'I(K)=', E12.5)
SV=VO
DO 7 M=1, N, 2
SV=SV+V(M)
SV=SV+V(N)
WRITE(6,8) SV
8 FORMAT (1H, 'SV=', E12.5)
STOP
END
```

N - число (четное) ветвей;
R(J), V(J), A(J) - сопротивления,
напряжения и токи ветвей;
V1, A1; V2, A2 - напряжения и
токи поперечных и продольных
ветвей;
VO - напряжение источника.

Рис. 2.12

может оказаться более выгодным применять вместо универсальных программ специальные простые программы анализа таких структур. Приведем алгоритм анализа по методу пропорциональ-

ных величин. Обобщая изложенное в § 2.5 на случай лестничной цепи с n -ветвями, начинающейся с последовательной ветви, имеем следующий итеративный алгоритм последовательных вычислений

$$\left. \begin{aligned}
 i_n &= u_n/R_n; i_{n-1} = i_n; u_{n-1} = R_{n-1}i_{n-1}; u_{n-2} = u_{n-1} + u_n; \\
 i_{n-2} &= u_{n-2}/R_{n-2}; i_{n-3} = i_{n-1} + i_{n-2}; \\
 u_{n-3} &= R_{n-3}i_{n-3}; u_{n-5} = u_{n-3} + u_{n-2}; \\
 \dots &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\
 i_2 &= u_2/R_2; i_1 = i_3 + i_2; u_1 = R_1i_1; u_0 = u_1 + u_2.
 \end{aligned} \right\} (2.36)$$

На рис. 2.12 приведена программа алгоритма, начинающаяся с ввода величин сопротивлений. Лестничная цепь рассматривается состоящей из повторяющихся Г-образных звеньев с током $A2$ на выходе, за исключением последней ветви. Вычисления проводятся сначала для последнего звена, а затем с помощью цикла — для всех остальных повторяющихся звеньев. Напряжения и токи поперечных ветвей обозначены через $V1, A1$, продольных ветвей — $V2, A2$, так что $V1$ и $A1$ являются входными величинами звена. После окончания цикла по найденному напряжению на выходе цепи согласно (2.36) вычисляют значения напряжений и токов всех ветвей, которые выводятся на печать. Для проверки правильности расчетов производится суммирование напряжений всех ветвей внешнего контура.

КОНТУРНЫЕ И УЗЛОВЫЕ УРАВНЕНИЯ РЕЗИСТИВНЫХ ЦЕПЕЙ

§ 3.1. ЛИНЕЙНЫЙ ГРАФ И МАТРИЦА СОЕДИНЕНИЙ

В этой и следующей главах излагаются общие методы анализа цепей произвольной структуры, составленных из двухполюсных резистивных элементов с постоянными сопротивлениями и источников. Методы основаны на составлении уравнений цепи относительно выбранных переменных и их решении.

Для цепей сложной структуры будем использовать запись уравнений в матричной форме. Матричная запись: 1) позволяет распространять формальным образом полученные уравнения на цепи любой сложной структуры; 2) систематизирует и упрощает процесс составления уравнений; 3) дает алгоритмы формирования уравнений с помощью ЦВМ; составление уравнений «вручную» (без ЦВМ) в случае сложных цепей связано с затратой значительного времени.

Рассмотрим классические методы контурных и узловых уравнений. Вначале введем понятие о графе цепи, описывающем свойства цепи, связанные с взаимным соединением ветвей, т. е. с геометрической структурой («топологией») схемы. Применение понятия графа позволяет записывать в матричной форме уравнения соединений, составляемые на основе законов Кирхгофа, и тем самым формировать уравнения цепи с помощью ЦВМ.

Уравнения равновесия токов и напряжений, составленные по законам Кирхгофа, как указывалось, являются линейными однородными уравнениями. Важное условие, которое должно обеспечиваться, состоит в линейной независимости уравнений — ни одно уравнение не должно быть получено линейной комбинацией остальных уравнений. Общий систематический метод получения линейно-независимых уравнений цепи основан также на привлечении понятий теории линейного графа, одного из разделов математической дисциплины — топологии.

К линейному графу приводит следующее соображение: уравнения равновесия токов и напряжений, составленные по законам Кирхгофа, определяются только схемами соединений ветвей, т. е. геометрической структурой цепи, и не зависят от вида и характеристик элементов, т. е. физического содержания ветвей. Поэтому при составлении уравнений соединений удобно отвлекаться от вида и характеристик ветвей цепи, заменив их линиями. В результате для цепи (рис. 3.1, а), составленной из любых двухполюсных элементов, получим линейный граф, показанный на рис. 3.1, б.

Граф является системой или совокупностью двух элементов — узлов (вершин), изображаемых точками, и ветвей (ребер), изображаемых отрезками линий, которые соединяют пары узлов. В предельном вырожденном случае граф может состоять только из одного узла.

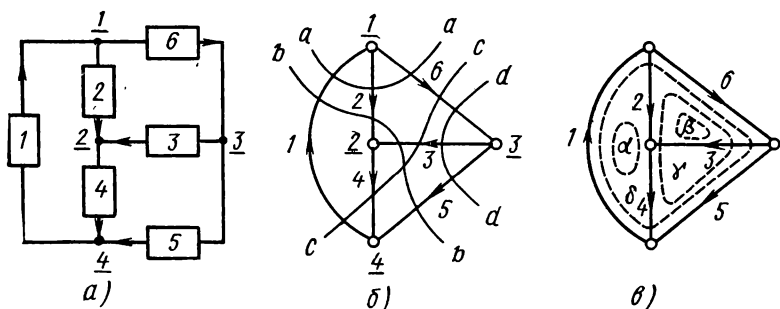


Рис. 3.1

Числа узлов и ветвей графа будем обозначать через n_u и n_v . Поскольку каждому узлу и каждой ветви цепи сопоставляется узел и ветвь графа, то граф цепи содержит всю информацию о соединениях и геометрических свойствах исходной цепи. На рис. 3.1, а, б соответственные узлы, а также ветви цепи и графа имеют одинаковые номера.

Граф, так же как и схема исходной цепи, может иметь различную структуру. Различают планарный (плоский) граф,

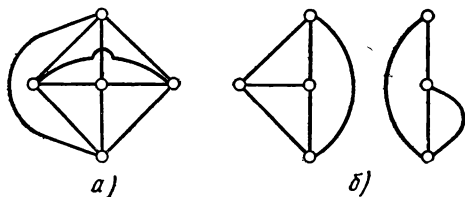


Рис. 3.2

если его можно изобразить на плоскости без пересечения ветвей (рис. 3.1, б) и непланарный (пространственный) граф, если при его изображении на плоском чертеже невозможно избежать пересечения ветвей (рис. 3.2, а).

Примером полного графа может служить граф рис. 3.2, а, у которого каждая пара узлов соединена между собой одной ветвью.

Любую часть графа, элементы которой являются элементами исходного графа, называют подграфом. Подграф получают путем удаления (исключения) некоторых ветвей исходного графа.

Важным подграфом является путь графа, представляющий непрерывную последовательность ветвей, связывающую пару выбранных узлов, проходя каждый узел не более одного раза. Смежные ветви пути имеют общий узел, так что к каждому узлу присоединены две ветви, лишь к крайним узлам — по одной ветви.

На рис. 3.1, б пути, связывающие узлы 1 и 4, образованы ветвями: 2—4; 5—6; 1; 2—3—5 и т. д. Если в заданном графе

имеется хотя бы один путь между любой парой узлов, то граф называется связным — он соответствует цепи, элементы которой соединены только электрически. Граф, показанный на рис. 3.1, б, представляет пример связного графа, а на рис. 3.2, б — несвязного: он состоит из двух отдельных частей, элементы которых могут иметь связь, например, через взаимную индуктивность.

Для составления уравнений соединений по законам Кирхгофа необходимо на всех ветвях графа стрелками указать положительные направления токов. В результате получается граф с ориентированными ветвями, называемый направленным графом токов цепи (рис. 3.1, б), ветви которого являются токами. Положительные полярности напряжений ветвей удобно принимать согласованными с положительными направлениями токов. Тогда в цепях, составленных из двухполюсных элементов, направленный граф напряжений, ребра которого являются напряжениями ветвей, будет совпадать с графом токов. Переход к направленному графу позволяет производить аналитическую запись структуры графа и подграфов в виде таблиц — матриц, называемых топологическими матрицами. Аналитическое представление графа необходимо для формирования уравнений сложной цепи с помощью ЦВМ.

Полное описание структуры направленного графа дает $n_y \times n_n$ — матрица соединений (инциденции), n_y строк которой являются порядковыми номерами узлов, а n_n столбцов — номерами ветвей. Элементами a_{ik} этой матрицы являются символы наличия или отсутствия ветви k , присоединенной к узлу i , которые принимаются равными $+1$, (-1) для выходящей из узла (входящей) ветви и 0 , если ветвь не связана с узлом.

Для того чтобы записать матрицу соединений, достаточно для каждой ветви определить номера обоих соединяемых узлов i и j и заполнить клеточки на пересечениях строк i и j и столбца с номером ветви k значениями $+1$ и -1 ; в остальных клеточках должны быть проставлены нули. Для графа рис. 3.1, б получим полную матрицу соединений

$$A_a = \begin{matrix} & \begin{matrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \end{matrix} & \begin{bmatrix} -1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 & -1 & 0 \end{bmatrix} \end{matrix} \quad (3.1)$$

Так как каждая ветвь соединяет два узла — выходит из одного узла и входит в другой, то каждый столбец матрицы состоит из двух ненулевых элементов $+1$ и -1 — их сумма равна нулю, так что достаточно заполнить таблицу для $n_y - 1$ узлов, которая является редуцированной матрицей соединений A . Эту независимую матрицу можно получить из полной матрицы A_a вычеркиванием строки, соответствующей выбранному базисному узлу.

Приняв в качестве базисного узел 4 и соответственно вычеркивая четвертую строку в (3.1), имеем редуцированную матрицу соединений

$$\mathbf{A} = \begin{matrix} & \begin{matrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \end{matrix} & \begin{bmatrix} -1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} \end{matrix}. \quad (3.2)$$

Строка матрицы \mathbf{A} показывает, какие ветви выходят (и входят) из каждого независимого узла графа цепи, а столбец — к какому узлам присоединена ветвь.

Не приводя доказательства, отметим следующее важное положение: в отличие от полной матрицы \mathbf{A}_a у редуцированной матрицы соединений связного графа множество всех строк линейно-независимо. Отсюда можно сделать вывод о том, что система уравнений равновесия токов в $n_y - 1$ узлах цепи линейно-независима. Если ввести вектор токов n_b ветвей

$$\mathbf{i} = [i_1 \ i_2 \ \dots \ i_{n_b}]^T, \quad (3.3)$$

то систему независимых уравнений в $n_y - 1$ узлах по ЗТК в соответствии со смыслом матрицы \mathbf{A} можно записать в виде

$$\mathbf{A}\mathbf{i} = \mathbf{0}, \quad (3.4)$$

где $\mathbf{0} = [0 \ 0 \ \dots \ 0]^T$ — нулевой вектор размерности $n_y - 1$.

Для графа цепи рис. 3.1, \mathbf{b} с матрицей соединений (3.2) имеем

$$\begin{bmatrix} -1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_2 \\ i_2 \\ i_3 \\ i_4 \\ i_5 \\ i_6 \end{bmatrix} = \\ = \begin{bmatrix} -i_1 + i_2 & & & & & +i_6 \\ & -i_2 - i_3 + i_4 & & & & \\ & & i_3 & & +i_5 - i_6 & \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Транспонированная матрица соединений

$$\mathbf{A}^T = \begin{matrix} & \begin{matrix} 1 & 2 & 3 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \end{matrix} & \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix} \end{matrix}. \quad (3.5)$$

Строка этой матрицы показывает, между какими узлами соединена каждая ветвь.

Если задана матрица соединений, то всегда можно построить соответствующий граф. Для этого, расположив точки, обозначающие узлы, следует соединить их попарно ветвями. Номера и направление ветвей определяются ненулевыми элементами столбцов матрицы соединения.

§ 3.2. УРАВНЕНИЯ КОНТУРНЫХ ТОКОВ (ТОКОВ ЯЧЕЕК)

Метод контурных токов применяется к цепям с планарным графом (рис. 3.3, а). В качестве переменных принимаются замкнутые контурные токи, проходящие по ветвям, образующим все внутренние ячейки графа.

Если намечать контуры — периметры ячеек по порядку, начиная с одного края цепи, то легко убедиться, что в каждый последующий контур вносится новая ветвь, не вошедшая в предыдущие контуры. Отсюда следует, что уравнения равновесия напряжений в таких контурах будут линейно-независимы. Число внутренних ячеек равно $n_x = n_b - n_y + 1$.

В этом можно убедиться с помощью математической индукции. Начав с одноконтурного графа с двумя узлами и двумя ветвями и увеличивая на единицу число ячеек путем введения новых ветвей и узлов, можно показать, что число внутренних ячеек всегда равно указанному значению.

Каждой ячейке приписывается один контурный ток, замыкающийся по ветвям, образующим ячейку. Общее число переменных — контурных токов — равно числу ячеек. Направления всех контурных токов принимаются одинаковыми — по часовой стрелке. Как видно из рис. 3.3, а, по каждой ветви цепи, за исключением периферийных ветвей, замыкаются два контурных тока, направленные в противоположные стороны.

Запишем уравнения соединений.

1. Приравнявая нулю суммы напряжений ветвей всех независимых контуров (ячеек), имеем n_x уравнений по ЗНК $\sum u_j = 0$.

2. Выражая ток каждой ветви через разность двух (в общем случае) замыкающихся по смежным контурам контурных токов, получим n_b уравнений по ЗТК

$$i_R = i_j^k - i_l^k \quad (k = 1, 2, \dots, n_b). \quad (3.6)$$

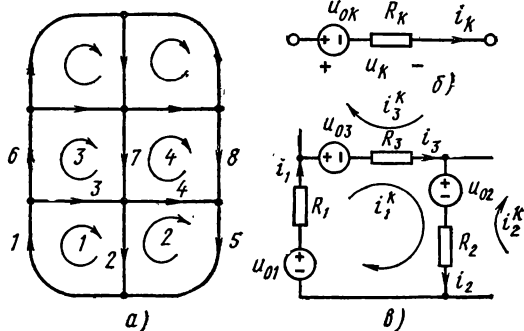


Рис. 3.3.

Как видим, токи всех ветвей, т. е. поведение всей цепи, полностью определяется n_x контурными токами, число которых меньше числа ветвей.

Запишем уравнения ветвей. Положим для удобства, что выполнено преобразование всех источников тока и цепь содержит только источники напряжения. Примем для общности каждую ветвь состоящей из последовательного соединения резистивного элемента и источника напряжения (рис. 3.3, б). Уравнение такой составной ветви

$$u_k = R_k i_k + u_{0k} \quad (k = 1, 2, \dots, n_x). \quad (3.7)$$

Для получения уравнений относительно выбранных переменных необходимо: 1) с помощью уравнений ветвей (3.7) в уравнениях равновесия напряжений заменить напряжения всех ветвей токами; 2) токи ветвей в получившейся системе заменить, согласно (3.6), контурными токами.

Получим уравнения для одной из ячеек, например первой (рис. 3.3, в). Токи ветвей ячейки

$$i_1 = i_1^k; \quad i_2 = i_1^k - i_3^k; \quad i_3 = i_1^k - i_3^k. \quad (3.8)$$

Уравнения ветвей:

$$\begin{aligned} u_1 &= R_1 i_1 & + u_{01}; \\ u_2 &= R_2 i_2 & + u_{02}; \\ u_3 &= R_3 i_3 & + u_{03}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

В уравнении равновесия напряжений контура $u_1 + u_2 + u_3 = 0$ согласно (3.9) заменяем напряжения на токи, которые затем выражаем через (3.8):

$$R_1 i_1^k + R_2 (i_1^k - i_3^k) + R_3 (i_1^k - i_3^k) = u_{01} + u_{02} + u_{03} = u_1^k.$$

После группировки слагаемых имеем

$$(R_1 + R_2 + R_3) i_1^k - R_2 i_3^k - R_3 i_3^k = R_{11} i_1^k + R_{12} i_3^k + R_{13} i_3^k = u_1^k.$$

Аналогичные уравнения получим для остальных контуров. Если число контуров равно n , то, предположив для общности число ветвей каждой ячейки также равным n , можем записать систему уравнений контурных токов:

$$\begin{aligned} R_{11} i_1^k + R_{12} i_3^k + \dots + R_{1n} i_n^k &= u_1^k; \\ R_{21} i_1^k + R_{22} i_3^k + \dots + R_{2n} i_n^k &= u_2^k; \\ \dots & \\ R_{n1} i_1^k + R_{n2} i_3^k + \dots + R_{nn} i_n^k &= u_n^k. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Коэффициент R_{kk} — собственное сопротивление контура, равное сумме сопротивлений всех ветвей ячейки, а коэффициент $R_{ik} = R_{ki}$ ($i \neq k$) — взаимное сопротивление контуров, равное сопротивлению общей для контуров i и k ветви, взятому с отри-

пательным знаком, которым учитываются встречные направления контурных токов в рассматриваемой ветви.

Составление уравнений сводится к записи симметричной матрицы параметров контурных токов

$$\mathbf{R}^k = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & \dots & R_{1n} \\ R_{21} & R_{22} & \dots & R_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ R_{n1} & R_{n2} & \dots & R_{nn} \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

и вектора контурных напряжений источников, составляющие которых равны суммам напряжений источников в контурах

$$\mathbf{u}^k = [u_1^k \ u_2^k \ \dots \ u_n^k]^T. \quad (3.12)$$

При введении вектора искомых контурных токов уравнения (3.10) в матричной форме можно записать

$$\mathbf{R}^k \mathbf{i}^k = \mathbf{u}^k. \quad (3.13)$$

В качестве примера непосредственно по схеме составим уравнения контурных токов для цепи, показанной на рис. 3.4 с заданными численно значениями сопротивлений резистивных ветвей. Наметив направления и номера контурных токов в трех ячейках, определяем суммированием сопротивлений ветвей ячеек значения собственных сопротивлений, которые располагаем на главной диагонали; недиагональные элементы представляют взаимные сопротивления, равные сопротивлениям ветвей, общих двум контурам, с отрицательным знаком. Матрица параметров контурных токов

$$\mathbf{R}^k = \begin{bmatrix} 7 & -2 & -4 \\ -2 & 5 & -3 \\ -4 & -3 & 11 \end{bmatrix}.$$

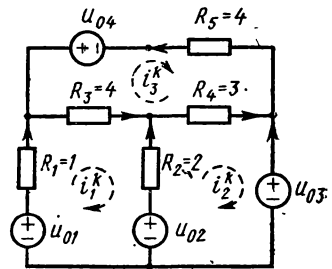


Рис. 3.4

Суммируя напряжения источников, входящих в контуры, получим вектор напряжений источников

$$\mathbf{u}^k = \begin{bmatrix} u_{01} - u_{02} \\ u_{02} - u_{03} \\ -u_{04} \end{bmatrix}.$$

Уравнения контурных токов запишем согласно (3.13):

$$\begin{aligned} 7i_1^k - 2i_2^k - 4i_3^k &= u_{01} - u_{02}; \\ -2i_1^k + 5i_2^k - 3i_3^k &= u_{02} - u_{03}; \\ -4i_1^k - 3i_2^k + 11i_3^k &= -u_{04}. \end{aligned}$$

§ 3.3. УРАВНЕНИЯ УЗЛОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

Уравнения узловых напряжений в отличие от уравнений токов контуров — ячеек можно применять для анализа цепей любой конфигурации. В качестве переменных принимаются напряжения $n = n_y - 1$ независимых узлов цепи относительно одного узла, выбранного в качестве опорного или базисного. За опорный удобно выбирать узел, в котором сходится наибольшее число ветвей. На рис. 3.5, а стрелками показаны узловые напряжения графа.

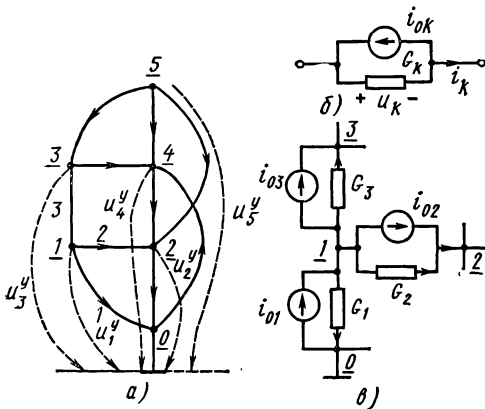


Рис. 3.5

Полярности всех узлов принимаются положительными по отношению к опорному узлу.

Одно из важных достоинств широко используемого на практике анализа по узловым уравнениям состоит в относительной простоте программ формирования уравнений с помощью ЦВМ. Поэтому приведем также матричную запись уравнений. Все соотношения и преобразования будут дуальны соотношениям, данным в § 3.2.

Уравнения соединений запишем следующим образом: 1. Приравнявая нулю суммы токов ветвей всех независимых узлов, имеем $n_y - 1$ уравнений по ЗТК $\sum i_j = 0$ или согласно (3.4) в матричной форме $\mathbf{A}\mathbf{i} = \mathbf{0}$.

2. Выражая напряжение каждой ветви через разность узловых напряжений двух (в общем случае) примыкающих узлов, имеем n_b уравнений по ЗНК

$$u_k = u_j^y - u_l^y \quad (k = 1, 2, \dots, n_b). \quad (3.14)$$

Как видно, напряжения всех ветвей, т. е. поведение всей цепи, полностью определяются $n_y - 1$ узловыми уравнениями.

Коэффициенты $+1$ и -1 при напряжениях узлов j и l , показывающие, что ветвь k выходит из узла j и входит в узел l , являются ненулевыми элементами k -й строки транспонированной матрицы соединений \mathbf{A}^T . Поэтому систему (3.14) из n уравнений можно записать в следующей матричной форме:

$$\mathbf{u} = \mathbf{A}^T \mathbf{u}^y, \quad (3.15)$$

где $\mathbf{u} = [u_1 \ u_2 \ \dots \ u_{n_b}]^T$; $\mathbf{u}^y = [u_1^y \ u_2^y \ \dots \ u_n^y]^T$ — векторы напряжений ветвей и узловых напряжений.

Примем: 1) выполнено преобразование всех источников напряжения и цепь содержит только источники тока; 2) каждая ветвь

состоит из параллельного соединения резистивного элемента и источника тока (рис. 3.5, б) с уравнением

$$i_k = G_k u_k - i_{0k} \quad (k = 1, 2, \dots, n_B). \quad (3.16)$$

Уравнения составных ветвей (3.16), введя вектор токов источников $i_0 = [i_{01} \ i_{02} \dots i_{0n_B}]^T$, можно выразить следующим образом:

$$i = G u - i_0, \quad (3.17)$$

где матрица проводимостей резистивных ветвей

$$G = \begin{bmatrix} G_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & G_2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & G_{n_B} \end{bmatrix}.$$

Для получения уравнений относительно узловых напряжений следует: заменить токи в уравнениях равновесия токов напряжениями ветвей, используя уравнения ветвей (3.16) или (3.17), а затем заменить последние узловыми уравнениями согласно (3.14) или (3.15).

Составим сначала уравнения для одного из узлов конкретной цепи (рис. 3.5, в). Уравнения токов узла 1: $i_1 + i_2 + i_3 = 0$.

Напряжения ветвей, сходящихся в узле:

$$u_1 = u_1^y; \quad u_2 = u_1^y - u_2^y; \quad u_3 = u_1^y - u_3^y.$$

Уравнения ветвей:

$$\begin{aligned} i_1 &= G_1 u_1 && - i_{01}; \\ i_2 &= G_2 u_2 && - i_{02}; \\ i_3 &= G_3 u_3 && - i_{03}. \end{aligned}$$

Проведя указанные преобразования, имеем

$$G_1 u_1^y + G_2 (u_1^y - u_2^y) + G_3 (u_1^y - u_3^y) = i_{01} - i_{02} - i_{03} = i_1^y.$$

После небольших преобразований

$$(G_1 + G_2 + G_3) u_1^y - G_2 u_2^y - G_3 u_3^y = G_{11} u_1^y + G_{12} u_2^y + G_{13} u_3^y = i_1^y.$$

При числе независимых узлов, равном $n = n_B - 1$, систему уравнений узловых напряжений можно записать:

$$\begin{aligned} G_{11} u_1^y + G_{12} u_2^y + \dots + G_{1n} u_n^y &= i_1^y; \\ G_{21} u_1^y + G_{22} u_2^y + \dots + G_{2n} u_n^y &= i_2^y; \\ \dots &\dots \\ G_{n1} u_1^y + G_{n1} u_2^y + \dots + G_{nn} u_n^y &= i_n^y. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Коэффициент G_{kk} называется собственной проводимостью узла, которая равна сумме проводимостей всех резистивных ветвей, присоединенных к узлу k , а коэффициент $G_{ik} = G_{ki}$ ($i \neq k$) — вза-

имной проводимостью, равной проводимости ветви, соединяющей узлы i и k , и взятой с отрицательным знаком, поскольку в напряжение ветви напряжение узла k входит со знаком «минус». Приведенная закономерность определения коэффициентов G_{ik} существенно упрощает составление уравнений, которое сводится к записи симметричной матрицы узловых параметров

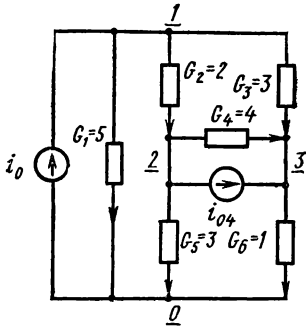


Рис. 3.6

$$\mathbf{G}^y = \begin{bmatrix} G_{11} & G_{12} & \dots & G_{1n} \\ G_{21} & G_{22} & \dots & G_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ G_{n1} & G_{n2} & \dots & G_{nn} \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

и вектора узловых токов источников

$$\mathbf{i}^y = [i_1^y \ i_2^y \ \dots \ i_n^y]^T. \quad (3.20)$$

Уравнения узловых напряжений (3.18) можно записать в матричной форме

$$\mathbf{G}^y \mathbf{u}^y = \mathbf{i}^y. \quad (3.21)$$

Пример. Требуется записать уравнения узловых напряжений цепи, показанной на рис. 3.6 с численно заданными значениями проводимостей элементов. Приняв узел 0 за базисный, суммируем для каждого из трех независимых узлов проводимости сходящихся к ним ветвей и получаем их собственные проводимости, которые располагаем по главной диагонали. Проводимость ветви, связывающей узлы i и k со знаком минус, располагаем на пересечении строки i и столбца k . В результате имеем

$$\mathbf{G}^y = \begin{bmatrix} 10 & -2 & -3 \\ -2 & 9 & -4 \\ -3 & -4 & 8 \end{bmatrix}.$$

Вектор токов источников, сходящихся в узлах,

$$\mathbf{i}^y = [i_{01} \ -i_{04} \ i_{04}]^T.$$

Уравнения узловых напряжений:

$$\begin{aligned} 10u_1^y - 2u_2^y - 3u_3^y &= i_{01}; \\ -2u_1^y + 9u_2^y - 4u_3^y &= -i_{04}; \\ -3u_1^y - 4u_2^y + 8u_3^y &= i_{04}. \end{aligned} \quad (3.22)$$

На основе указанных преобразований исходных уравнений соединений и ветвей получим узловые уравнения в матричной форме. Подстановка (3.17) в (3.4) с учетом (3.15) дает

$$\mathbf{AGu} - \mathbf{Ai}_0 = \mathbf{AGA}^T \mathbf{u}^y - \mathbf{Ai}_0 = 0.$$

Искомые узловые уравнения

$$\mathbf{G}^y \mathbf{u}^y = (\mathbf{A} \mathbf{G} \mathbf{A}^T) \mathbf{u}^y = \mathbf{A} \mathbf{i}_0 = \mathbf{i}^y, \quad (3.23)$$

где $\mathbf{G}^y = \mathbf{A} \mathbf{G} \mathbf{A}^T$ — матрица узловых проводимостей.

Для цепи рис. 3.6 матрица соединений

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Убеждаемся, что

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \\ u_4 \\ u_5 \\ u_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1^y \\ u_2^y \\ u_3^y \end{bmatrix} = \mathbf{A}^T \mathbf{u}^y. \quad (3.24)$$

Матрица проводимостей и вектор токов источников ветвей:

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} 5 & & & & & \\ & 2 & 0 & & & \\ & & 3 & & & \\ & & & 4 & & \\ & 0 & & & 3 & \\ & & & & & 1 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{i}_0 = \begin{bmatrix} i_{01} \\ 0 \\ 0 \\ -i_{04} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.25)$$

Перемножение приведенных матриц согласно (3.23) дает ранее полученные узловые уравнения цепи рис. 3.6.

§ 3.4. РЕШЕНИЕ КОНТУРНЫХ И УЗЛОВЫХ УРАВНЕНИЙ. ДУАЛЬНЫЕ ЦЕПИ

Если сопротивления элементов цепи заданы в численном виде, то коэффициенты уравнений или элементы матрицы параметров контурных и узловых уравнений будут числами. Простой и эффективный путь решения системы линейных уравнений с численными коэффициентами состоит в применении известного алгоритма Гаусса, состоящего в последовательном исключении переменных.

Для выявления общих свойств решения систем уравнений контурных токов и узловых напряжений и установления важных теорем теории линейных цепей необходимо представить решение в аналитическом виде через определители по правилу Крамера.

Рассмотрим решение контурных и узловых уравнений. Определитель системы (3.10) или ее матрицы (3.11)

$$D^k = \det \mathbf{R}^k = \begin{vmatrix} R_{11} & \dots & R_{1k} & \dots & R_{1n} \\ R_{21} & \dots & R_{2k} & \dots & R_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ R_{n1} & \dots & R_{nk} & \dots & R_{nn} \end{vmatrix}. \quad (3.26)$$

Запишем определитель, получающийся при замене k -го столбца правой частью

$$D_{jk}^k = \begin{vmatrix} R_{11} & \dots & u_1^k & \dots & R_{1n} \\ R_{21} & \dots & u_2^k & \dots & R_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ R_{n1} & \dots & u_n^k & \dots & R_{nn} \end{vmatrix}. \quad (3.27)$$

По правилу Крамера, решение для k -го контурного тока равно отношению определителей (3.27) и (3.26). Для того чтобы в явном виде ввести в выражение контурного тока напряжения источников, разложим определитель (3.27) по элементам k -го столбца:

$$i_k^k = \frac{D_{jk}^k}{D^k} = \frac{A_{1k}^k}{D^k} u_1^k + \frac{A_{2k}^k}{D^k} u_2^k + \dots + \frac{A_{nk}^k}{D^k} u_n^k. \quad (3.28)$$

Здесь $A_{jk}^k = (-1)^{j+k} D_{jk}$ — алгебраическое дополнение определителя; D_{jk}^k — минор, получающийся из D^k зачеркиванием строки j и столбца k .

Коэффициенты при напряжениях имеют размерность проводимостей, а каждое слагаемое в (3.28) является составляющей тока. Поэтому выражение контурного тока можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} i_k^k &= y_{k1} u_1^k + y_{k2} u_2^k + \dots + y_{kj} u_j^k + \dots + y_{kn} u_n^k = \\ &= i_{k1}^k + i_{k2}^k + \dots + i_{kj}^k + \dots + i_{kn}^k. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Выведенные параметры, равные отношениям алгебраических дополнений к определителю:

$$y_{kj} = A_{jk}^k / D^k, \quad (3.30)$$

называют при $j \neq k$ *передаточной проводимостью короткого замыкания*, а при $j = k$ — *входной проводимостью короткого замыкания*. Для определения параметра y_{kj} из единственного равенства (3.30) следует удалить все слагаемые, кроме одного, приравняв нулю напряжения источников $u_j = 0$ ($j \neq k$), при этом

$$y_{kj} u_j^k = i_{kj}^k. \quad (3.31)$$

Принятое приравнивание нулю напряжений источников означает удаление и короткое замыкание выводов всех источников напряжения, кроме одного в контуре j . На рис. 3.7, а показана

цепь с n контурами, а на рис. 3.7, б — с замкнутыми накоротко выводами источников напряжения в $n - 1$ контурах; в цепи действует только один источник напряжения u_j , включенный в контур j . Под действием этого источника во всех контурах появятся

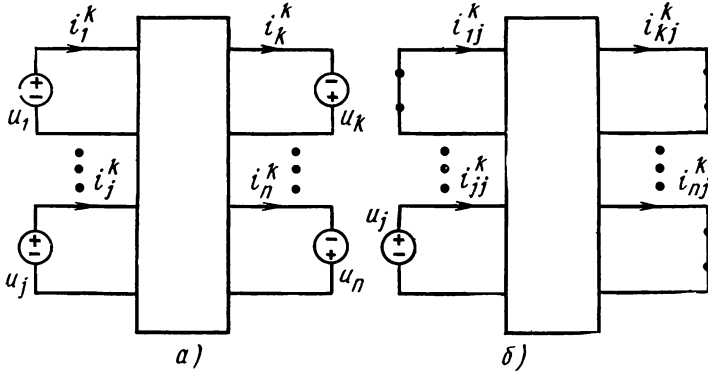


Рис. 3.7

токи i_{kj}^k . При $k \neq j$ отношения этих токов к напряжению источника, действующего в другом контуре (контуре j),

$$y_{kj} = i_{kj}^k / u_j \quad (k = 1, 2, \dots, n; k \neq j) \quad (3.32)$$

представляют *передаточные проводимости короткого замыкания*, поскольку выводы остальных источников замкнуты накоротко. При $k = j$ ток i_{jj}^k является током в том же контуре, где действует источник, и его отношение к напряжению источника

$$y_{jj} = i_{jj}^k / u_j \quad (3.33)$$

представляет *входную проводимость короткого замыкания*.

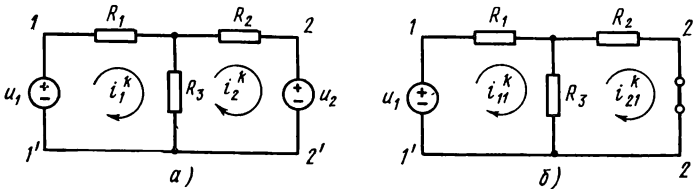


Рис. 3.8

В качестве примера найдем проводимости короткого замыкания для простейшей цепи Т-образной структуры (рис. 3.8, а) с двумя источниками напряжения. Замкнув накоротко выводы 2—2', получим схему, показанную на рис. 3.8, б. Входная проводимость короткого замыкания со стороны выводов 1—1' равна

$$y_{11} = \frac{i_{11}}{u_1} = \frac{1}{R_1 + 1/(G_2 + G_3)}.$$

Передаточная проводимость, представляющая отношение тока в ветви 2 к напряжению на входе, согласно (2.17) равна

$$y_{21} = \frac{i_{21}}{u_1} = \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2 + G_3}.$$

Выражения проводимостей со стороны выводов 2—2' при коротком замыкании выводов 1—1' можно получить, поменяв местами индексы 1 и 2 в приведенных выражениях:

$$y_{22} = \frac{i_{22}}{u_2} = \frac{1}{R_2 + 1/(G_1 + G_3)}.$$

Передаточная проводимость — отношение тока в ветви 1 к напряжению на выводах 2—2' — получается равной $y_{12} = y_{21}$.

Аналогично на дуальной основе можно рассмотреть решение системы уравнений узловых напряжений. Определитель системы (3.18) и определитель, получающийся при замене k -го столбца правой частью, будут иметь вид:

$$D^y = \begin{vmatrix} G_{11} & \dots & G_{1k} & \dots & G_{1n} \\ G_{21} & \dots & G_{2k} & \dots & G_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ G_{n1} & \dots & G_{nk} & \dots & G_{nn} \end{vmatrix}; \quad D_k^y = \begin{vmatrix} G_{11} & \dots & i_1^y & \dots & G_{1n} \\ G_{21} & \dots & i_2^y & \dots & G_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ G_{n1} & \dots & i_n^y & \dots & G_{nn} \end{vmatrix}. \quad (3.34)$$

Аналогично (3.28) решение для k -го узлового напряжения при разложении определителя по элементам k -го столбца представится, как

$$u_k^y = \frac{D_k^y}{D^y} = \frac{A_{1k}^y}{D^y} i_1^y + \frac{A_{2k}^y}{D^y} i_2^y + \dots + \frac{A_{kn}^y}{D^y} i_n^y. \quad (3.35)$$

С учетом того, что коэффициенты при токах имеют размерность сопротивлений, а каждое слагаемое можно рассматривать как составляющую узлового напряжения, выражение (3.35) можно переписать

$$\begin{aligned} u_k^y &= z_{k1} i_1^y + z_{k2} i_2^y + \dots + z_{kj} i_j^y + \dots + z_{kn} i_n^y = \\ &= u_{k1}^y + u_{k2}^y + \dots + u_{kj}^y + \dots + u_{kn}^y. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Параметры, равные отношениям алгебраических дополнений к определителю системы:

$$z_{kj} = \frac{A_{jk}^y}{D^y}, \quad (3.37)$$

при $k \neq j$ называют *передаточными сопротивлениями* холостого хода, а при $k = j$ — *входным сопротивлением* холостого хода.

Для определения параметра z_{kj} из единственного равенства (3.36) следует удалить, приравняв нулю токи источников $i_j^y = 0$ ($j \neq k$), все слагаемые, кроме одного, при этом

$$z_{kj} i_j^y = u_{kj}^y. \quad (3.38)$$

Приравнивание нулю токов источников соответствует удалению и разрыву выводов всех источников тока, кроме одного в узле j . На рис. 3.9, *а* изображена цепь с выведенными n узлами и присоединенными источниками тока, а на рис. 3.9, *б* — цепь с разомкнутыми выводами источников тока, кроме одной пары выводов, где действует источник тока i_j^y , под действием которого на всех узлах появятся напряжения u_{kj}^y . Отношение этих напряжений к току источника, действующего в узле j ,

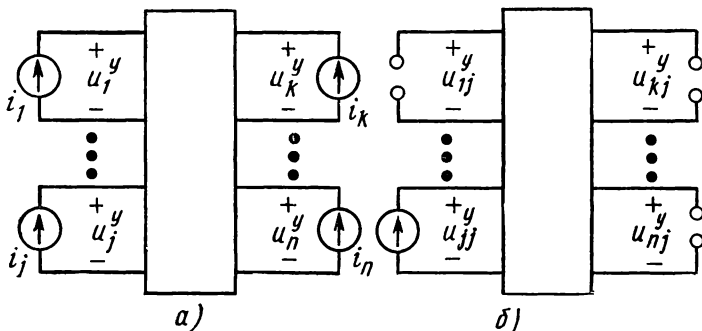


Рис. 3.9

представляет *передаточное сопротивление* холостого хода (разрыва)

$$z_{kj} = u_{kj}^y / i_j^y. \quad (3.39)$$

При $k=j$ напряжение u_{jj}^y является напряжением того же узла, где действует источник, и его отношение к току источника представляет *входное сопротивление* холостого хода

$$z_{jj} = u_{jj}^y / i_j^y. \quad (3.40)$$

Решение для контурного тока (3.28) и узлового напряжения (3.35) и параметры, определяемые выражениями (3.32) и (3.39), так же как исходные уравнения контурных токов и узловых напряжений, являются дуальными. До сих пор неоднократно применялись понятия дуальных величин, дуальных элементов и соотношений. Теперь можно дать общее определение понятия дуальных цепей.

Две цепи называются *дуальными*, если уравнения контурных токов одной цепи становятся идентичными уравнениям узловых напряжений другой цепи при замене всех величин уравнений на дуальные: $u \leftrightarrow i$; $R \leftrightarrow G$ и т. д. Из данного определения можно сделать следующие выводы:

1. Дуальными могут быть только цепи плоской структуры, так как для ячеек таких цепей можно составить уравнения контурных токов.

2. Каждой ячейке одной цепи должен быть сопоставлен соответствующий узел дуальной цепи, поскольку каждому контурному уравнению одной цепи должно быть сопоставлено дуальное узловое уравнение другой цепи.

3. Каждой ветви, входящей в два контура первой цепи, должна быть сопоставлена ветвь, соединяющая два соответственных узла второй цепи, так что число ветвей дуальных цепей одинаково.

4. Элементы соответствующих ветвей должны быть взаимно дуальными с численно одинаковыми значениями параметров или характеристик.

Следствием приведенных положений является способ построения дуальной цепи, который иллюстрируется на примере цепи

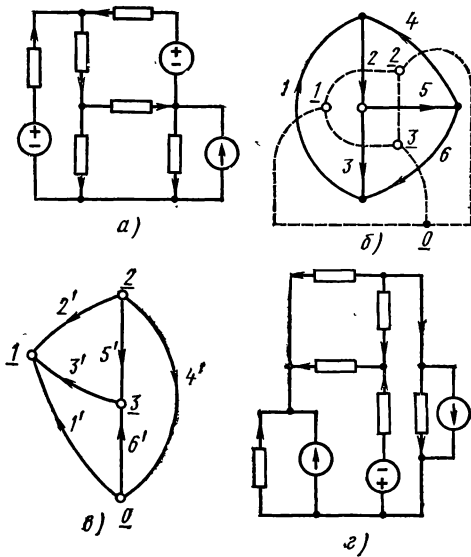


Рис. 3.10

рис. 3.10, а. На основе пунктов 2 и 3 определяем граф, дуальный графу заданной цепи. В каждой внутренней ячейке исходного графа (рис. 3.10, б) наносим независимый узел и во внешнем контуре — опорный или базисный узел дуального графа. Через каждую ветвь проводим пунктиром линию, соединяющую пару узлов в смежных контурах — ячейках; эти линии являются ветвями искомого дуального графа, который показан на рис. 3.10, в.

Для получения дуальной цепи согласно п. 3 каждую ветвь полученного графа заменяем элементом, дуальным соответствующему

элементу исходной цепи (рис. 3.10, в). Если исходный граф является ориентированным — его ветви имеют направления, то направление соответственной ветви дуального графа можно условиться находить по единому правилу — поворотом по часовой стрелке исходной направленной ветви до совпадения с дуальной ветвью (ветви $1-1'$ и $2-2'$ на рис. 3.10, б, в).

Понятие дуальной цепи является взаимным: если построить цепь, дуальную полученной, то приходим к исходной цепи. Важность понятия дуальных цепей состоит в том, что оно позволяет перенести свойства и данные, полученные для одной цепи, на другую дуальную цепь.

§ 3.5. ТЕОРЕМЫ ЛИНЕЙНЫХ ЦЕПЕЙ

Рассмотрим некоторые следствия из решений уравнений контурных токов и узловых напряжений (3.29) и (3.36), которые формулируются обычно в виде теорем линейных цепей.

Теорема наложения. Реакция цепи при одновременном действии нескольких независимых источников равна сумме реакций, получающихся при действии каждого источника в отдельности (в предположении отсутствия других источников).

Сформулированное положение является схемным представлением выражений контурного тока (3.29) и узлового напряжения (3.36). Действительно, каждое слагаемое (3.30) $i_{kj}^k = y_{kj} u_j$ представляет ток в контуре k , вызванный действием одного источника напряжения в контуре j при отсутствии других источников — коротком замыкании выводов источников напряжения, а также разрыве выводов источников тока. Предполагается, что если исходная цепь имела источники тока, которые были преобразованы в эквивалентные источники напряжения, то короткое замыкание выводов последних соответствует разрыву выводов заданных источников тока. Суммирование токов от действия каждого из источников согласно (3.30) дает искомый контурный ток при одновременном действии всех источников, что доказывает теорему.

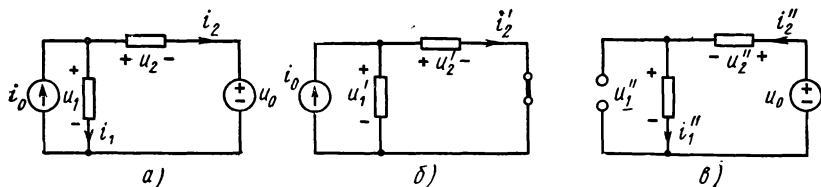


Рис. 3.11

Аналогично каждое слагаемое (3.36) вида $u_{kj}^y = z_{kj} i_j^y$ представляет напряжение k -го узла, вызванное действием только одного источника тока в j -м узле при отсутствии других источников: разрыве выводов источников тока, а также коротком замыкании выводов источников напряжения. Заключительное добавление — обобщение означает: если исходная цепь имела источники напряжения, которые были преобразованы в эквивалентные источники тока, то разрыв выводов последних соответствует короткому замыканию выводов заданных источников напряжения. Суммирование напряжений от действия каждого из источников согласно (3.36) дает искомое узловое напряжение при одновременном действии всех источников, доказывая теорему.

Проиллюстрируем на примере простейшей цепи, питаемой от источников тока и напряжения (рис. 3.11,а), сущность метода наложения. При действии одного источника тока (рис. 3.11,б) напряжения и токи ветвей равны:

$$u'_1 = u'_2 = \frac{i_0}{G_1 + G_2}; \quad i'_1 = -\frac{G_1 i_0}{G_1 + G_2}; \quad i'_2 = \frac{G_2 i_0}{G_1 + G_2}.$$

При действии источника напряжения (рис. 3.11,в) токи обеих ветвей и напряжения на них равны:

$$u_1'' = \frac{R_1 u_0}{R_1 + R_2}; \quad u_2'' = \frac{R_2 u_0}{R_1 + R_2}; \quad i_1' = i_2'' = \frac{u_0}{R_1 + R_2}.$$

С учетом направлений токи и напряжения ветвей при одновременном действии обоих источников равны:

$$i_1 = i_1' + i_1''; \quad i_2 = i_2' - i_2''; \\ u_1 = u_1' + u_1''; \quad u_2 = u_2' - u_2''.$$

Теорема об эквивалентном источнике напряжения и тока.
Любую линейную цепь с рядом источников по отношению к одной из ветвей в виде двухполюсника произвольного вида (линейного или нелинейного) можно представить одним эквивалентным источником — напряжения u_0 с внутренним сопротивлением R_0 или тока i_0 с внутренней проводимостью G_0 .

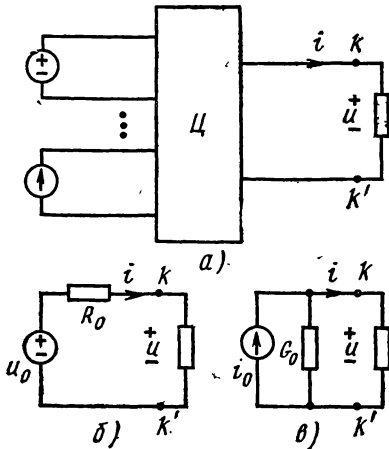


Рис. 3.12

одним источником напряжения u_0 с последовательным сопротивлением R_0 (рис. 3.12,б). Напряжение на выводах $k-k'$ этого источника

$$u = u_0 - R_0 i. \quad (3.41)$$

Для того чтобы получить выражение для напряжения на выводах исходной цепи с тем же по условию эквивалентности током, заменим ветвь источником тока $i(t)$ в соответствии с теоремой замещения (см. § 2.1) и воспользуемся теоремой наложения. Напряжение на выводах $k-k'$ будем считать состоящим из двух составляющих:

1) составляющей от действия всех заданных источников цепи (рис. 3.13,а) при отсутствии источника тока $i(t)$, т. е. при его замене разрывом; эта составляющая, очевидно, равна напряжению в месте разрыва u_x ; 2) составляющей от действия источника тока $i(t)$ (рис. 3.13,б) при отсутствии всех независимых источников в заданной цепи, т. е. при замене источников напря-

жения коротким замыканием, а источников тока — разрывом; эта составляющая напряжения равна падению напряжения $-i/y_{kk}$ во входном сопротивлении цепи без источников со стороны выводов $k-k'$, где y_{kk} — входная проводимость короткого замыкания. Следовательно, напряжение выводов исходной цепи

$$u = u_x - i/y_{kk}. \quad (3.42)$$

Из сравнения (3.41) и (3.42) следует: напряжение эквивалентного источника равно напряжению в месте разрыва ветви $u_0 = u_x$, а его внутреннее сопротивление равно входному сопротивлению исходной цепи без источников со стороны выводов

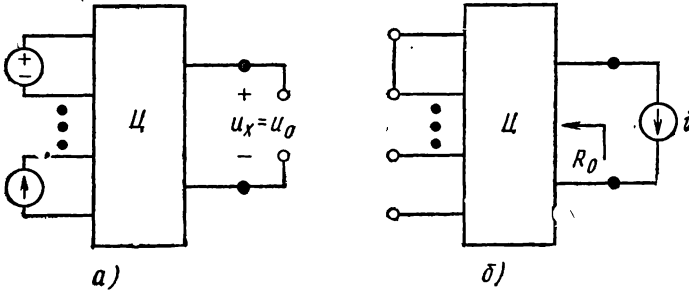


Рис. 3.13

$k-k'$: $R_0 = 1/y_{kk}$. Поскольку при выводе характеристики ветви k не принимались в расчет, они могут быть любыми, не обязательно линейными. Если, в частном случае, ветвь линейна и ее сопротивление равно R_k , то искомый ток ветви

$$i_k = \frac{u_0}{R_0 + R_k}.$$

Теорему Нортон об эквивалентном источнике тока i_0 с внутренней проводимостью G_0 , которым можно заменить любую линейную цепь по отношению к одной из ее ветвей (см. рис. 3.12,б), можно доказать на дуальной основе. Выражение для тока выводов эквивалентного источника будет дуальным (3.41). Для получения выражения тока выводов исходной цепи ветвь k заменяется по теореме замещения источником напряжения и затем используется теорема наложения. В процессе вывода устанавливается, что ток эквивалентного источника равен току в месте короткого замыкания выводов ветви k , а его внутренняя проводимость равна входной проводимости исходной цепи со стороны выводов $k-k'$.

Теорему об эквивалентном источнике широко используют в анализе цепей; она сокращает вычисления в тех случаях, когда разрыв или короткое замыкание какой-либо ветви существенно упрощают структуру цепи. Особенно ценной является возможность представления сложной линейной цепи по отношению к выводам любого двухполюсника простейшей схемой в виде од-

ного источника с одной внутренней ветвью. Никаких ограничений на характеристики двухполюсника не налагается, за исключением того, что двухполюсник должен иметь связь с цепью Ц только через узлы $k-k'$ — исключается связь через взаимную индуктивность или зависимый источник, о которых речь пойдет в последующих главах.

Для иллюстрации теоремы рассмотрим пример цепи, питаемой от источников тока и напряжения (рис. 3.14,а). Данные элементов указаны на схеме. Используем метод эквивалентного

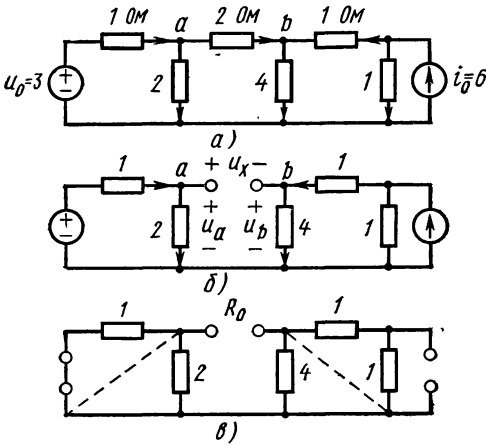


Рис. 3.14

источника напряжения. При разрыве ветви ab (рис. 3.14,б) схема распадается на две простые части. Напряжение узла a

$$u_a = \frac{2u_{01}}{1+2} = 2.$$

Напряжение узла b после преобразования источника тока в источник напряжения

$$u_b = \frac{1 \cdot 4}{1+1+4} i_{02} = 4.$$

Напряжение в месте разрыва

$$u_x = u_0 = u_a - u_b = 2 - 4 = -2.$$

Сопротивление цепи по отношению к зажимам ab при коротком замыкании выводов источника напряжения и размыкании выводов источника тока (рис. 3.14,в) равно сумме сопротивлений левой и правой частей схемы:

$$R_0 = R_a + R_b = \frac{1 \cdot 2}{1+2} + \frac{2 \cdot 4}{2+4} = 2.$$

Согласно (3.43), искомый ток ветви

$$i_{ab} = \frac{-2}{2+2} = -0,5.$$

Теорема взаимности (обратимости). В цепи, составленной из двухполюсных пассивных элементов, передаточные проводимости короткого замыкания от контура j к контуру k и от контура k к контуру j — одинаковы: $y_{kj} = y_{jk}$; одинаковы также передаточные сопротивления холостого хода от узла j к узлу k и от узла k к узлу j : $z_{kj} = z_{jk}$.

Данная теорема является следствием симметрии определителей матриц (3.27) и (3.35) параметров контурных токов и узловых напряжений: $R_{jk} = R_{kj}$; $G_{jk} = G_{kj}$.

Согласно (3.31), передаточные проводимости от контура j к контуру k и от контура k к контуру j равны:

$$y_{kj} = \frac{A_{jk}^k}{D^k}; \quad y_{jk} = \frac{A_{ki}^k}{D^k}.$$

Алгебраические дополнения симметричных определителей, как известно, $A_{jk}^k = A_{kj}^k$, так что $y_{kj} = y_{jk}$. Аналогично на дуальной основе доказывается равенство передаточных сопротивлений холостого хода: $z_{kj} = z_{jk}$.

Пусть в цепи действует один источник напряжения u , включенный в контур j ; ток в контуре k : $i_{kj}^k = y_{kj}u$. Если тот же источник тока перенести в контур k , то ток в контуре j $i_{jk} = y_{jk}u = i_{kj}$.

Следовательно, теореме взаимности можно дать другую формулировку: если источник напряжения, действующий в первом контуре, вызывает некоторый ток во втором контуре, то тот же источник, будучи перенесен во второй контур, вызовет в первом ток той же величины. Как было сказано, теорема взаимности применима к цепям, составленным из пассивных двухполюсных элементов с постоянными параметрами. Такие цепи называют обратимыми, поскольку передача сигнала происходит в равной мере как в прямом, так и обратном направлении.

§ 3.6. АЛГОРИТМ ФОРМИРОВАНИЯ УЗЛОВЫХ УРАВНЕНИЙ

Приведем некоторые сведения о вводе данных цепи в память ЦВМ. Для ввода графа или соединений цепи производится последовательная нумерация: 1) всех узлов от 1 до $n = n_v - 1$ (опорному узлу присваивается нулевой номер); 2) всех ветвей от 1 до n_b . Как уже указывалось, всю информацию о структуре графа содержит матрица соединений. Но вводить в память эту матрицу в виде двумерного массива нецелесообразно из-за большого числа нулевых элементов. Поэтому структуру графа вводят с помощью таблицы соединений — одномерного массива троек целых чисел (k, i, j) , где k означает номер ветви; i — номер узла, откуда ветвь выходит; j — номер узла, куда ветвь входит. Тройки чисел дают ненулевые элементы $a_{ik} = 1$ и $a_{jk} = -1$ матрицы A . По заданной таблице соединений можно получить все необходимые для формирования уравнений матрицы.

Для ввода данных каждой ветви цепи используется отдельная перфокарта, содержащая колонки с номерами 1—80. Для различных данных ветви на перфокарте отводят нужное число колонок; данные в колонках обычно располагают в следующем порядке: номера ветви, исходного и конечного узлов; тип элемента; значения пассивного элемента, напряжения источника напряжения, тока источника тока. Количество колонок, отводимых для указанных данных, зависит от требуемых наибольших разрядов чисел ветвей, узлов, величин сопротивлений и т. д.

Формировать узловые уравнения на ЦВМ можно по выражению (3.23). Перемножив произведение первых двух матриц на транспонированную матрицу соединений, получим матрицу узловых проводимостей; перемножение транспонированной матрицы A^T на вектор токов источников дает вектор узловых токов. Действия над матрицами (транспонирование, суммирование и перемножение) легко программируются. Упомянутые матрицы являются разреженными, т. е. содержат много нулевых элементов. Поэтому приведенный алгоритм, включающий много действий умножения на нулевой элемент, применять невыгодно.

Более рационально формировать матрицу G^y и вектор i^y непосредственно — по мере поступления данных составных ветвей, исходя из смысла собственной и взаимной проводимости. Вначале матрица узловых проводимостей и вектор узловых токов принимаются равными $G^y = 0$ и $i^y = 0$, затем к ним добавляются элементы, вносимые каждой составной ветвью. Данные ветви (k, i, j) с проводимостью G_k и источником тока i_{0k} войдут в собственные проводимости G_{ii} и G_{jj} узлов i и j как добавки G_k , во взаимные проводимости G_{ij} и G_{ji} как добавки $-G_k$ и в элементы вектора узловых токов i_i^y и i_j^y как добавки $\pm i_{0k}$. Добавки ветви в матрицу G^y и вектор i^y можно представить в виде:

$$G^y = \begin{matrix} & \begin{matrix} i & j \end{matrix} \\ \begin{matrix} i \\ j \end{matrix} & \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & G_k & \dots & -G_k & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & -G_k & \dots & G_k & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \end{matrix}; \quad i^y = \begin{matrix} \begin{matrix} i \\ j \end{matrix} \\ \begin{bmatrix} \dots & \dots \\ i_{0k} \\ \dots & \dots \\ -i_{0k} \\ \dots & \dots \\ \dots & \dots \end{bmatrix} \end{matrix}.$$

Если ветвь присоединена к базисному узлу ($j=0$), то она внесет добавку G_k только в собственную проводимость G_{ii} и добавку i_{0k} в составляющую i_i^y вектора узловых токов. Учет данных последней ветви завершает формирование узловых проводимостей и вектора узловых токов. Приведенный алгоритм формирования узловых уравнений довольно легко программируется.

ОБЩИЕ УРАВНЕНИЯ РЕЗИСТИВНЫХ ЦЕПЕЙ

§ 4.1. СЕЧЕНИЯ, КОНТУРЫ И УРАВНЕНИЯ СОЕДИНЕНИЙ

В рассмотренных в гл. 3 методах анализа сначала определяются контурные токи или узловые напряжения; представляющие интерес токи или напряжения ветвей получают наложением указанных переменных. В ряде случаев требуется вводить в уравнения непосредственно токи и (или) напряжения любых ветвей в явном виде. Соответствующие уравнения более общего вида основаны на применении таких важных подграфов как сечение, контур и дерево графа.

Сечением называют систему или множество ветвей, удаление которых разбивает граф на два несвязных подграфа, каждый из которых является связным. При этом присоединение любой из удаленных ветвей должно приводить к связному графу. На рис. 3.1,б ветви графа, пересекающие линию k (след замкнутой поверхности), образуют сечение. Перечислим ветви, образующие некоторые из сечений: $a-1, 2, 6$; $b-1, 2, 3, 5$; $c-1, 3, 4, 6$; $d-3, 5, 6$ и т. д. Разрыв указанных ветвей разделяет граф на два подграфа с числами узлов $n_y^{(1)}$ и $n_y^{(2)} = n_y - n_y^{(1)}$. При $n_y^{(1)} = 1$ подграф состоит только из одного узла; следовательно, ветви, сходящиеся к узлу, образуют сечение. Число возможных сечений может намного превысить число узлов.

Контур представляет замкнутый путь, т. е. непрерывную последовательность ветвей, которая оканчивается на исходном узле; при этом к каждому узлу оказываются присоединенными по две ветви, входящие в контур. Следовательно, контуром графа называется связный подграф, к каждому узлу которого присоединены только по две ветви. На рис. 3.1,в замкнутыми пунктирными линиями показаны несколько контуров графа. Перечислим ветви, входящие в некоторые контуры: $\alpha-1, 2, 4$; $\beta-2, 6, 3$; $\gamma-2, 5, 6, 4$ и т. д. Очевидно, контурами являются все внутренние ячейки плоского графа (α, β), которые можно определить как контуры, не охватывающие ни одной ветви. Легко убедиться в том, что число возможных контуров графа может быть намного больше числа ячеек.

Уравнения равновесия напряжений составляются для контуров графа, а равновесия токов — для сечений графа. Последнее положение следует из обобщенной формулировки закона токов Кирхгофа: алгебраическая сумма токов ветвей сечения в любой момент времени равна нулю. Обобщение закона токов Кирхгофа является простым следствием обычной его формулировки в виде равновесия токов ветвей в узлах. Покажем это на примере на-

правленного графа рис. 3.1,б. Для узлов 1 и 3, т. е. для сечений a и d , входящих в один из двух подграфов сечения b , имеем:

$$\left. \begin{aligned} \theta_1 &= -i_1 + i_2 & +i_6 &= 0; \\ \theta_2 &= & +i_3 & +i_5 - i_6 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

Сумма обоих уравнений

$$\theta_3 = -i_1 + i_2 + i_3 + i_5 = 0 \quad (4.2)$$

является уравнением равновесия токов ветвей сечения b , разбивающего граф на два подграфа с узлами 1,3 и 2,4. Этот вывод нетрудно понять: ток каждой ветви, связывающей пару внутренних узлов одного из двух несвязных подграфов, входит в уравнения этих узлов с разными знаками и сокращается — остаются лишь токи ветвей сечения, которые соединяют оба подграфа.

Приведенные уравнения могут служить примером линейной зависимости уравнений равновесия токов в сечениях — одно из трех уравнений является следствием двух остальных. Как известно из математики, уравнения $\theta_k(x_i)$ линейно-зависимы, если можно найти систему чисел c_k , не равных одновременно нулю, такую, что

$$c_1\theta_1 + c_2\theta_2 + \dots + c_n\theta_n \equiv 0 \text{ для всех значений } x_i. \quad (4.3)$$

Достаточное условие линейной независимости состоит в том, чтобы каждое уравнение содержало хотя бы одну переменную, не входящую в остальные уравнения — такие уравнения, конечно, невозможно свести друг к другу. Этому условию удовлетворяют оба уравнения (4.1) — они независимы, но уравнение (4.2) не содержит переменных, не вошедших в первые два уравнения, поэтому оно может быть, а в данном случае оказывается зависимым.

Общее число уравнений, составленных для множества сечений и контуров заданного графа может быть намного больше необходимого числа уравнений. Это означает, что уравнения будут зависимыми — часть из них будет следствием остальных, т. е. лишней. Из множества сечений и контуров графа или цепи необходимо выбрать такие сечения и контуры, которые дают линейно-независимые системы уравнений, составленные по законам Кирхгофа. Сечения и контуры, дающие линейно-независимую систему уравнений, называемые главными сечениями и главными контурами, удобно вводить с помощью понятия дерева графа.

Деревом называют систему ветвей, связывающих все узлы графа без образования контуров. Дерево представляет связный подграф, который содержит все узлы графа и получается путем удаления ветвей, образующих контуры. Между любой парой узлов дерева имеется единственный путь. На рис. 4.1 приведено одно дерево графа (см. рис. 3.1). Число возможных деревьев графа очень быстро растет с усложнением его структуры. Для полного

графа число возможных деревьев равно $n_y^{n_y-1}$, так что для $n_y = 4$ и 6 получим 16 и 1296, а при $n_y = 10$ — 10^8 различных деревьев.

Построение дерева разбивает ветви графа на ветви дерева и ветви, не вошедшие в него, которые называют ветвями связи или хордами. На рис. 4.1 ветви дерева нанесены сплошными линиями, а связи — пунктирными.

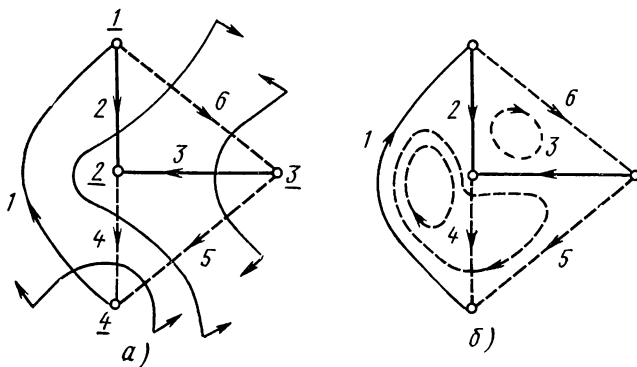


Рис. 4.1

Число ветвей дерева на единицу меньше числа узлов. Это следует из того, что первая ветвь соединяет два узла, а каждая последующая присоединяет один узел, так что

$$n_d = n_y - 1. \quad (4.4)$$

Число ветвей связи, т. е. ветвей, не вошедших в дерево равно

$$n_x = n_b - n_d = n_b - n_y + 1. \quad (4.5)$$

Для получения главных сечений и главных контуров связного графа выбирают определенное дерево. Каждой ветви дерева можно сопоставить единственное сечение, называемое главным, которое состоит из одной ветви дерева и нескольких ветвей связи. Каждое главное сечение включает в себя только одну ветвь дерева, которая не входит в другие сечения. Поэтому уравнения равновесия токов в главных сечениях будут независимыми. Число главных сечений равно числу ветвей дерева (4.4). На рис. 4.1, а показаны все три главных сечения графа. Принята следующая нумерация ветвей: первые n_d номеров получают ветви дерева, остальные номера — ветви связи; главным сечениям приписаны номера ветвей дерева, входящих в эти сечения. Такая нумерация приводит к удобному упорядоченному виду матриц. Может быть и другая нумерация, также приводящая к упорядоченному виду матриц, когда первые номера присваивают ветвям связи, а остальные — ветвям дерева.

Матрица главных сечений, описывающая соединения ветвей, входящих в независимые сечения, представляет $n_d \times n_b$ таблицу, n_d строк которой являются порядковыми номерами сечений, сов-

падающими с номерами ветвей дерева, а n_b столбцов — номерами ветвей. Элементы матрицы равны: $+1$ — при совпадении, -1 — несовпадении направления ветви с выбранным положительным направлением сечения (по току ветви дерева) и 0 , если ветвь не входит в сечение.

Матрица \mathbf{Q} показывает, какие ветви входят в каждое из главных сечений. Для главных сечений графа рис. 4.1, а можем записать матрицу сечения

$$\mathbf{Q} = 2 \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \\ 1 & 1 & 0 & 0 & -1 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & -1 & 1 \\ 3 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} = [\mathbf{1} \mid \mathbf{F}]. \quad (4.6)$$

Матрица \mathbf{Q} разбивается на две части — единичную матрицу порядка n_d и подматрицу \mathbf{F} порядка $n_d \times n_x$, которая получается из матрицы главных сечений исключением всех ветвей дерева. Строка \mathbf{F} показывает, какие хорды входят в сечение, образованное соответствующей ветвью дерева, а столбец — в какие главные сечения входит хорда.

Составление матрицы \mathbf{Q} равносильно записи по ЗТК уравнений токов в главных сечениях — элементы матрицы являются коэффициентами уравнений, которые записываются суммированием токов ветвей сечений; для сечений рис. 4.1, а имеем:

$$\begin{aligned} i_1 - i_4 - i_5 &= 0; \\ i_2 - i_4 - i_5 + i_6 &= 0; \\ i_3 - i_5 - i_6 &= 0. \end{aligned}$$

Коэффициенты этой системы являются элементами матрицы \mathbf{Q} .

В матричной форме при учете (4.6) систему уравнений для токов сечений можем записать

$$\mathbf{Q}\mathbf{i} = [\mathbf{1} \mid \mathbf{F}] \begin{bmatrix} \mathbf{i}_d \\ \mathbf{i}_x \end{bmatrix} = \mathbf{i}_d + \mathbf{F}\mathbf{i}_x = \mathbf{0}. \quad (4.7)$$

Здесь вектор токов ветвей

$$\mathbf{i} = \begin{bmatrix} \mathbf{i}_d \\ \mathbf{i}_x \end{bmatrix} = [i_1 \ i_2 \ i_3 \ i_4 \ i_5 \ i_6]^T,$$

где \mathbf{i}_d , \mathbf{i}_x — векторы токов ветвей дерева и хорд.

В каждое уравнение входит единственный ток ветви дерева. Поэтому систему (4.7) всегда можно разрешить относительно токов всех ветвей дерева, выразив их через токи хорд

$$\mathbf{i}_d = -\mathbf{F}\mathbf{i}_x. \quad (4.8)$$

Для рассматриваемого примера вектор токов главных сечений

$$\begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & -1 \\ 0 & -1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_4 \\ i_5 \\ i_6 \end{bmatrix}.$$

Каждой ветви связи можно приписать единственный контур, называемый главным, который состоит из одной ветви связи и нескольких ветвей дерева. Главный контур образуется при включении только одной ветви связи и эта ветвь не входит в другие контуры. Поэтому уравнения равновесия напряжений в главных контурах будут независимыми. Число главных контуров равно числу ветвей связи (4.5). На рис. 4.1, б показаны три главных контура, соответствующих выбранному дереву.

Матрица главных контуров \mathbf{B} , описывающая соединение ветвей, входящих в независимые контуры, представляет $n_x \times n_b$ таблицу, n_x строк которой являются порядковыми номерами контуров, совпадающими с номерами хорд, а n_b — столбцов — номерами ветвей. Элементы матрицы равны: $+1$ — при совпадении, -1 — несовпадении направленной ветви и обхода контура (по току ветви связи) и 0 , если ветвь не входит в контур.

Матрица \mathbf{B} показывает, какие ветви входят в каждый из главных контуров. Для главных контуров графа рис. 4.1, б контурная матрица имеет вид

$$\mathbf{B} = \begin{matrix} & \begin{matrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 4 \\ 5 \\ 6 \end{matrix} & \left[\begin{array}{ccc|ccc} 1 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 1 & 0 & 0 & 1 \end{array} \right] = [\mathbf{F}_1 \quad \mathbf{1}]. \end{matrix} \quad (4.9)$$

Матрица \mathbf{B} разбивается на две части — подматрицу \mathbf{F}_1 порядка $n_x \times n_d$, которая получается из матрицы главных контуров исключением всех хорд, и единичную матрицу порядка n_x . Строка \mathbf{F}_1 показывает, какие ветви дерева входят в контур, образованный замыканием соответствующей хорды, а столбец — в какие главные контуры входит ветвь дерева.

Составление матрицы \mathbf{B} равносильно записи по ЗНК независимых уравнений напряжений в главных контурах — элементы матрицы являются коэффициентами уравнений, которые можно записать, суммируя напряжения контуров (рис. 4.1, б):

$$\begin{aligned} u_1 + u_2 &+ u_4 &= 0; \\ u_1 + u_2 - u_3 &+ u_5 &= 0; \\ -u_2 + u_3 &+ u_6 &= 0. \end{aligned}$$

Коэффициентами этой системы являются элементы матрицы \mathbf{B} .

Запишем в матричной форме систему уравнений для напряжений контуров

$$\mathbf{B}\mathbf{u} = [\mathbf{F}_1 \quad \mathbf{1}] \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{u}_d \\ \mathbf{u}_x \end{bmatrix} = \mathbf{F}_1 \mathbf{u}_d + \mathbf{u}_x = \mathbf{0}. \quad (4.10)$$

Здесь вектор напряжений ветвей

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} \mathbf{u}_d \\ \mathbf{u}_x \end{bmatrix} = [u_1 \ u_2 \ u_3 \ u_4 \ u_5 \ u_6]^T,$$

где \mathbf{u}_d , \mathbf{u}_x — векторы напряжений ветвей дерева и хорд.

В каждое уравнение входит одно напряжение ветви связи. Систему (4.10) можно решить относительно напряжений всех хорд, выразив их через напряжения ветвей дерева

$$\mathbf{u}_x = -\mathbf{F}_1 \mathbf{u}_d. \quad (4.11)$$

Для рассматриваемой цепи вектор напряжений главных контуров

$$\begin{bmatrix} u_4 \\ u_5 \\ u_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & -1 & 0 \\ -1 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix}.$$

Вследствие принятой нумерации ветвей, контуров и сечений, когда первые n_d номеров получили ветви дерева, остальные номера — ветви связи, главные контуры — номера хорд, а главные сечения — номера ветвей дерева, матрицы (4.6) и (4.9) приобрели следующий упорядоченный вид:

$$\mathbf{Q} = [\mathbf{1} \ \mathbf{F}]; \quad \mathbf{B} = [\mathbf{F}_1 \ \mathbf{1}].$$

Матрицы главных сечений и главных контуров связаны между собой — входящие в них матрицы \mathbf{F} и \mathbf{F}_1 определяют друг друга. Для графа рис. 4.1 имеем:

$$\mathbf{F} = \begin{matrix} & \begin{matrix} 4 & 5 & 6 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \end{matrix} & \begin{bmatrix} -1 & -1 & 0 \\ -1 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 \end{bmatrix} \end{matrix}; \quad \mathbf{F}_1 = \begin{matrix} & \begin{matrix} 1 & 2 & 3 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 4 \\ 5 \\ 6 \end{matrix} & \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & -1 \\ 0 & -1 & 1 \end{bmatrix} \end{matrix}.$$

Номера строк и столбцов \mathbf{F} являются номерами столбцов и строк \mathbf{F}_1 . Поэтому вторая матрица равна транспонированной первой матрице с обратным знаком:

$$\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}^T. \quad (4.12)$$

Связь между матрицами \mathbf{F} и \mathbf{F}_1 и, следовательно, между матрицами \mathbf{B} и \mathbf{Q} является следствием того, что выбранное дерево однозначно определяет как главные контуры, так и главные сечения. Таким образом, можно сделать вывод, что достаточно составить только одну матрицу \mathbf{F} , определяющую обе матрицы: главных контуров и главных сечений. Из (4.6) и (4.9) при учете (4.12) имеем:

$$\mathbf{BQ}^T = [\mathbf{F}_1 \ \mathbf{1}] \begin{bmatrix} \mathbf{1} \\ -\mathbf{F}_1 \end{bmatrix} = \mathbf{0}; \quad \mathbf{QB}^T = [\mathbf{1} \ \mathbf{F}] \begin{bmatrix} -\mathbf{F} \\ \mathbf{1} \end{bmatrix} = \mathbf{0}. \quad (4.13)$$

§ 4.2. УРАВНЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ РЕЗИСТИВНОЙ ЦЕПИ

Рассмотрим уравнения общего вида, позволяющие вводить напряжения или токи любых резистивных ветвей. Исходным моментом здесь является выбор дерева. При этом важно, чтобы уравнения имели упорядоченный вид, облегчающий запись соот-

ветствующих матриц коэффициентов и последующие преобразования уравнений. Для этого необходимо придерживаться следующего порядка.

1. Выбирают так называемое нормальное дерево графа. В качестве его ветвей принимаются: все источники напряжения и нужное для получения $n_y - 1$ ветвей число резистивных элементов. Ветвями связи должны быть все источники тока и остальные резистивные элементы.

После выбора нормального дерева графа получаем ветви четырех типов с напряжениями и токами: 1) ветви дерева — источники напряжения (E -ветви): u_E, i_E ; 2) резистивные ветви дерева (R -ветви): u_R, i_R ; 3) резистивные ветви связи (G -ветви): u_G, i_G ; 4) ветви связи — источники тока (J -ветви): u_J, i_J .

Принятое деление ветвей на ветви — источники и резистивные ветви учитывает их различную роль в уравнениях: напряжения источников напряжения и токи источников тока являются известными заданными величинами, а напряжения и токи резистивных элементов — неизвестными искомыми величинами, так же как токи источников напряжения и напряжения источников тока.

2. Производят нумерацию ветвей графа так, что первые номера получают ветви дерева — источники напряжения, последующие — резистивные ветви дерева, затем резистивные ветви связи, а последние номера — ветви связи, представляющие источники тока. Можно принимать нумерацию, обратную указанной.

3. Для всех хорд намечаются главные контуры. На основе закона равновесия напряжений в каждом главном контуре напряжения ветвей связи выражаются через напряжения ветвей дерева. Число уравнений напряжений будет равно числу ветвей связи n_x .

4. Для всех ветвей дерева намечаются главные сечения. На основе закона равновесия токов в каждом главном сечении токи ветвей дерева выражаются через токи ветвей связи. Число уравнений токов будет равно числу ветвей дерева.

5. Записывают уравнения всех элементов или ветвей в соответствии с порядком принятой нумерации: ветвей — источников напряжения, резистивных ветвей дерева, резистивных хорд и ветвей — источников тока.

Рассмотрим составление уравнений, для наглядности иллюстрируя конкретными примерами. На рис. 4.2, *a* приведена цепь, имеющая $n_y = 5$ узлов, $n_x = 8$ ветвей в виде двух источников напряжения, четырех резистивных ветвей и двух источников тока. На рис. 4.2, *б* изображено выбранное дерево графа. В качестве ветвей дерева приняты оба источника напряжения, которым приспаны первые номера 1 и 2, и два резистивных элемента с номерами 3, 4. В качестве ветвей связи приняты две резистивные ветви с последующими номерами 5, 6 и оба источника тока, получившие последние номера 7 и 8.

Принятое разбиение ветвей на ветви — источники и резистивные ветви приводит к разбиению векторов напряжений и токов ветвей дерева и хорд на блоки (клетки).

Векторы напряжений \dot{u} и токов ветвей дерева представим в виде:

$$u_d = \begin{bmatrix} u_E \\ u_R \end{bmatrix}; \quad i_d = \begin{bmatrix} i_E \\ i_R \end{bmatrix}, \quad (4.14)$$

где u_E и i_E — векторы напряжений и токов источников напряжения, число которых в общем случае равно n_E ; u_R и i_R — векторы напряжений и токов резистивных ветвей дерева, число которых равно n_R .

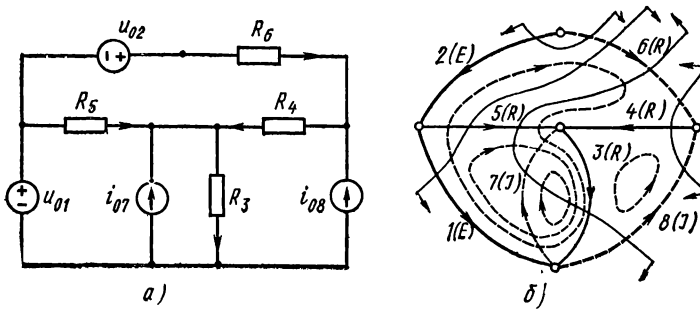


Рис. 4.2

Аналогично векторы напряжений и токов хорд представим так:

$$u_x = \begin{bmatrix} u_G \\ \dots \\ u_J \end{bmatrix}; \quad i_x = \begin{bmatrix} i_G \\ \dots \\ i_J \end{bmatrix}, \quad (4.15)$$

где u_J и i_J — векторы напряжений и токов хорд — источников тока, число которых в общем случае равно n_J ; u_G и i_G — векторы напряжений и токов резистивных хорд, число которых равно n_G .

В соответствии с разбиением векторов напряжений и токов ветвей дерева и хорд разобьем на клетки топологическую матрицу

$$F = \begin{array}{c} E \\ \dots \\ R \end{array} \begin{array}{c} G \\ \dots \\ J \end{array} = -F_1^T. \quad (4.16)$$

Для графа рис. 4.2, б, отмечая хорды, вошедшие в каждое главное сечение, имеем

$$F = \begin{array}{c} 1 \\ 2 \\ \dots \\ 3 \\ 4 \end{array} \left[\begin{array}{cc|cc} 5 & 6 & 7 & 8 \\ \hline 1 & 1 & 0 & 0 \\ 2 & 0 & 1 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 3 & -1 & -1 & -1 \\ 4 & 0 & -1 & 0 \end{array} \right]. \quad (4.17)$$

Подматрицы F_{EG} и F_{EJ} показывают, какие хорды — резистивные и в виде источников тока — входят в сечения, образованные ветвями дерева — источниками напряжения, а подматрицы F_{RG} и F_{RJ} — в сечения, образованные резистивными ветвями дерева.

Запишем уравнения равновесия токов в главных сечениях в развернутом виде в соответствии с разбиением матрицы на подматрицы — клетки. Согласно (4.8) и (4.16), для вектора токов дерева имеем

$$\mathbf{i}_x = \begin{bmatrix} \mathbf{i}_E \\ \mathbf{i}_R \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} F_{EG} & F_{EJ} \\ \dots & \dots \\ F_{RG} & F_{RJ} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{i}_G \\ \dots \\ \mathbf{i}_J \end{bmatrix}. \quad (4.18)$$

Перемножив матрицы, для векторов токов — источников напряжения и резистивных ветвей дерева получаем:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{i}_E &= -F_{EG}\mathbf{i}_G - F_{EJ}\mathbf{i}_J; \\ \mathbf{i}_R &= -F_{RG}\mathbf{i}_G - F_{RJ}\mathbf{i}_J. \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

Для цепи рис. 4.2 из (4.17) имеем:

$$\begin{aligned} F_{EG} &= \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}; & F_{EJ} &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}; & F_{RG} &= \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}; \\ & & & & F_{RJ} &= \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

На основе (4.19) с учетом (4.20) уравнения для токов главных сечений запишем:

$$\begin{aligned} \mathbf{i}_E &= \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_5 \\ i_6 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_7 \\ i_8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i_5 & -i_6 \\ & -i_6 \end{bmatrix}; \\ \mathbf{i}_R &= \begin{bmatrix} i_3 \\ i_4 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_5 \\ i_6 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_7 \\ i_8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i_5 + i_6 + i_7 + i_8 \\ i_6 + i_8 \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Запишем аналогичным образом уравнения равновесия напряжений в главных контурах через подматрицы — клетки. Согласно (4.11) и (4.16), для вектора напряжений хорд имеем

$$\mathbf{u}_x = \begin{bmatrix} \mathbf{u}_G \\ \dots \\ \mathbf{u}_J \end{bmatrix} = F^T \mathbf{u}_x = \begin{bmatrix} F_{FG}^T & F_{RG}^T \\ \dots & \dots \\ F_{EJ}^T & F_{RJ}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_E \\ \dots \\ \mathbf{u}_R \end{bmatrix}. \quad (4.21)$$

Перемножение матриц для векторов напряжений резистивных хорд и хорд — источников тока дает:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_G &= F_{EG}^T \mathbf{u}_E + F_{RG}^T \mathbf{u}_R; \\ \mathbf{u}_J &= F_{EJ}^T \mathbf{u}_E + F_{RJ}^T \mathbf{u}_R. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Для цепи рис. 4.2 в соответствии с (4.21) при учете (4.20) уравнения для напряжений главных контуров запишем:

$$\mathbf{u}_G = \begin{bmatrix} u_5 \\ u_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ -1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_3 \\ u_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_1 & -u_3 \\ u_1 - u_2 - u_3 - u_4 \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{u}_J = \begin{bmatrix} u_7 \\ u_8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ -1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_3 \\ u_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -u_3 \\ -u_3 - u_4 \end{bmatrix}.$$

К полученным уравнениям соединений (4.19) и (4.21) необходимо добавить уравнения элементов, записанные также в матричной форме. Для резистивных ветвей дерева и хорд имеем:

$$\mathbf{u}_R = \mathbf{R}_d \mathbf{i}_R; \quad \mathbf{i}_G = \mathbf{G}_x \mathbf{u}_G, \quad (4.23)$$

где \mathbf{R}_d , \mathbf{G}_x — диагональные матрицы, элементами которых являются сопротивления ветвей дерева и проводимости хорд соответственно. Если обратить уравнения (4.23), то получим:

$$\mathbf{i}_R = \mathbf{G}_d \mathbf{u}_R; \quad \mathbf{u}_G = \mathbf{R}_x \mathbf{i}_G, \quad (4.24)$$

где \mathbf{G}_d , \mathbf{R}_x — диагональные матрицы с элементами — проводимостями ветвей дерева и сопротивлениями хорд соответственно.

Для ветвей — источников задаются векторы напряжений \mathbf{u}_E (источники напряжения) и векторы токов \mathbf{i}_J (источники тока).

В случае цепи рис. 4.2 резистивные ветви характеризуются уравнениями:

$$\mathbf{u}_R = \begin{bmatrix} u_3 \\ u_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_3 & 0 \\ 0 & R_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_3 \\ i_4 \end{bmatrix} = \mathbf{R}_d \mathbf{i}_R;$$

$$\mathbf{u}_G = \begin{bmatrix} u_5 \\ u_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_5 & 0 \\ 0 & R_6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_5 \\ i_6 \end{bmatrix} = \mathbf{R}_x \mathbf{i}_G. \quad (4.25)$$

Для ветвей источников имеем:

$$\mathbf{u}_E = \begin{bmatrix} u_{01} \\ u_{02} \end{bmatrix}; \quad \mathbf{i}_J = \begin{bmatrix} i_{07} \\ i_{08} \end{bmatrix}. \quad (4.26)$$

На основе приведенных уравнений элементов и уравнений соединений (4.19), (4.21) можно получить следующие общие уравнения линейной цепи: 1) токов хорд; 2) напряжений ветвей дерева; 3) гибридные уравнения.

§ 4.3. УРАВНЕНИЯ ТОКОВ ХОРД И НАПРЯЖЕНИЙ ДЕРЕВА

Уравнения токов хорд. Для того чтобы в окончательной системе уравнений оставить только неизвестные переменные — токи резистивных хорд, поступают так: 1) за исходные уравнения соединений берется первая система (4.22), выражающая напряжения G — хорд через напряжения ветвей дерева; 2) в системе заменяются напряжения всех резистивных ветвей через токи согласно уравнениям элементов (4.23) и (4.24), а напряжения

ветвей — источников — заданными величинами u_{0k} ; 3) заменяются токи всех резистивных ветвей дерева токами хорд в соответствии со второй системой (4.19). В результате подстановок имеем

$$\mathbf{R}_x \mathbf{i}_G = \mathbf{F}_{RG}^T \mathbf{R}_d \mathbf{i}_R + \mathbf{F}_{EG}^T \mathbf{u}_0 = -\mathbf{F}_{RG}^T \mathbf{R}_d \mathbf{F}_{RG} \mathbf{i}_G - \mathbf{F}_{RG}^T \mathbf{R}_d \mathbf{F}_{RJ} \mathbf{j}_0 + \mathbf{F}_{EG}^T \mathbf{u}_0.$$

После преобразований система уравнений для искомого вектора токов G -хорд примет вид

$$\mathbf{C} \mathbf{i}_G = \mathbf{D}, \quad (4.27)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{C} &= \mathbf{R}_x + \mathbf{F}_{RG}^T \mathbf{R}_d \mathbf{F}_{RG}; \\ \mathbf{D} &= -\mathbf{F}_{RG}^T \mathbf{R}_d \mathbf{F}_{RJ} \mathbf{j}_0 + \mathbf{F}_{EG}^T \mathbf{u}_0. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Решение системы линейных уравнений (4.27) дает значение вектора токов резистивных хорд. Соответствующее ему значение вектора напряжений $\mathbf{u}_G = \mathbf{R}_x \mathbf{i}_G$. Остальные переменные определяются в следующем порядке. Из (4.19) по известному вектору токов источников тока находим векторы \mathbf{i}_R и \mathbf{i}_E токов ветвей дерева. Соответствующий вектор напряжений резистивных ветвей дерева $\mathbf{u}_R = \mathbf{R}_d \mathbf{i}_R$. Далее, из (4.22) по известным векторам напряжений источников напряжений и резистивных ветвей дерева определяем вектор напряжений источников тока.

С помощью (4.27) получим уравнения токов хорд для цепи рис. 4.2, а. Значения подматриц приведены в (4.20), матрицы R -ветвей дерева — в (4.25), а вектора источников — в (4.26). Согласно (4.28),

$$\begin{aligned} \mathbf{C} &= \begin{bmatrix} R_5 & 0 \\ 0 & R_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ -1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_3 & 0 \\ 0 & R_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} R_3 + R_5 & R_3 \\ R_3 & R_3 + R_4 + R_6 \end{bmatrix}; \\ \mathbf{D} &= -\begin{bmatrix} -1 & 0 \\ -1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_3 & 0 \\ 0 & R_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{07} \\ i_{08} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{01} \\ u_{02} \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} R_3 i_{07} + R_3 i_{08} + u_{01} \\ R_3 i_{07} + (R_3 + R_4) i_{08} + u_{01} + u_{02} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Уравнения токов резистивных хорд:

$$\begin{aligned} (R_3 + R_5) i_5 + R_3 i_6 &= R_{55} i_5 + R_{56} i_6 = u_{01} - R_3 i_{07} - R_3 i_{08} = u_5^x; \\ R_3 i_5 + (R_3 + R_4 + R_6) i_6 &= R_{65} i_5 + R_{66} i_6 = \\ &= u_{01} + u_{02} - R_3 i_{07} - (R_3 + R_4) i_{08} = u_6^x. \end{aligned}$$

На примере этой системы выясним смысл коэффициентов R_{ik} при искомах токах резистивных хорд. Коэффициенты на главной диагонали R_{kk} ($i=k$) являются собственными сопротивлениями контуров: $R_{55} = R_3 + R_5$; $R_{66} = R_3 + R_4 + R_6$. Собственные сопротивления контуров равны суммам сопротивлений всех резистивных

ветвей, входящих в контуры. Остальные (недиагональные) коэффициенты R_{ik} ($i \neq k$) являются взаимными сопротивлениями контуров: $R_{56} = R_3 = R_{65}$, которые равны суммам сопротивлений ветвей, входящих в контуры i и k . Если направления обхода обоих контуров в общих ветвях совпадают, то R_{ik} приписывается знак «плюс»; при несовпадении направлений обхода — знак «минус». Взаимное сопротивление R_{ik} , вносимое из контура k в контур i , получается равным взаимному сопротивлению R_{ki} , вносимому из контура i в контур k : $R_{ik} = R_{ki}$. Подобная симметрия коэффициентов уравнений имеет место для цепей, составленных из пассивных двухполюсных элементов.

В правой части каждого уравнения имеем сумму напряжений, вошедших в контур заданных источников напряжения и источников напряжения, эквивалентных заданным источникам тока (см. § 2.4).

Уравнения напряжений дерева. Для оставления в окончательной системе уравнений только напряжений резистивных ветвей дерева, принимаемых в качестве неизвестных переменных, следует: 1) взять за исходные уравнения вторую систему (4.19), выражающую токи R -ветвей дерева через токи хорд; 2) заменить в ней токи всех резистивных ветвей через напряжения согласно уравнениям элементов (4.22) и (4.23), а токи ветвей — источников — заданными величинами i_{0k} ; 3) заменить напряжения всех G -хорд напряжениями ветвей дерева согласно первой системе (4.21). Указанные подстановки дают

$$G_d \mathbf{u}_R = -F_{RG} \mathbf{G}_x \mathbf{u}_G + F_{RJ} \mathbf{i}_0 = -F_{RG} \mathbf{G}_x F_{RG}^T \mathbf{G} \mathbf{u}_R - F_{RG} \mathbf{G}_x F_{EG}^T \mathbf{u}_0 - F_{RJ} \mathbf{i}_0.$$

Отсюда система уравнений для искомого вектора напряжений R -ветвей дерева

$$\mathbf{C}' \mathbf{u}_R = \mathbf{D}', \quad (4.29)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{C}' &= \mathbf{G}_d + F_{RG} \mathbf{G}_x F_{RG}^T; \\ \mathbf{D}' &= -F_{RG} \mathbf{G}_x F_{EG}^T \mathbf{u}_0 - F_{RJ} \mathbf{i}_0. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Получим уравнения напряжений дерева для цепи рис. 4.2, *a*, используя выражение (4.29). По значениям матриц (4.20), (4.25), и векторов источников (4.26) находим:

$$\begin{aligned} \mathbf{C}' &= \begin{bmatrix} G_3 & 0 \\ 0 & G_4 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} G_5 & 0 \\ 0 & G_6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ -1 & -1 \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} G_3 + G_5 + G_6 & G_6 \\ G_6 & G_4 + G_6 \end{bmatrix}; \\ \mathbf{D}' &= - \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} G_5 & 0 \\ 0 & G_6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{01} \\ u_{02} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ -1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{07} \\ i_{08} \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} i_{07} + i_{08} + (G_5 + G_6) u_{01} + G_6 u_{02} \\ i_{08} + G_6 u_{01} + G_6 u_{02} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Уравнения напряжений дерева:

$$\begin{aligned} (G_3 + G_5 + G_6) u_3 + G_6 u_4 &= G_{33} u_3 + G_{34} u_4 = \\ &= i_{07} + i_{08} + (G_5 + G_6) u_{01} + G_6 u_{02} = i_3^A; \\ G_6 u_4 + (G_4 + G_6) u_4 &= G_{43} u_3 + G_{44} u_4 = i_{08} + G_6 u_{01} + G_6 u_{02} = i_4^A. \end{aligned}$$

Коэффициенты G_{ik} при искомах напряжениях ветвей дерева означают: коэффициенты на главной диагонали G_{kk} — собственные проводимости сечений ($G_{33} = G_3 + G_5 + G_6$; $G_{44} = G_4 + G_6$), равные суммам проводимостей всех ветвей сечения. Остальные коэффициенты G_{ik} ($i \neq k$): $G_{34} = G_6 = G_{43}$ — взаимные проводимости, равные суммам проводимостей ветвей, входящих как в сечение i , так и сечение k . Знак G_{ik} принимается положительным при совпадении положительных направлений сечений i и k и отрицательным — при несовпадении положительных направлений. Для цепей, содержащих только пассивные двухполюсные элементы, взаимные проводимости также удовлетворяют условию симметрии: $G_{ik} = G_{ki}$ — взаимная проводимость, вносимая из сечения i в сечение k , равна взаимной проводимости, вносимой из сечения k в сечение i . Правая часть каждого уравнения состоит из сумм токов, вошедших в сечение заданных источников тока и источников тока, эквивалентных заданным источникам напряжения.

§ 4.4. ГИБРИДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В рассмотренных ранее уравнениях переменными являлись либо токи (контурные токи, токи хорд), либо напряжения (узловые напряжения, напряжения ветвей дерева). В некоторых слу-

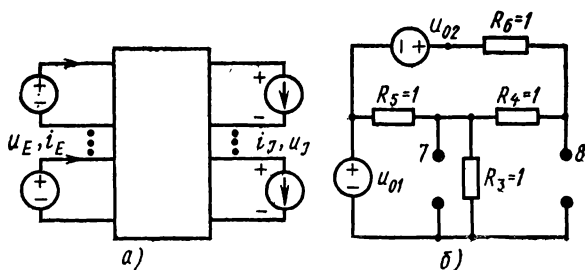


Рис. 4.3

чаях необходимо иметь гибридную (смешанную) систему переменных — токи и напряжения, в частности, переменные входных выводов: токи источников напряжения и напряжения источников тока. На рис. 4.3, а показана схема n -полюсной резистивной цепи, к входам которой присоединены n_E источников напряжений и n_J источников тока с искомыми токами i_E и напряжениями u_J соответственно. Как видно, положительные направления напряжений и токов всех источников приняты согласованными.

Для получения гибридных уравнений относительно указанных переменных за исходные уравнения принимаются: первая система

(4.19) и вторая (4.22). Из этих систем с помощью остальных двух уравнений соединений и уравнений элементов (4.23) и (4.24) необходимо исключить токи i_G резистивных хорд и напряжения u_R резистивных ветвей дерева. Взяв первую систему (4.22), заменяем сначала векторы u_G и u_R соответствующими векторами i_G и i_R согласно (4.23) и (4.24), а затем исключаем i_R с помощью второй системы (4.19). После преобразований

$$i_G = (R_x + F_{RG}^T R_x F_{RG})^{-1} [F_{EG}^T u_E - F_{RG}^T R_x F_{RJ} i_J]. \quad (4.31)$$

Далее, взяв вторую систему (4.19), заменяем векторы i_R и i_G соответственно через u_R и u_G согласно (4.23) и (4.24), а затем исключаем u_G с помощью первой системы (4.22). После преобразований

$$u_R = (G_d + F_{RG} G_x F_{RG}^T)^{-1} [-F_{RG} G_x F_{EG} u_E - F_{RJ} i_J]. \quad (4.32)$$

Подстановка (4.31) в первую систему (4.19) и (4.32) во вторую систему (4.22) после преобразований дает для вектора искомым переменных следующую систему уравнений:

$$\begin{bmatrix} i_E \\ u_J \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{EE} & H_{EJ} \\ H_{JE} & H_{JJ} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_E \\ i_J \end{bmatrix} = H \begin{bmatrix} u_E \\ i_J \end{bmatrix}, \quad (4.33)$$

где H — гибридная матрица цепи.

Блочные подматрицы выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} H_{EE} &= -F_{EG} R^{-1} F_{EG}^T; \\ H_{EJ} &= -H_{JE}^T = F_{EG} R^{-1} F_{RG}^T R_d F_{RJ} - F_{EJ}; \\ H_{JJ} &= -F_{RJ}^T G^{-1} F_{RJ}. \end{aligned} \quad (4.34)$$

В приведенных выражениях введено обозначение:

$$\begin{aligned} R &= R_x + F_{RG}^T R_d F_{RG}; \\ G &= G_d + F_{RG} G_x F_{RG}^T. \end{aligned} \quad (4.35)$$

Для выяснения смысла элементов H запишем систему (4.33) в развернутом виде:

$$\begin{aligned} i_E &= H_{EE} u_E + H_{EJ} i_J; \\ u_J &= H_{JE} u_E + H_{JJ} i_J. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Рассмотрим отдельно два случая.

1. Выводы всех источников тока разомкнуты, так что

$$i_E = H_{EE} u_E; \quad u_J = H_{JE} u_E; \quad (i_J \equiv 0). \quad (4.37)$$

Первая система выражает токи источников напряжения через их напряжения при отсутствии источников тока. Элементы $n_E \times n_E$ подматрицы H_{EE} имеют смысл передаточных и входных проводимостей короткого замыкания (см. § 3.4): элемент H_{jk} равен отношению тока j -го источника к напряжению k -го источника при короткозамкнутых выводах остальных источников напряжения

Вторая система (4.37) выражает напряжения разомкнутых выводов источников тока через напряжения источников напряжения. Элемент H_{lk} $n_J \times n_E$ подматрицы \mathbf{H}_{JE} является отношением напряжения на разомкнутых выводах l -го источника тока к напряжению k -го источника напряжения при коротком замыкании выводов остальных источников.

2. Выводы всех источников напряжения замкнуты накоротко и

$$\mathbf{i}_E = \mathbf{H}_{EJ}\mathbf{j}; \quad \mathbf{u}_J = \mathbf{H}_{JJ}\mathbf{j}; \quad (\mathbf{u}_E \equiv \mathbf{0}). \quad (4.38)$$

Первая система выражает токи всех короткозамкнутых выводов источников напряжения через токи источников тока. Элемент H_{jm} подматрицы \mathbf{H}_{EJ} размера $n_E \times n_J$ является отношением тока короткозамкнутых выводов j -го источника напряжения к току m -го источника тока при разомкнутых выводах остальных источников тока.

Вторая система (4.38) выражает напряжения источников тока через их токи при отсутствии источников напряжения. Элементы $n_J \times n_J$ подматрицы \mathbf{H}_{JJ} имеют смысл передаточных и входных сопротивлений холостого хода (см. § 3.4): элемент \mathbf{H}_{lm} равен отношению напряжения выводов l -го источника тока к току m -го источника при разомкнутых выводах остальных источников тока.

В качестве примера получим гибридные уравнения для цепи рис. 4.2. Подматрицы \mathbf{F}_{ik} цепи приведены в (4.20), а матрицы резистивных ветвей дерева и хорд — в (4.25). Задавшись единичными численными значениями резистивных элементов, имеем:

$$\mathbf{R}_x = \begin{bmatrix} R_5 & 0 \\ 0 & R_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \mathbf{G}_x; \quad \mathbf{G}_\pi = \begin{bmatrix} G_3 & 0 \\ 0 & G_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \mathbf{R}_\pi.$$

Подставив в (4.35) указанные матрицы и подматрицы из (4.20), получим:

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 3 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} 3 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix}.$$

Соответствующие им обратные матрицы:

$$\mathbf{R}^{-1} = \frac{1}{5} \begin{bmatrix} 3 & -1 \\ -1 & 2 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{G}^{-1} = \frac{1}{5} \begin{bmatrix} 2 & -1 \\ -1 & 3 \end{bmatrix}.$$

Вычисления по выражениям (4.34) для указанных значений матриц дают:

$$\mathbf{H}_{EE} = -\frac{1}{5} \begin{bmatrix} 3 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{H}_{EJ} = \frac{1}{5} \begin{bmatrix} 3 & 4 \\ 1 & 3 \end{bmatrix} = -\mathbf{H}_{JE}^T; \quad \mathbf{H}_{JJ} = -\frac{1}{5} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix}.$$

Гибридные уравнения цепи (4.33) можем записать

$$\begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ u_7 \\ u_8 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -0,6 & -0,2 & 0,6 & 0,8 \\ -0,2 & -0,4 & 0,2 & 0,6 \\ -0,6 & -0,2 & -0,2 & -0,2 \\ -0,8 & -0,6 & -0,2 & -0,4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ i_7 \\ i_8 \end{bmatrix}.$$

Знаки элементов соответствуют выбору согласованных направлений токов и напряжений источников.

Для простых цепей элементы гибридной матрицы можно получить по их смыслу. Например, разомкнув выводы источников тока цепи рис. 4.2, получим цепь, показанную на рис. 4.3, б с источниками напряжения. Расчеты при действии источника $u_{01} = 1$ дают токи $i_1 = 0,6$; $i_2 = 0,2$ и напряжения $u_7 = 0,6$; $u_8 = 0,8$, которые численно равны значениям элементов первого столбца \mathbf{H} . Аналогичным образом можно рассчитать остальные элементы.

Остановимся на обобщении гибридных уравнений на случай, когда интересующими величинами являются токи или напряжения резистивных ветвей. Согласно теореме замещения, ветви с интересующими токами \mathbf{i}_R представляем источниками с напряжениями \mathbf{u}_R , а ветви с интересующими напряжениями \mathbf{u}_G — источниками с токами \mathbf{i}_G . Добавив эти источники к заданным независимым источникам, имеем переменные:

$$\hat{\mathbf{i}}_E = \begin{bmatrix} \mathbf{i}_R \\ \mathbf{i}_E \end{bmatrix}; \quad \hat{\mathbf{u}}_E = \begin{bmatrix} \mathbf{u}_R \\ \mathbf{u}_E \end{bmatrix}; \quad \hat{\mathbf{u}}_J = \begin{bmatrix} \mathbf{u}_G \\ \mathbf{u}_J \end{bmatrix}; \quad \hat{\mathbf{i}}_J = \begin{bmatrix} \mathbf{i}_G \\ \mathbf{i}_J \end{bmatrix}.$$

Систему уравнений (4.33) при соответствующем разбиении матрицы можем записать

$$\begin{bmatrix} \mathbf{i}_R \\ \mathbf{i}_E \\ \mathbf{u}_G \\ \mathbf{u}_J \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{RR} & \mathbf{H}_{RE} & \mathbf{H}_{RG} & \mathbf{H}_{RJ} \\ \mathbf{H}_{ER} & \mathbf{H}_{EE} & \mathbf{H}_{EG} & \mathbf{H}_{EJ} \\ \mathbf{H}_{GR} & \mathbf{H}_{GE} & \mathbf{H}_{GG} & \mathbf{H}_{GJ} \\ \mathbf{H}_{JR} & \mathbf{H}_{JE} & \mathbf{H}_{JG} & \mathbf{H}_{JJ} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_R \\ \mathbf{u}_E \\ \mathbf{i}_G \\ \mathbf{i}_J \end{bmatrix}.$$

Решение относительно интересующих токов и напряжений выделенных R - и G -ветвей запишем

$$\begin{bmatrix} \mathbf{i}_R \\ \mathbf{u}_G \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{RR} & \mathbf{H}_{RG} \\ \mathbf{H}_{GR} & \mathbf{H}_{GG} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_R \\ \mathbf{i}_G \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{RE} & \mathbf{H}_{RJ} \\ \mathbf{H}_{GE} & \mathbf{H}_{GJ} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_E \\ \mathbf{i}_J \end{bmatrix} = \mathbf{H} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_R \\ \mathbf{i}_G \end{bmatrix} + \mathbf{M} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_E \\ \mathbf{i}_J \end{bmatrix}. \quad (4.39)$$

Второе слагаемое в правой части представляет эффект воздействия независимых источников, введенных внутрь многополюсной цепи. Матрица \mathbf{M} определяется при коротком замыкании выводов напряжения ($\mathbf{u}_R = 0$) и разрыве выводов тока ($\mathbf{i}_G = 0$), которые обращают в нуль первое слагаемое. Элемент M_{jk} численно равен току i_j (напряжению u_j) в короткозамкнутом (разомкнутом) выводе входа при действии источника напряжения $u_k = 1$ (тока $i_k = 1$).

Гибридная матрица, определяющая первое слагаемое,

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{RR} & \mathbf{H}_{RG} \\ \mathbf{H}_{GR} & \mathbf{H}_{GG} \end{bmatrix}$$

вычисляется при отсутствии источников внутри цепи — коротком замыкании выводов источников напряжения и разрыве выводов источников тока. Для сложных цепей следует применить выражения (4.34) при соответствующей замене индексов.

§ 4.5. ТЕОРЕМА ТЕЛЛЕГЕНА. БАЛАНС МОЩНОСТИ В ЦЕПИ

Рассмотрим граф цепи с n_B ветвями, которым припишем согласованные положительные направления токов и полярностей напряжений.

Теорема Теллегена: *сумма произведений напряжений u_k и токов i_k всех n_B ветвей графа, удовлетворяющих законам Кирхгофа, равна нулю:*

$$\sum_{k=1}^{n_B} u_k i_k = 0. \quad (4.40)$$

Приведем доказательство теоремы, основанное на выражениях уравнений равновесия токов и напряжений ветвей через независимую матрицу соединений:

1) равенство нулю токов в независимых узлах

$$A\mathbf{i} = \mathbf{0}, \quad (4.41)$$

где $\mathbf{i} = [i_1 \ i_2 \ \dots \ i_{n_B}]^T$ — вектор токов ветвей;

2) выражение напряжений ветвей через вектор узловых напряжений согласно (3.48)

$$\mathbf{u} = A^T \mathbf{u}^y, \quad (4.42)$$

где $\mathbf{u} = [u_1 \ u_2 \ \dots \ u_{n_B}]^T$ — вектор напряжений ветвей.

Сумму (4.40) произведений напряжений и токов можно представить так:

$$\sum_{k=1}^{n_B} u_k i_k = [u_1 \ u_2 \ \dots \ u_{n_B}] \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_{n_B} \end{bmatrix} = \mathbf{u}^T \mathbf{i}.$$

Подставив в это выражение (4.42) и используя известное из теории матриц равенство $(BC)^T = C^T B^T$, имеем при учете (4.41)

$$\mathbf{u}^T \mathbf{i} = (A^T \mathbf{u}^y)^T \mathbf{i} = (\mathbf{u}^y)^T A \mathbf{i} = \mathbf{0},$$

что и доказывает теорему.

При доказательстве на токи и напряжения ветвей не накладывалось никаких ограничений, кроме одного — они должны удовлетворять уравнениям соединений, составляемым по законам Кирхгофа. Как отмечалось, уравнения соединений не зависят от вида и характера ветвей и определяются только структурой графа. Если задана цепь с тем же графом, что и исходная, но с другими элементами или значениями элементов и, следовательно, другими напряжениями u'_k и токами i'_k ветвей, то последние будут удовлетворять тем же уравнениям соединений и, очевидно, равенству (4.40).

Поскольку системы токов i_k и i'_k (напряжений u_k и u'_k) подчиняются одним и тем же уравнениям, записанным по законам

Кирхгофа, то в равенство (4.40) можно вводить напряжения (токи) исходной цепи и токи (напряжения) другой цепи с тем же графом:

$$\sum_{k=1}^{n_B} u_k i'_k = 0; \quad \sum_{k=1}^{n_B} u'_k i_k = 0. \quad (4.43)$$

Записанные равенства являются более общими выражениями теоремы Теллгена.

Равенство (4.40), в котором напряжения и токи относятся к одной цепи, имеет простой физический смысл — оно выражает закон сохранения энергии. Действительно, каждое слагаемое представляет мощность, потребляемую k -й ветвью. Следовательно, мощность, потребляемая всеми элементами цепи, равна нулю. При этом мощность, потребляемая источниками, отрицательна, так что равенство (4.40) является выражением баланса мощности в цепи — мощность, потребляемая всеми резистивными элементами, равна мощности, отдаваемой всеми источниками.

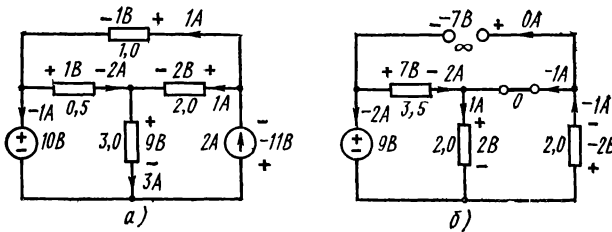


Рис. 4.4

Для иллюстрации рассмотрим цепь, питаемую от источников напряжения и тока и показанную на рис. 4.4, а, где сопротивления даны в омах. По указанным на схеме значениям напряжений и токов, найденным в результате анализа, имеем

$$\sum_{k=1}^{n_B} u_k i_k = -10 \cdot 1 + 2 \cdot 1 + 9 \cdot 3 + 1 \cdot 2 + 1 \cdot 1 - 11 \cdot 2 = 0.$$

Слагаемые обобщенных равенств (4.43) не имеют смысла мощностей, так как токи и напряжения относятся к различным цепям. По данным цепи рис. 4.4, б с той же топологией убеждаемся, что

$$\sum_{k=1}^{n_B} u_k i'_k = -10 \cdot 2 - 2 \cdot 1 - 9 \cdot 1 + 1 \cdot 2 + 1 \cdot 0 + 11 \cdot 1 = 0;$$

$$\sum_{k=1}^{n_B} u'_k i_k = -9 \cdot 1 + 0 \cdot 2 + 2 \cdot 3 + 7 \cdot 2 - 7 \cdot 1 - 2 \cdot 2 = 0.$$

АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ ПРИ ДЕЙСТВИИ ПОСТОЯННЫХ СИГНАЛОВ

§ 5.1. ЦЕПИ ПЕРВОГО ПОРЯДКА (RL- И RC-КОНТУРЫ)

Начиная с данной главы переходим к изучению процессов в цепях, содержащих как резистивные, так индуктивные и емкостные элементы, обладающие свойством накопления энергии. Процессы в таких цепях, называемых динамическими, в отличие от резистивных цепей будут описываться системами дифференциальных уравнений. Если реакции — токи и напряжения резистивных цепей — подобны по форме действующему в цепи сигналу, то в динамических цепях форма реакции неизвестна и должна быть найдена из решений систем дифференциальных уравнений.

Рассмотрим классический метод анализа, состоящий в составлении систем линейных дифференциальных уравнений для токов и напряжений — функций времени и решении их непосредственно во временной области с использованием хорошо разработанного аппарата теории обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами. При этом основное внимание будет обращено на физическую интерпретацию решений и выработку важных качественных представлений.

Анализ начнем с простейших RL- и RC-контуров. На рис. 5.1, а изображен контур из последовательно соединенных индуктивности с начальным током $i_L(0) = I_0$ и резистивного элемента, подключаемый в момент $t = 0$ к источнику напряжения $u_0(t)$. Цепь состоит из одного контура, ток которого равен токам всех элементов. Уравнение равновесия напряжений в этом контуре $u_L + u_R = u_0(t)$ ($t > 0$).

Исключая напряжения элементов с помощью уравнений элементов: $u_R = Ri$; $u_L = L di/dt$, получим дифференциальное уравнение первого порядка относительно тока контура или тока в индуктивности

$$L \frac{di}{dt} + Ri = u_0(t) \quad (t > 0). \tag{5.1}$$

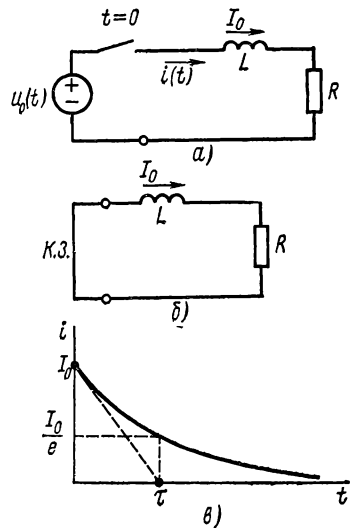


Рис. 5.1

В силу непрерывности тока в индуктивности $i_L(0-) = i_L(0+)$ начальное условие, которому должно удовлетворять решение, можем записать

$$i(0+) = i_L(0+) = I_0. \quad (5.2)$$

Согласно теории линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами общее решение уравнения представится в виде наложения (суммы) общего решения $i_{св}$ однородного уравнения (без правой части) и частного интеграла $i_{в}$ неоднородного уравнения:

$$i = i_{св} + i_{в}. \quad (5.3)$$

В теории цепей первую составляющую принято называть свободной, а вторую — вынужденной составляющей. Рассмотрим значение и смысл каждой составляющей, предполагая для общности цепь n -го порядка.

Свободная составляющая является решением уравнения без правой части, т. е. при отсутствии в цепи независимых источников: при удалении и коротком замыкании (разрыве) выводов источников напряжения (тока). На рис. 5.1, б показана рассматриваемая цепь в свободном режиме короткого замыкания входа. В этом режиме цепь свободна от внешнего воздействия и предоставлена самой себе, так что реакция будет определяться только параметрами цепи, а также начальными условиями — появлением токов и напряжений в цепи возможно только за счет ранее запасенной энергии в индуктивностях и емкостях.

Свободная составляющая или общее решение линейного однородного уравнения ищем в виде экспоненты

$$i_{св} = Ae^{pt}. \quad (5.4)$$

При подстановке экспоненты и ее производных в линейное однородное уравнение она войдет в каждое слагаемое и сократится, останутся при коэффициентах уравнения лишь множители p^k , где k — порядок производной. Получившееся характеристическое алгебраическое уравнение степени n будет иметь n корней p_k , каждый из которых дает независимое решение. Общее решение однородного уравнения (свободная составляющая) будет равно сумме или наложению всех этих решений:

$$i_{св} = \sum_{k=1}^n A_k e^{p_k t}. \quad (5.5)$$

Здесь A_k являются произвольными постоянными интегрирования, которые определяются из условия удовлетворения начальным значениям переменной и ее $n-1$ первых производных. Корни p_k в общем случае будут комплексными сопряженными, каждая пара которых дает слагаемое реакции в виде затухающей по экспоненте синусоидальной функции. В предельных частных случаях корни могут принимать сопряженные мнимые значения, дающие незатуха-

ющие синусоидальные слагаемые или отрицательные вещественные значения, дающие затухающие по экспоненте слагаемые.

Корни характеристического уравнения называют также *частотами собственных колебаний*, а соответствующую им свободную составляющую — *собственными колебаниями*. Для рассматриваемого уравнения (5.1) однородное уравнение и соответствующее ему характеристическое уравнение имеют первый порядок:

$$L \frac{di_{cb}}{dt} + Ri_{cb} = 0; \quad Lp + R = 0.$$

Единственный вещественный корень

$$p_1 = -R/L = -1/\tau, \quad (5.6)$$

где $\tau = L/R$ — постоянная времени контура дает свободную составляющую в виде одной экспоненты

$$i_{cb} = Ae^{p_1 t} = Ae^{-Rt/L} = Ae^{-t/\tau}. \quad (5.7)$$

Вынужденная составляющая реакции является частным решением неоднородного уравнения. Вид частного решения зависит от правой части уравнения, т. е. от вида, приложенного к цепи сигнала. В общем случае сигнала произвольной формы определение частного решения связано с большими трудностями. Для простых, но важных для теории цепей форм сигналов — постоянных, изменяющихся в виде целых степеней t , синусоидальных и экспоненциальных сигналов, а также их линейных комбинаций вид частного решения получается подобным виду правой части уравнения цепи. Процесс нахождения частного решения сводится к подстановке в уравнение принятой функции с неизвестными коэффициентами или параметрами, которые определяются из приравнивания левой и правой частей уравнения. В общем случае отыскание частных решений в t -области по указанному способу неопределенных коэффициентов получается очень громоздким. Лишь в случае простейшего постоянного сигнала частное решение вычисляется просто. При подстановке в уравнение вынужденной составляющей в виде постоянной величины, которая в данном случае, так же как и в случае периодических решений, называется *установившейся* составляющей, все производные обращаются в нуль, в левой и правой частях уравнений остаются постоянные величины. Из этих равенств определяются установившиеся составляющие. При этом начальные условия $u_c(0)$, $i_L(0)$ не влияют на величину установившейся реакции. В связи с этим при определении решений уравнений в этой главе принимается действие на цепь постоянных напряжений и токов. В гл. 6 будет показано, что знания реакции на действие постоянного сигнала достаточно, чтобы найти реакцию на действие сигнала любой формы с помощью принципа наложения.

Возвращаясь к уравнению (5.1) рассматриваемого контура, принимаем действие источника постоянного напряжения $u_0(t) = U$,

$i_b = i_y$, так что неоднородное уравнение

$$L \frac{di_y}{dt} + Ri_y = U. \quad (5.8)$$

Положив в уравнение $i_y = I$ и приравняв производную нулю, получаем

$$i_y = I = U/R. \quad (5.9)$$

В установившемся режиме постоянного тока напряжение на индуктивности равно нулю. Индуктивность можно представить коротким замыканием, так что получается резистивная цепь, ток в которой определяется выражением (5.9).

Искомый результирующий ток в контуре равен сумме (5.7) и (5.9):

$$i = i_{cb} + i_y = Ae^{-t/\tau} + U/R \quad (t > 0). \quad (5.10)$$

Постоянную интегрирования находим из условия получения при $t = 0$ заданного начального тока: $i(0) = i_{cb}(0) + i_b(0) = A + U/R$.

Отсюда начальное значение свободной составляющей получается равным разности между заданным начальным током и значением вынужденной составляющей при $t = 0$:

$$i_{cb}(0) = i(0) - i_b(0) = A = I_0 - U/R. \quad (5.11)$$

Подставив в (5.10) найденное значение постоянной интегрирования, имеем

$$i = U/R + (I_0 - U/R)e^{-t/\tau} \quad (t > 0). \quad (5.12)$$

Здесь первое слагаемое является установившейся реакцией, а второе — свободной составляющей, которая зависит от начального тока и установившейся реакции. На рис. 5.1, *a* изображен график свободной составляющей, которая затухает по экспоненте от начального значения A до нуля. При $t = \tau$ значение тока равно A/e , так что постоянная времени численно равна промежутку времени, в течение которого экспоненциальная функция уменьшается в e раз. При $t = 2\tau$ и $t = 3\tau$ экспонента уменьшается до $e^{-2} \approx 0,135$ и $e^{-3} \approx 0,05$ начального значения. Постоянная времени, определяющая быстроту спада свободной составляющей, для рассматриваемого контура тем больше, чем больше индуктивность, в которой запасается энергия, и чем меньше сопротивление, в котором энергия рассеивается.

Добавив к кривой свободного тока график установившейся реакции, получим результирующий ток (рис. 5.2, *a*). Данный график относится к случаю, когда начальный ток превышает установившуюся составляющую: $I_0 > i_y$ — здесь ток спадает. При $I_0 < i_y$ получим кривую тока (рис. 5.2, *b*), нарастающую от I_0 до i_y . При $I_0 = i_y$ (нет разности между начальным и установившимся токами) свободной составляющей не будет. Из графиков рис. 5.2 наглядно видна роль свободной составляющей, устраняющей возможный при $I_0 \neq i_y$ скачок тока в индуктивности и обеспечивающей

плавный переход тока от начального к установившемуся току. После своего появления с амплитудой, равной $I_0 - i_y$, она затухает со скоростью, определяемой только параметрами самой цепи. Из роли свободной составляющей следует способ качественного построения кривой реакции в цепях первого порядка без решения уравнения: достаточно нанести две предельные точки графика при $t = 0$ — начальное значение реакции I_0 и при $t = \infty$ — установившееся значение i_y ; затем обе точки соединить дугой экспоненты с постоянной времени $\tau = L/R$.

Перепишем (5.12), выделив слагаемые, зависящие от I_0 и U :

$$i = I_0 e^{-t/\tau} + \frac{U}{R} (1 - e^{-t/\tau}). \quad (5.13)$$

Здесь первая составляющая (см. рис. 5.1, в), называемая *реакцией при нулевом внешнем сигнале*, определяется начальным условием и не зависит от внешнего сигнала, а вторая (рис. 5.2, в), называемая *реакцией при нулевом начальном состоянии*, определяется внешним воздействием и не зависит от начального состояния. Результирующую реакцию в линейной цепи можно представить как наложение реакции при нулевом воздействии и реакции при нулевом начальном состоянии.

После рассмотрения процессов в RL -контуре и общих положений, относящихся к любым линейным цепям, можно перейти к другим двухэлементным цепям.

Для последовательного RC -контюра (рис. 5.3, а), для которого независимое начальное условие задается напряжением на емкости $u_C(0) = U_0$, уравнение равновесия напряжений в предположении подключения к источнику постоянного напряжения

$$u_R + u_C = U \quad (t > 0).$$

Замена напряжений элементов через общий контурный ток дает

$$Ri + \frac{1}{C} \int idt = U \quad (t > 0). \quad (5.14)$$

Решение этого линейного интегрального уравнения (искомый ток под знаком интеграла) должно удовлетворять начальному условию при $t = 0 +$: $i(0+) = I_0$. Но значение этого зависимого начального условия неизвестно, оно должно быть найдено из уравнения цепи по заданному независимому начальному условию. Из (5.14) при $t = 0 +$ имеем:

$$RI_0 + U_0 = U; \quad I_0 = (U - U_0)/R. \quad (5.15)$$

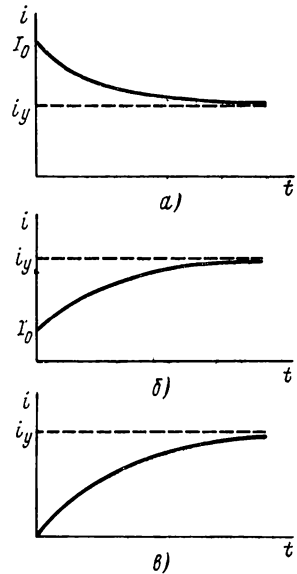


Рис. 5.2

Для однородного уравнения, соответствующего схеме рис. 5.3, б с короткозамкнутыми выводами входа, $Ri_{св} + \frac{1}{C} \int i_{св} dt = 0$, характеристическое уравнение $RCp + 1 = 0$ имеет один вещественный отрицательный корень

$$p = p_1 = -1/RC = -1/\tau, \quad (5.16)$$

где $\tau = RC$ — постоянная времени контура.

Свободная составляющая состоит из экспоненты, а установившаяся составляющая в контуре с последовательной емкостью, очевидно, равна нулю, так что ток контура

$$i = i_{св} = Ae^{-t/\tau} = \frac{U - U_0}{R} e^{-t/\tau}, \quad (5.17)$$

где $A = (U - U_0)/R$ — значение постоянной интегрирования, удовлетворяющее начальному условию (5.15).

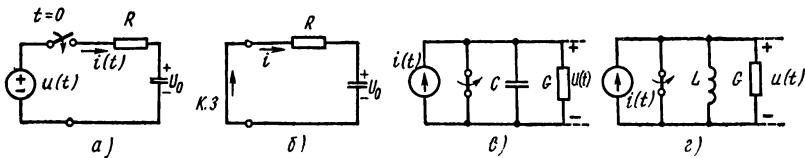


Рис. 5.3

На рассмотренном примере можно убедиться в неудобстве выбора в качестве переменной контурного тока: независимое начальное условие задано в виде непрерывного напряжения на емкости, а переменной является контурный ток, совпадающий с током в емкости, начальное значение которого не задано и может в момент коммутации испытывать скачки. Это обстоятельство требует дополнительного вычисления независимого начального условия. Поэтому в качестве естественной переменной лучше выбирать не контурный ток, а напряжение на емкости (так же как ток в индуктивности в рассмотренном случае RL -контура). Уравнение для напряжения на емкости легко получить из (5.14) подстановкой $i = \dot{u}_C = C du_C/dt$, которая приводит к дифференциальному уравнению

$$RC \frac{du_C}{dt} + u_C = U, \quad u_C(0) = U_0 \quad (i > 0). \quad (5.18)$$

Корни характеристического уравнения совпадают с (5.16), так как цепь та же. Установившееся напряжение на емкости, как следует из (5.18), $u_{Cу} = U$. Поэтому $u_C = U + A_1 e^{-t/\tau}$.

Постоянная интегрирования при $t = 0$ $A_1 = U_0 - U$, а напряжение на емкости

$$u_C = U + (U_0 - U) e^{-t/\tau}; \quad u_C = U_0 e^{-t/\tau} + U(1 - e^{-t/\tau}). \quad (5.19)$$

Первое выражение означает представление решения в виде суммы установившейся и свободной составляющих; роль последней

заключается в устранении возможного скачка напряжения на емкости, если разность между начальным и установившимся значениями $U_0 - U \neq 0$. Исходя из сказанного, график изменения напряжения на емкости можно построить качественно по значениям при $t=0$ ($u_C = U_0$) и при $t = \infty$ ($u_C = U$) — достаточно точки, соответствующие начальному и конечному значениям, соединить дугой эквивалентной с $\tau = RC$, как это было сделано для тока в RL -контуре. Поэтому графики u_C будут аналогичны графикам рис. 5.2; при $U > U_0$ имеет место подзаряд емкости (нарастание напряжения), а при $U < U_0$ — частичный разряд емкости, т. е. спад ее напряжения до напряжения источника.

Второе выражение в (5.19) означает запись решения в виде наложения реакции на нулевое внешнее воздействие ($U = 0$), зависящее от начального условия, и реакции на нулевое начальное состояние ($U_0 = 0$), зависящее только от внешнего сигнала.

Параллельные RC - и RL -цепи (рис. 5.3, в, г), подключаемые к источникам постоянного тока I , дуальны рассмотренным последовательным RL - и RC -контуром, поэтому все результаты можно получить на дуальной основе. Каждая из параллельных цепей имеет один независимый узел и в качестве переменной можно выбрать напряжение этого узла, совпадающее с напряжением всех элементов. Для RC -цепи переменная (узловое напряжение) соответствует заданию начального условия в виде напряжения $u_C(0) = U_0$ на емкости. В случае же RL -контур — переменная, равная напряжению на индуктивности, не соответствует заданию начального условия в виде тока $i_L(0) = I_0$ индуктивности — здесь необходимо определять зависимое начальное условие $u_L(0+)$. Поэтому для RL -контур удобнее принять за переменную не узловое напряжение, а ток в индуктивности. Напряжение на ней можно найти дифференцированием тока.

Установим процесс изменения напряжения на емкости в RC -цепи и тока в индуктивности в RL -цепи на основе представлений о роли свободной составляющей, используя условия непрерывности выбранных переменных.

Для параллельной RC -цепи напряжение на емкости при $t=0$ $u_C(0) = U_0$, а при $t = \infty$ емкость в режиме постоянного тока представляет разрыв и напряжение на ней $u_{Cy} = RI$, так как весь ток источника замыкается через резистивный элемент. Свободная составляющая должна обеспечить плавный переход напряжения между этими точками по экспоненте. Следовательно, напряжение на емкости, равное сумме свободной и установившейся составляющих, выразится так:

$$u_C = (U_0 - RI) e^{-t/\tau} + RI \quad (t > 0). \quad (5.20)$$

Свободному режиму соответствует разрыв вывода входа (рис. 5.3, в); при этом получается последовательный контур из емкости и резистивного элемента с постоянной времени $\tau = RC$.

Рассуждая аналогичным образом, для параллельной RL -цепи получим: в индуктивности начальный ток $i_L(0) = I_0$, а конечный

ток равен току источника I , который замыкается через индуктивность, представляющую в режиме постоянного тока короткое замыкание. Следовательно, ток в индуктивности

$$i_L = (I_0 - I) e^{-t/\tau} + I \quad (t > 0). \quad (5.21)$$

При разрыве выводов источника (рис. 5.3, *з*), соответствующему свободному режиму, имеем последовательный RL -контур, так что постоянная времени $\tau = L/R$.

Приведенный вывод законов изменения напряжений и токов в контурах первого порядка позволяет лучше понять сущность переходных процессов при действии постоянных сигналов.

§ 5.2. РАЗВЕТВЛЕННЫЕ ЦЕПИ ПЕРВОГО ПОРЯДКА

Рассмотрим цепи, составленные из одного элемента, запасящего энергию — индуктивности или емкости, и резистивных элементов, а также источников. Подобные цепи будут описываться дифференциальными уравнениями первого порядка. Отметим общее положение: порядок дифференциального уравнения определяется

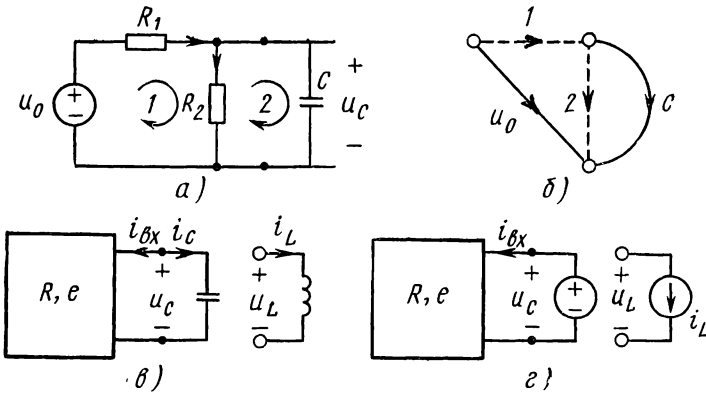


Рис. 5.4

числом индуктивностей и емкостей, в которых можно задавать произвольные независимые друг от друга начальные токи и напряжения. Действительно, решение уравнения n -го порядка содержат n произвольных постоянных интегрирования, для определения которых необходимо иметь n независимо задаваемых начальных условий.

Рассмотрим изображенную на рис. 5.4, *а* цепь из двух резистивных элементов и емкости, которая при $t=0$ подключается к источнику напряжения $u_0(t) = U$. Начальное напряжение на емкости, оставшееся от предшествующего режима, примем равным в силу его непрерывности $u_C(0^-) = u_C(0^+) = U_0$. В соответствии с методами анализа разветвленных цепей, изложенными в гл. 3, составим уравнения, используя методы: 1) контурных токов и

узловых напряжений; 2) токов и напряжений ветвей — хорд и ветвей дерева, основанные на выборе подходящего или нормального дерева графа цепи.

Уравнения контурных токов. Для конфигурации цепи рис. 5.4, а с источником напряжения удобно применить метод контурных токов. Выбрав в качестве контуров обе ячейки, имеем систему уравнений контурных токов

$$\left. \begin{aligned} u_1 + u_2 &= (R_1 + R_2) i_1^k - R_2 i_2^k = U \quad (t > 0); \\ -u_2 + u_C &= -R_2 i_1^k + R_2 i_2^k + \frac{1}{C} \int i_2^k dt = 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.22)$$

Решения уравнений должны удовлетворять начальным значениям токов, которые необходимо определить по заданному (или найденному) независимому начальному условию из уравнения цепи. Положив в (5.22) $t = 0 +$, при котором $u_C(0-) = u_C(0+) = U_0$, имеем систему из двух уравнений:

$$\left. \begin{aligned} (R_1 + R_2) i_1^k(0+) - R_2 i_2^k(0+) &= U; \\ -R_2 i_1^k(0+) + R_2 i_2^k(0+) &= -U_0. \end{aligned} \right\} \quad (5.23)$$

Решение подобных линейных уравнений для нахождения зависимых начальных условий по начальным токам в индуктивностях и напряжениям на емкостях связано с дополнительными вычислениями.

Из системы контурных уравнений (5.22) можно исключить одну из переменных и получить дифференциальное уравнение первого порядка для каждого контурного тока.

Неудобство применения системы уравнений контурных токов состоит в следующем: 1) уравнения получаются смешанными — алгебраическими и дифференциальными (или интегральными); 2) для переменных — контурных токов необходимо определять зависимые начальные условия по заданным (или найденным) независимым начальным условиям. Отмеченные недостатки присущи также дуальным системам уравнений узловых напряжений. Если же в качестве переменных принять напряжения емкостных и токи индуктивных ветвей, указанные недостатки устраняются.

Уравнение для напряжения емкостной ветви. В уравнение кроме единственной переменной, т. е. напряжения емкостной ветви, должно войти напряжение источника, поэтому в качестве ветвей нормального дерева следует принимать источники напряжения и емкостную ветвь, а хордами — обе резистивные ветви (рис. 5.4, б).

Применяя ЗНК и ЗТК к главным контурам и сечениям, получим уравнения соединений:

$$\left. \begin{aligned} \text{а) } i_C &= i_1 - i_2; & \text{б) } i_0 &= -i_1; \\ \text{в) } u_1 &= -u_C + u_0; & \text{г) } u_2 &= u_C. \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$

Уравнения элементов:

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= G_1 u_1; & i_2 &= G_2 u_2; \\ i_C &= C du_C/dt; & u_C(0) &= U_0. \end{aligned} \right\} \quad (5.25)$$

Для того чтобы получить нужное уравнение относительно напряжения емкости, за исходное принимаем уравнение а) (5.24) для тока емкости и исключаем из него с помощью остальных уравнений, а также уравнений элементов токи резистивных ветвей:

$$i_C = C \frac{du_C}{dt} = -G_2 u_2 + G_1 u_1 = -(G_1 + G_2) u_C + G_1 U_0.$$

Разделив обе части на C , получим искомое уравнение первого порядка для напряжения на емкости:

$$\frac{du_C}{dt} = -\frac{G_1 + G_2}{C} u_C + \frac{G_1}{C} U, \quad u_C(0) = U_0 \quad (t > 0). \quad (5.26)$$

В левой части уравнения имеем производную от искомой переменной, а в правой — переменную и напряжение источника, которые входят линейно.

Уравнению (5.26), выражающему ток в емкости в зависимости от напряжений u_C и U , соответствует схема рис. 5.4, в с выделенной емкостью и резистивной подцепью, включающей также источник, и изображенной в виде прямоугольника. Напряжение на входе резистивной подцепи равно напряжению на емкости, а ток входа подцепи равен по величине, но обратен по знаку току емкости. При указанном разбиении цепи на две подцепи — резистивную и подцепь из емкости — уравнение (5.26) можно рассматривать как выражение реакции — входного тока резистивной подцепи — i_C в зависимости от напряжения u_C на выводах входа.

Согласно теореме замещения (см. § 2.1) емкость можно заменить источником напряжения с напряжением u_C (рис. 5.4, г). Как видим, уравнение цепи первого порядка относительно напряжения емкости можно получать из рассмотрения только резистивной подцепи, заменяя емкость источником напряжения. Для схемы рис. 5.4, а входной ток резистивной подцепи со стороны выводов емкости с напряжением u_C

$$i_{вх}^R = -i_C = -G_1(U - u_C) + G_2 u_C = (G_1 + G_2) u_C - G_1 U,$$

что с точностью до множителя C соответствует правой части (5.26).

Рассмотрим цепь первого порядка с индуктивностью. На рис. 5.5, а дана цепь из трех резистивных элементов и индуктивности, подключенная к источнику постоянного напряжения U . Переходный процесс в цепи вызывается включением при $t=0$ ключа, шунтирующего элемент R_3 . Заданные численно значения элементов и источника (Om , $Gн$, B) указаны на схеме. Поскольку начальный ток в индуктивности не задан, его необходимо определить из рассмотрения предшествующего режима. Приняв режим

при $t=0$ — установившимся, получим схему (рис. 5.5, б) с короткозамкнутой индуктивностью, в которой имеем $i_L(0) = 1$ А. Если бы потребовалось знание начальных токов в резистивных ветвях, то следовало рассмотреть режим в момент $t=0+$ с заменой индуктивности источником постоянного тока $I_0 = 1$ А, при котором $i_1(0+) = 2$ А; $i_2(0+) = 1$ А.

Расчетная схема цепи при $t > 0$ приведена на рис. 5.5, в. Составим уравнение для тока в индуктивности, начальный ток которой $I_0 = 1$ А. Для того чтобы в уравнение вошла только эта переменная, а также напряжение источника, в качестве ветвей

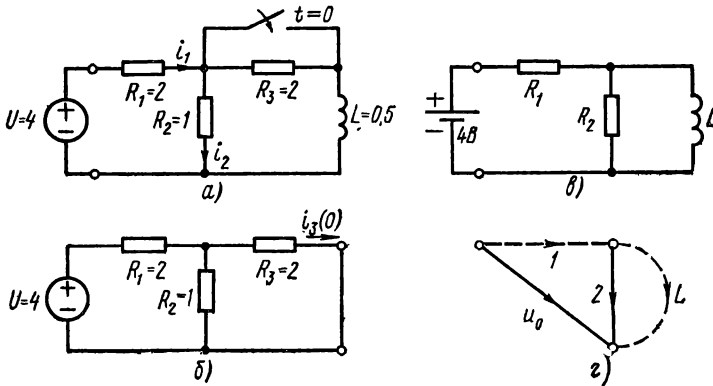


Рис. 5.5

дерева приняты источник напряжения и одна из резистивных ветвей, а в качестве одной из хорд — индуктивность (рис. 5.5, г). Уравнения соединений, полученные применением ЗТК и ЗНК к главным сечениям и контурам, следующие:

$$\left. \begin{array}{l} \text{а) } u_L = u_2; \quad \text{б) } u_1 = -u_2 + u_0; \\ \text{в) } i_2 = -i_L + i_1; \quad \text{г) } i_0 = -i_1. \end{array} \right\} \quad (5.27)$$

Уравнения элементов:

$$\left. \begin{array}{l} i_1 = G_1 u_1 = 0,5 u_1; \quad u_2 = R_2 i_2 = i_2; \\ u_L = L \frac{di_L}{dt} = 0,5 \frac{di_L}{dt}; \quad i_L(0) = I_0. \end{array} \right\} \quad (5.28)$$

За исходное принимаем уравнение а) (5.27). Для исключения напряжения u_2 находим его значение из выражений б), в) (5.27) с учетом уравнений элементов $u_2 = -\frac{2}{3} i_L + \frac{1}{3} u_0$. Следовательно, искомое уравнение для тока в индуктивности

$$\frac{di_L}{dt} = -\frac{4}{3} i_L + \frac{2}{3} U. \quad (5.29)$$

Уравнение снова представлено в разрешенном относительно производной виде; в правую часть его входят переменная i_L и

напряжение источника. Уравнению (5.29), выражающему напряжение на индуктивности в зависимости от тока в ней, а также напряжения источника, соответствует схема рис. 5.4, *в* с выделенной индуктивностью и резистивной подцепью с источником. Ток на входе резистивной подцепи равен току в индуктивности, а напряжение входа подцепи равно по величине, но обратно по знаку напряжению на индуктивности. В соответствии с этой схемой уравнение (5.29) можно принимать за выражение реакции — входного напряжения резистивной подцепи — u_L в зависимости от тока i_L в выводах входа. Со стороны входа резистивной подцепи, напряжение которого нас интересует, индуктивность можно заменить источником тока с током i_L (см. рис. 5.4, *г*). Отсюда следует вывод: уравнение цепи первого порядка относительно тока индуктивности можно составлять из рассмотрения только резистивной подцепи, заменив индуктивность источником тока. Для схемы рис. 5.4, *г* входное напряжение резистивной подцепи со стороны выводов индуктивности с током i_L

$$u_{вх}^R = -u_L = -\left(\frac{2}{3} i_L - \frac{1}{3} U\right),$$

что совпадает с точностью до множителя L с правой частью (5.29).

Очень важное для анализа цепей первого порядка следствие составления уравнений относительно тока в индуктивности и напряжения на емкости состоит в том, что всю резистивную подцепь по отношению к выводам указанных реактивных элементов можно по теореме об эквивалентном источнике *заменить источником напряжения с последовательным сопротивлением R_0 или источником тока с параллельной проводимостью G_0* . При этом резистивная подцепь может иметь любое число ветвей и источников.

Резистивная подцепь для схем рис. 5.4, *в*, *г* одинакова. По отношению к выводам L или C элементов резистивную подцепь можно заменить эквивалентным источником напряжения (см. рис. 3.12, *б*), напряжение и внутреннее сопротивление которого равны:

$$u_0 = \frac{R_2 u_0}{R_1 + R_2}; \quad R_0 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, \quad (5.30)$$

или эквивалентным источником тока (см. рис. 3.12, *в*), ток и внутренняя проводимость которого равны:

$$i_0 = u_0 / R_1; \quad G_0 = \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2}. \quad (5.31)$$

Таким образом, независимо от конфигурации резистивной подцепи при определении тока в индуктивности или напряжения на емкости цепи первого порядка достаточно рассмотреть простейшие последовательные или параллельные RL - и RC -контуры, подробно разобранные в § 5.1.

После определения токов в индуктивностях и напряжений емкостей следует найти реакции в ветвях резистивной подцепи. Для этого необходимо использовать схемы (см. рис. 5.4, *з*), в которых индуктивности заменены источниками тока, а емкости — источниками напряжения. Теперь токи и напряжения источников являются известными функциями времени. Поэтому на последней стадии расчетов имеем дело с задачей анализа линейной резистивной цепи. Как было показано ранее, задача анализа линейной резистивной цепи имеет единственное решение. Отсюда можно сделать вывод о том, что достаточно знать токи индуктивностей и напряжения емкостей динамической цепи, чтобы найти реакции всех ее ветвей.

Следовательно, *токи индуктивностей и напряжения емкостей представляют систему наименьшего числа переменных, полностью определяющих поведение цепи при заданных начальных условиях и внешних воздействиях и называемых переменными состоянием*. Начальные значения этих переменных называют начальным состоянием.

§ 5.3. ЦЕПЬ ВТОРОГО ПОРЯДКА — КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР

Рассмотрим цепь (см. рис. 1.12, *а*), составленную из последовательного соединения резистивного элемента, индуктивности и емкости, подключаемую в момент $t = 0$ к источнику постоянного напряжения. В качестве независимых начальных условий должны быть заданы: $i_L(0)$, $u_C(0)$.

Согласно (1.30) уравнение цепи

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int idt = U \quad (t > 0). \quad (5.32)$$

В это линейное интегро-дифференциальное уравнение неизвестный ток входит не только под знаком производной, но и интеграла. Избавиться от интеграла и получить дифференциальное уравнение второго порядка можно дифференцированием уравнения или переходом к новой переменной — заряду q . В последнем случае

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = U \quad (t > 0). \quad (5.33)$$

Решение (5.32) ищем, как обычно, в виде суммы свободной и вынужденной составляющих.

Вынужденная или установившаяся составляющая тока в цепи при действии постоянного напряжения, очевидно, равна нулю, поскольку в цепи имеется последовательная емкость. Этот же вывод следует из рассмотрения (5.32) — при конечной правой части частное решение в виде постоянной величины при $t \rightarrow \infty$ должно обращаться в нуль.

Установившееся значение заряда согласно (5.33) равно произведению емкости и величины приложенного постоянного напря-

жения. Следовательно,

$$i_y = 0; \quad q_y = CU; \quad u_{cy} = U. \quad (5.34)$$

Свободная составляющая является общим решением уравнения (5.32) при нулевой правой части (короткозамкнутом входе), которое после дифференцирования имеет вид

$$L \frac{d^2 i_{cb}}{dt^2} + R \frac{di_{cb}}{dt} + \frac{i_{cb}}{C} = 0.$$

Соответствующее характеристическое уравнение

$$p^2 + \frac{R}{L} p + \frac{1}{LC} = p^2 + 2\alpha p + \omega_0^2 = 0,$$

где $\alpha = R/2L$ — коэффициент затухания; $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ — угловая резонансная частота контура.

Оба параметра, определяющие характеристический полином, измеряются в c^{-1} . Характеристическое уравнение имеет два корня, а контур — две частоты собственных колебаний

$$p_{1,2} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}. \quad (5.35)$$

Вид корней или частот собственных колебаний зависит от отношения

$$\frac{\alpha}{\omega_0} = R/2\sqrt{L/C} = R/2\rho = 1/2Q, \quad (5.36)$$

где $\rho = \sqrt{L/C}$ — характеристическое сопротивление контура; $Q = \rho/R$ — добротность контура, равная отношению характеристического сопротивления к сопротивлению резистивного элемента; в обычно применяемых контурах величина $Q = 50 \div 300$.

Через введенные параметры корни (5.35) можно представить в виде

$$\begin{aligned} p_{1,2} &= \omega_0 (-1/2Q \pm \sqrt{(1/2Q)^2 - 1}) = \\ &= \omega_0 (-1/2Q \pm j\sqrt{1 - (1/2Q)^2}). \end{aligned} \quad (5.37)$$

При изменении добротности в пределах $\infty \geq Q \geq 0$ возможны следующие виды корней:

1) $Q = \infty$; $\alpha = 0$; $R = 0$ — корни мнимые сопряженные; свободная составляющая имеет вид гармонических колебаний;

2) $Q > 1/2$; $\alpha < \omega_0$; $R < 2\rho$ — корни комплексные сопряженные с отрицательной вещественной частью; свободная составляющая имеет вид затухающих колебаний;

3) $Q = 1/2$; $\alpha = \omega_0$; $R = 2\rho$ — корни вещественные отрицательные, равные — получается так называемый критический режим;

4) $Q < 1/2$; $\alpha > \omega_0$; $R > 2\rho$ — корни вещественные отрицательные, режим аperiodический.

Для наглядности корни характеристического уравнения, которые в общем случае могут принимать комплексные значения,

удобно изображать точками на комплексной плоскости, называемой плоскостью комплексной частоты $s = \sigma + j\omega$, с вещественной осью σ и мнимой осью $j\omega$. На рис. 5.6 показано расположение частот собственных колебаний на плоскости s для перечисленных четырех видов корней. Принято постоянное нормированное значение $\omega_0 = 1/\sqrt{LC} = 1$, при котором положение корней полностью определяется добротностью. При $Q > 0,5$ комплексные корни располагаются на полуокружности единичного радиуса симметрично относительно вещественной оси, занимая крайние положения $\pm j$ ($Q = \infty$) — на мнимой оси и -1 ($Q = 0,5$ — два совпавших корня) — на вещественной оси. Как видно из рисунка, добротность обратна удвоенному значению вещественной части комплексного корня (при $\omega_0 = 1$). При $Q < 0,5$ два вещественных корня располагаются на вещественной отрицательной полуоси слева и справа от точки -1 ; при $Q \rightarrow 0$ $p_1 \rightarrow 0$, $p_2 \rightarrow -\infty$.

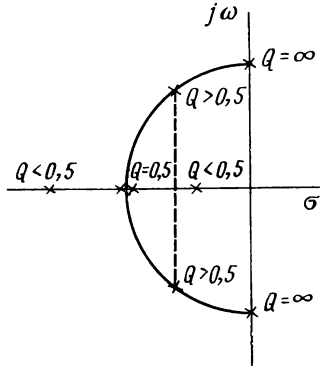


Рис. 5.6

Каждый из корней дает независимое решение, поэтому свободная составляющая тока в цепи

$$i_{св} = A_1 e^{p_1 t} + A_2 e^{p_2 t}, \quad (5.38)$$

где A_1 , A_2 — произвольные постоянные интегрирования.

Для определения двух постоянных из начальных условий необходимо иметь выражение производной или интеграла от (5.38). Запишем выражение для свободной составляющей напряжения на емкости, которая пропорциональна свободной составляющей заряда, т. е. интегралу

$$u_{св} = \frac{1}{C} \int i_{св} dt = \frac{A_1}{C p_1} e^{p_1 t} + \frac{A_2}{C p_2} e^{p_2 t}. \quad (5.39)$$

Просуммировав свободную и установившуюся составляющие (5.38), (5.39) и (5.34), получаем выражения для тока и напряжения на емкости при действии на цепь постоянного напряжения:

$$\begin{aligned} i &= A_1 e^{p_1 t} + A_2 e^{p_2 t}; \\ u_C &= \frac{A_1}{C p_1} e^{p_1 t} + \frac{A_2}{C p_2} e^{p_2 t} + U. \end{aligned} \quad (5.40)$$

Примем следующие начальные условия в цепи:

$$i_L(0) = 0; \quad u_C(0) = U_0. \quad (5.41)$$

Из условий при $t = 0$ имеем:

$$A_1 + A_2 = 0; \quad \frac{A_1}{C p_1} + \frac{A_2}{C p_2} = U_0 - U.$$

Решение этих уравнений дает

$$A_1 = -A_2 = C(U - U_0) \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 - \rho_2}. \quad (5.42)$$

Значения постоянных интегрирования существенно зависят от вида корней характеристического уравнения, определяющих различные режимы в контуре.

Колебательный режим. Рассмотрим сначала решение уравнений для наиболее важного случая высокодобротных контуров с комплексными частотами собственных колебаний. Представив корни (5.35) в виде

$$\rho_{1,2} = -\alpha \pm j\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} = -\alpha \pm j\omega_d, \quad (5.43)$$

где $\omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$, $\omega_0^2 = \alpha^2 + \omega_d^2$,
имеем: $\rho_1 - \rho_2 = j2\omega_d$; $\rho_1 \rho_2 = \omega_0^2$.

Постоянные интегрирования (5.42) оказываются сопряженными мнимыми

$$A_1 = -A_2 = C(U - U_0) \frac{\omega_0^2}{j2\omega_d} = \frac{U - U_0}{\rho} \cdot \frac{\omega_0}{j2\omega_d}. \quad (5.44)$$

Ток в контуре (5.40) при учете (5.44) и (5.43)

$$i = \frac{U - U_0}{\rho} \cdot \frac{\omega_0}{2j\omega_d} e^{-\alpha t} (e^{j\omega_d t} - e^{-j\omega_d t}).$$

Используя формулу Эйлера, имеем

$$i = \frac{U - U_0}{\rho} \cdot \frac{\omega_0}{\omega_d} e^{-\alpha t} \sin \omega_d t. \quad (5.45)$$

Аналогичным образом для напряжения на емкости из (5.40) найдем

$$u_C = U - (U - U_0) e^{-\alpha t} \left(\cos \omega_d t + \frac{\alpha}{\omega_d} \sin \omega_d t \right). \quad (5.46)$$

Рассмотрим выражение тока контура (5.45). В колебательном режиме ток (рис. 5.7, а) изменяется по закону экспоненциально затухающей синусоидальной функции. Запишем угловую частоту колебаний при учете (5.36) и (5.42)

$$\omega_d = 2\pi/T = \omega_0 \sqrt{1 - (1/2Q)^2}, \quad (5.47)$$

где T — период колебаний, равный наименьшему интервалу времени повторения периодической функции.

При наличии потерь (конечной добротности) частота колебаний тока меньше резонансной частоты, которая равна частоте колебаний контура без потерь (с бесконечной добротностью). При $Q \geq 5$ угловая частота колебаний отличается от резонансной не более чем на 0,5%, а при $Q \geq 50$ — на 0,005%, т. е. весьма незначительно.

Затухание тока определяется множителем — экспонентой. Относительное затухание колебаний характеризуется так назы-

ваемым декрементом затухания, представляющим отношение мгновенных значений тока через один период:

$$\Delta = \frac{e^{-\alpha t} \sin \omega_d t}{e^{-\alpha (t+T)} \sin \omega_d (t+T)} = e^{\alpha T}. \quad (5.48)$$

Декремент затухания не зависит от времени, так что отношение соседних амплитуд в любом месте кривой тока имеет одно и то же значение. Натуральный логарифм декремента затухания называется логарифмическим декрементом:

$$\ln \Delta = \alpha T = 2\pi\alpha/\omega_d. \quad (5.49)$$

Логарифмический декремент затухания для цепей с небольшим затуханием, когда $\omega_d \approx \omega_0$, при учете (5.36) можно приближенно представить как

$$\ln \Delta \approx \frac{2\pi\alpha}{\omega_0} = \frac{\pi}{Q}. \quad (5.50)$$

Чем выше добротность, тем меньше декремент затухания. За время $t = \nu T = 1/\alpha$ экспоненциальный множитель затухает в e раз. Следовательно, при учете (5.50) число периодов, за которое амплитуда колебаний уменьшается в e раз, $\nu = Q/\pi$.

Все сказанное о частоте и затухании свободной составляющей тока относится также к свободной составляющей напряжения на емкости.

Наибольшая амплитуда тока пропорциональна разности между напряжением источника и начальным напряжением емкости и обратно пропорциональна величине характеристического сопротивления. При $U = U_0$ тока в контуре, а также свободной составляющей напряжения не будет.

Выражение (5.45) тока можно рассматривать как наложение составляющих тока при нулевом начальном условии ($U_0 = 0$) и нулевом внешнем воздействии ($U = 0$). Вторая составляющая является током разряда емкости с начальным напряжением U_0 в контуре с короткозамкнутыми выводами входа, который при положительной полярности начального напряжения направлен встречно положительному направлению тока.

Выражение (5.46) напряжения на емкости также можно рассматривать как наложение составляющих при нулевом начальном условии ($U_0 = 0$) и нулевом внешнем сигнале ($U = 0$). На рис. 5.8, а дана кривая напряжения на емкости при нулевом начальном условии; по мере затухания свободной составляющей напряжение стремится к установившемуся постоянному значению, равному напряжению источника.

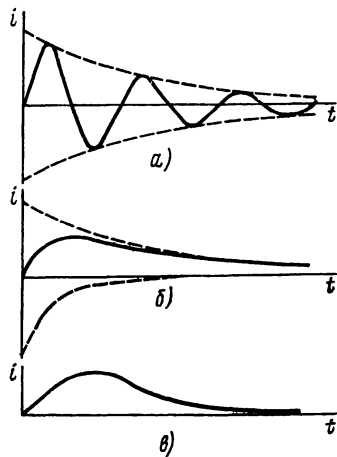


Рис. 5.7

Процессы в контуре без потерь. При отсутствии потерь и бесконечной добротности контура свободная составляющая реакций не затухает. Ток и напряжение на емкости получим, положив в (5.45) и (5.46) $\alpha = 0$ и $\omega_d = \omega_0$:

$$i = \frac{U - U_0}{\rho} \sin \omega_0 t;$$

$$u_c = U - (U - U_0) \cos \omega_0 t = U(1 - \cos \omega_0 t) + U_0 \cos \omega_0 t. \quad (5.51)$$

На рис. 5.8, б показана кривая незатухающего напряжения на емкости при нулевом начальном условии.

При нулевом внешнем воздействии, т. е. при короткозамкнутом входе и действии в контуре начального напряжения на емкости, что соответствует разряду заряженной емкости на индуктивный элемент, имеем:

$$i = -\frac{U_0}{\rho} \sin \omega_0 t; \quad u_c = U_0 \cos \omega_0 t. \quad (5.52)$$

Амплитудные значения энергии в индуктивности и емкости получаются одинаковыми:

$$\omega_L = \frac{Li^2}{2} = \frac{LU_0^2}{2\rho^2} \sin^2 \omega_0 t = \frac{CU_0^2}{2} \sin^2 \omega_0 t;$$

$$\omega_C = \frac{CU_0^2}{2} \cos^2 \omega_0 t, \quad (5.53)$$

а их сумма остается неизменной во времени и равной начальной энергии, запасенной в емкости:

$$\omega_L + \omega_C = CU_0^2/2.$$

Таким образом, с энергетической точки зрения процесс собственных колебаний в контуре без потерь состоит в периодическом обмене энергии между емкостью и индуктивностью. В моменты максимума напряжения на емкости ток в контуре равен нулю (вся энергия запасена в емкости), а в моменты максимума тока в контуре напряжение на емкости равно нулю (вся энергия запасена в индуктивности).

Апериодический и критический режимы. Перейдем к рассмотрению апериодического режима. Чтобы сократить выкладки, перенесем решение, полученное для колебательного разряда емкости, на апериодический случай. Для этого второе слагаемое, входящее в выражение двух вещественных корней (5.35):

$$\rho_{1,2} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} = -\alpha \pm \beta,$$

свяжем с угловой частотой (5.43):

$$\omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} = j \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} = j\beta. \quad (5.54)$$

Выражение тока для апериодического разряда емкости можно получить из (5.45):

$$i = \frac{U_0}{\rho} \cdot \frac{\omega_0}{j\beta} e^{-\alpha t} \sin j\beta t = \frac{U_0}{\rho} \cdot \frac{\omega_0}{\beta} e^{-\alpha t} \operatorname{sh} \beta t = \\ = \frac{U_0}{2\rho} \cdot \frac{\omega_0}{\beta} [e^{-(\alpha-\beta)t} - e^{-(\alpha+\beta)t}]. \quad (5.55)$$

Выражение состоит из положительной медленно затухающей экспоненты с коэффициентом затухания $\alpha - \beta$, определяющей спад тока (см. рис. 5.7, б), и отрицательной быстро затухающей экспоненты с коэффициентом $\alpha + \beta$, определяющей процесс нарастания (фронт) тока. Ток получается неколебательным, он не принимает отрицательных значений, т. е. не меняет своего направления.

Критический режим можно свести к апериодическому режиму. Полагая, что при

$$\beta t = \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2} t \rightarrow 0 \quad \operatorname{sh} \beta t \rightarrow \beta t,$$

из (5.55) получаем

$$i = \frac{U_0 \omega_0}{\rho} t e^{-\alpha t}. \quad (5.56)$$

Здесь появляется характерный для случая кратных корней множитель t у экспоненты; ток также не меняет своего направления (см. рис. 5.7, в).

§ 5.4. УРАВНЕНИЯ ЦЕПИ n -ГО ПОРЯДКА

Под порядком цепи понимают наибольший порядок дифференциальных уравнений, которыми описываются ее переменные. Как указывалось в § 5.2, порядок дифференциального уравнения цепи определяется числом n индуктивностей и емкостей, в которых можно задать произвольные независимые друг от друга начальные условия: по n исходным начальным условиям можно найти n постоянных интегрирования, содержащихся в решении уравнения n -го порядка. В следующих двух случаях невозможно задать произвольные независимые начальные условия в элементах, запаасающих энергию.

1. Цепь содержит *индуктивные сечения*, состоящие только из индуктивных ветвей, а также источников тока: токи ветвей здесь зависимы, их сумма по ЗТК равна нулю. Число связей токов определяется числом n_L^c независимых индуктивных сечений в цепи.

2. Цепь содержит *емкостные контуры*, состоящие только из емкостных ветвей, а также источников напряжения. Напряжения ветвей емкостных контуров зависимы — их сумма по ЗНК равна нулю. Число таких связей определяется числом n_C^k независимых емкостных контуров цепи.

Число независимых начальных условий, определяющих порядок дифференциального уравнения цепи, получается равным

общему числу индуктивностей и емкостей цепи за вычетом чисел независимых индуктивных сечений и емкостных контуров:

$$n = n_L + n_C - (n_L^c + n_C^k).$$

Это число дает *наивысший порядок* уравнения цепи. При определенных соотношениях значений элементов возможно сокращение общих множителей левой и правой частей уравнения и понижение порядка уравнения.

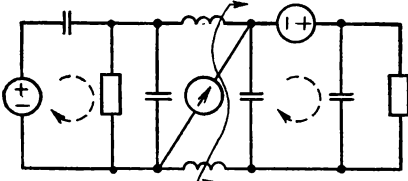


Рис. 5.9

Для установления индуктивных сечений заданной сложной цепи следует замкнуть накоротко все элементы, кроме индуктивностей и источников тока, а для установления емкостных сечений — разомкнуть все элементы, кроме емкостей и источников напряжений.

На рис. 5.9 изображена цепь, содержащая $n_L = 2$ индуктивностей и $n_C = 4$ емкостей; число индуктивных сечений и емкостных контуров (показаны на схеме) $n_L^c = 1$; $n_C^k = 2$. Следовательно, максимальный порядок уравнения цепи $n = 3$.

Следует заметить, что чисто индуктивные сечения и чисто емкостные контуры в цепи появляются вследствие идеализации и пренебрежения малыми паразитными параметрами, которые

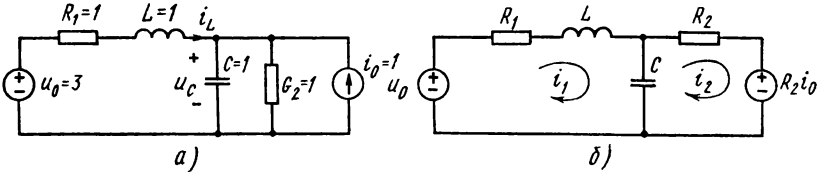


Рис. 5.10

всегда имеются в реальных устройствах. Если в емкостный контур ввести последовательно малый параметр в виде индуктивности или резистивного элемента, то контур не будет емкостным. Аналогично, если параллельно одной из ветвей индуктивного сечения ввести малый параметр в виде емкости или резистивного элемента, то сечение не будет индуктивным.

Анализ заданной цепи можно провести по контурным или узловым уравнениям и уравнениям переменных состояния.

Уравнения контурных токов. Рассмотрим цепь рис. 5.10, а с независимыми начальными условиями: $i_L(0) = I_0$ и $u_C(0) = U_0$. Преобразовав источник тока в эквивалентный источник напряжения с напряжением $R_2 i_0$, получим цепь с двумя контурами (рис. 5.10, б). Ток в общей двум контурам емкостной ветви $i_C = i_1^k - i_2^k$. Суммирование напряжений в элементах, входящих в оба

контура, дает систему контурных уравнений:

$$\begin{aligned} u_L + u_{R1} + u_C &= L \frac{di_1^k}{dt} + R_1 i_1^k + \frac{1}{C} \int i_1^k dt - \frac{1}{C} \int i_2^k dt = u_0; \\ -u_C + u_{R2} &= -\frac{1}{C} \int i_1^k dt + R_2 i_2^k + \frac{1}{C} \int i_2^k dt = -R_2 i_0. \end{aligned} \quad (5.57)$$

Система уравнений путем исключения переменных, кроме одной, может быть приведена к одному уравнению относительно выбранной переменной. Исключение переменных из системы линейных интегро-дифференциальных уравнений удобно выполнять с помощью ее алгебраизации, которая производится введением дифференциального оператора

$$p = \frac{d}{dt}; \quad p^{-1} = \int dt. \quad (5.58)$$

С помощью этого оператора выражение (5.57) преобразуется в систему алгебраических уравнений с коэффициентами — полиномами от оператора, деленными на p :

$$\begin{aligned} (Lp + R_1 + 1/Cp) i_1^k - \frac{1}{Cp} i_2^k &= a_{11} i_1^k + a_{12} i_2^k = u_0; \\ -\frac{1}{Cp} i_1^k + R_2 i_2^k + \frac{1}{Cp} i_2^k &= a_{21} i_1^k + a_{22} i_2^k = -R_2 i_0. \end{aligned} \quad (5.59)$$

Выражения коэффициентов при токах, имеющих размерности сопротивлений, называют операторными сопротивлениями. Для L -, R - и C -элементов значения операторных сопротивлений равны: pL , R и $1/pC$; обратные величины: $1/pL$, G и pC являются операторными проводимостями.

Формальное введение операторных сопротивлений и проводимостей элементов облегчает также составление уравнений, позволяя непосредственно по схеме записать матрицы параметров контурных токов и узловых напряжений по смыслу собственных и взаимных сопротивлений контуров и проводимостей узлов, которые были рассмотрены в гл. 3. Легко убедиться, что диагональные коэффициенты системы (5.59) являются собственными операторными сопротивлениями контуров 1 и 2, а операторное сопротивление емкости с отрицательным знаком — взаимным сопротивлением.

Для указанных на схеме единичных численных значений величин элементов можем записать контурные уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{1}{p} [(p^2 + p + 1) i_1^k - i_2^k] &= u_0; \\ \frac{1}{p} [-i_1^k + (p + 1) i_2^k] &= -i_0. \end{aligned} \quad (5.60)$$

Определитель системы $D(p) = p^2 + 2p + 2$.

Исключение i_2^k из (5.60) дает для тока в первом контуре $(p^2 + 2p + 2) i_1^k = (p + 1) u_0 - i_0$.

В левой части имеем характеристический полином системы. Достаточно заменить оператор знаком дифференцирования, чтобы

получить запись уравнения в обычной форме

$$\frac{d^2 i_1^k}{dt} + 2 \frac{di_1^k}{dt} + 2i_1^k = \frac{du_0}{dt} + u_0 - i_0. \quad (5.61)$$

Правая часть уравнения содержит как действующие в цепи сигналы, так и их производные.

Для решения уравнения необходимо по независимым начальным условиям найти, используя исходные уравнения, значения переменной и ее производной при $t = 0 +$. Для рассматриваемой цепи имеем: $i_1^k(0+) = I_0$ и, согласно (5.57), $L \frac{di_1^k}{dt} + RI_0 + U_0 = u_0(0+)$. Отсюда $(di_1^k(0+)/dt) = (u_0(0+) - RI_0 - U_0)/L$. Аналогично можно найти начальные условия для i_2^k .

Уравнения состояния. Полученные ранее уравнения (5.26) и (5.29) являются одномерными (скалярными уравнениями состояния).

Здесь рассмотрим уравнения состояния цепи n -го порядка, удобными и естественными переменными которых являются токи индуктивностей и напряжения емкостей. Сначала сформулируем основные этапы составления уравнений состояния цепи, не имеющей индуктивных сечений и емкостных контуров.

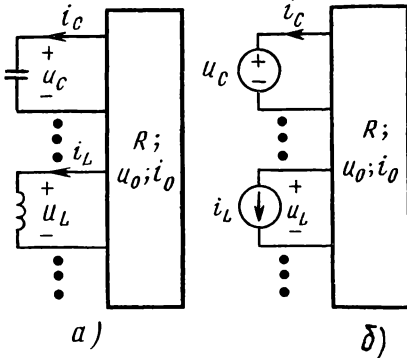


Рис. 5.11

Каждое уравнение состояния должно выражать в явном виде первые производные от переменных di_L/dt и du_C/dt , от самих переменных i_L и u_C и входных сигналов. Для того чтобы в левой части уравнений получить первые производные от переменных, которые пропорциональны напряжениям на индуктивностях и токам емкостей, необходимо с помощью законов Кирхгофа выразить последние через напряжения емкостей и токи индуктивностей, а также напряжения и токи источников.

Указанному выбору переменных соответствует разбиение цепи на две подцепи: 1) из элементов, запаасающих энергию, и 2) из резистивных элементов и приложенных к цепи источников, как это показано на рис. 5.11, а. Токи емкостей, как видим, являются входными токами (с обращением знака) тех выводов резистивной подцепи, к которым присоединены емкости, а напряжения индуктивностей — входными напряжениями (с обращением знака) тех выводов резистивной подцепи, к которым присоединены индуктивности. Замена по теореме замещения всех емкостей источниками напряжения с напряжениями u_{Ck} и всех индуктивностей — источниками тока с токами i_{Lj} дает схему (рис. 5.11, б)

в виде многополюсной цепи, содержащей R элементы и заданные источники.

Задача состоит в определении выражений входных токов источников напряжения u_{Ck} и входных напряжений источников тока i_{Lj} в зависимости от напряжений и токов всех источников. Задачу эту решают в следующем порядке.

1. Выбирают нормальное дерево, ветвями которого должны быть все источники напряжения и емкостные элементы; в качестве недостающих ветвей принимаются некоторые из резистивных элементов. Дополнением, т. е. ветвями связи,

должны быть все источники тока и индуктивности, а также резистивные ветви, не вошедшие в дерево.

2. Намечают главные сечения и главные контуры, соответствующие выбранному нормальному дереву.

3. На основе применения ЗТК к главным сечениям записывают через токи хорд: а) токи емкостных ветвей дерева и б) токи резистивных ветвей дерева.

4. На основе применения ЗНК к главным контурам записывают через напряжения ветвей дерева: напряжения резистивных хорд и индуктивных хорд (L, R_2, R_3, i_0).

5. В качестве исходных уравнений принимают уравнения п. 3 и 4 для токов емкостных хорд и напряжений индуктивных ветвей дерева. С помощью остальных уравнений п. 3 и 4, а также уравнений элементов из правых частей уравнений исключаются токи и напряжения всех резистивных ветвей; в левой части уравнений токи емкостных ветвей и напряжения индуктивных ветвей выражаются через производные напряжений и токов.

Проиллюстрируем составление уравнений состояния на примере цепи рис. 5.12, а. Выбранное нормальное дерево определяющее главные сечения и главные контуры показаны на рис. 5.12, б. Применяя ЗТК к главным сечениям, имеем для токов емкостных и резистивных ветвей дерева (C_1, C_2, R_1, u_0):

$$\left. \begin{aligned} i_{C1} &= -i_{R2} - i_L + i_0; \\ i_{C2} &= i_{R2} + i_L - i_{R3}; \end{aligned} \right\} \quad (5.62)$$

$$\left. \begin{aligned} i_{R1} &= -i_L + i_0; \\ i_0 &= i_L. \end{aligned} \right\} \quad (5.62a)$$

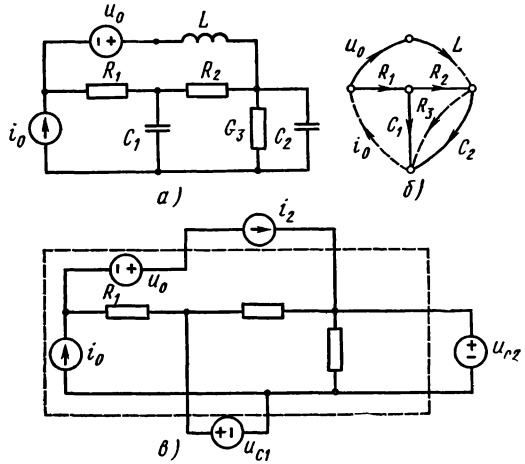


Рис. 5.12

Применение ЗНК к главным контурам дает для напряжений индуктивных и резистивных хорд:

$$\left. \begin{aligned} u_{R2} &= u_{C1} - u_{C2}; \\ u_0^J &= -u_{C1} - u_{R1}; \\ u_{R3} &= u_{C2}; \end{aligned} \right\} \quad (5.63)$$

$$u_L = u_{C1} - u_{C2} + u_{R1} - u_0. \quad (5.63a)$$

Для исключения из уравнений (5.62) токов резистивных ветвей 2 и 3 используем первое и третье уравнения (5.63), которые с учетом уравнений элементов дают: $i_{R2} = G_2 u_{R2} = G_2 u_{C1} - G_2 u_{C2}$; $i_{R3} = G_3 u_{C2}$. Поэтому

$$i_{C1} = -G_2 u_{C1} + G_2 u_{C2} - i_L + i_0;$$

$$i_{C2} = G_2 u_{C1} - (G_2 + G_3) u_{C2} + i_L.$$

Исключение из (5.63a) напряжения резистивной ветви 1 производим с помощью (5.62a):

$$u_L = u_{C1} - u_{C2} + R_1 i_{R1} = u_{C1} - u_{C2} - R_1 i_L + R_1 i_0 - u_0.$$

После подстановки в левые части полученных уравнений производных и сокращения коэффициентов получим искомые уравнения состояния, которые можно записать в следующей матричной форме:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} u_{C1} \\ u_{C2} \\ i_L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -G_2/C_1 & C_2/C_1 & -1/C_1 \\ G_2/C_2 & -(G_2 + G_3)/C_2 & 1/C_2 \\ 1/L & -1/L & -R_1/L \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} u_{C1} \\ u_{C2} \\ i_L \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1/C_1 & 0 \\ 0 & 0 \\ R_1/L & -1/L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_0 \\ u_0 \end{bmatrix}.$$

Введем векторы переменных состояния и воздействий:

$$\mathbf{x} = [x_1 \ x_2 \ x_3]^T = [u_{C1} \ u_{C2} \ i_L]^T;$$

$$\mathbf{e} = [e_1 \ e_2]^T = [i_0 \ u_0]^T.$$

Квадратную матрицу перед переменными состояния называют *матрицей параметров цепи А*, а матрицу перед воздействиями — *матрицей параметров воздействия В*. Уравнения состояния можно записать в общем виде

$$\frac{d}{dt} \mathbf{x} = \dot{\mathbf{x}} = \mathbf{Ax} + \mathbf{Be}. \quad (5.64)$$

Решение системы линейных дифференциальных уравнений состояния для приложенных к цепи при $t > t_0$ воздействиях даст значения всех переменных состояний: напряжений емкостей

и токов индуктивностей, удовлетворяющих заданным в момент $t = t_0$ начальным условиям

$$\mathbf{x}_0 = \mathbf{x}(t_0) = [\mathbf{u}_C(t_0) \quad \mathbf{i}_L(t_0)]^T.$$

Обращаясь к схеме резистивной подцепи (рис. 5.12, в), видим, что напряжения и токи всех ее источников, которыми представлены емкости и индуктивности, известны, так что имеем дело с задачей анализа линейной резистивной цепи, имеющей единственное решение для токов и напряжений всех резистивных ветвей.

Отсюда следует вывод: достаточно определить напряжения емкостей и токи индуктивностей из решений системы уравнений состояния, удовлетворяющих заданным независимым начальным условиям, чтобы найти токи и напряжения всех ветвей. Следовательно, *напряжения емкостей и токи индуктивностей действительно образуют систему переменных состояния: наименьшего числа переменных, полностью определяющих поведение цепи для сигналов, заданных при $t > t_0$, и начальных условий при $t = t_0$.*

Интересующие реакции цепи — напряжения или токи любых ее ветвей — можно выразить через переменные состояния, а также источников, используя уравнения (5.62а) и (5.63). В частности, для напряжений некоторых ветвей имеем:

$$\begin{aligned} u_{R2} &= u_{C1} - u_{C2}; \\ u_L &= u_{C1} - u_{C2} - R_1 i_L + R_1 i_0 - u_0; \\ u_0^J &= -u_{C1} + R_1 i_L - R_1 i_0. \end{aligned}$$

Введем вектор интересующих реакций

$$\mathbf{y} = [u_{R2} \quad u_L \quad u_0^J]^T$$

и матрицы

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 \\ 1 & -1 & -R_1 \\ -1 & 0 & R_1 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{D} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ R_1 & -1 \\ -R_1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Выражение вектора реакций можно записать в следующей матричной форме:

$$\mathbf{y} = \mathbf{C}\mathbf{x} + \mathbf{D}\mathbf{e}. \quad (5.65)$$

В заключение остановимся на уравнениях состояния цепей, содержащих индуктивные сечения и (или) емкостные контуры. Составим уравнения цепи, изображенной на рис. 5.13, а. Цепь имеет один емкостный контур, состоящий из двух емкостей и источника напряжения, так что порядок цепи равен двум. Принятое дерево показано на рис. 5.13, б; в качестве переменных состояния следует принять напряжение на емкости u_2 и ток индуктивности i_5 . Для главных сечений и контуров имеем:

$$\begin{aligned} i_2 &= i_4 - i_5 + i_6; & u_4 &= -u_2 + u_0; \\ i_3 &= i_5 - i_6; & u_5 &= u_2 - u_3 = -u_6. \end{aligned}$$

Взяв за основу первое и последнее уравнения и используя остальные, а также уравнения элементов, получаем:

$$\frac{du_2}{dt} = \frac{1}{C_2 + C_4} \left(-i_5 + i_0 + C_4 \frac{du_0}{dt} \right);$$

$$\frac{di_5}{dt} = \frac{1}{L} (u_2 - R_3 i_5 + R_3 i_0).$$

При наличии емкостных контуров (а также индуктивных сечений) в уравнениях состояния появляются производные от воздействий.

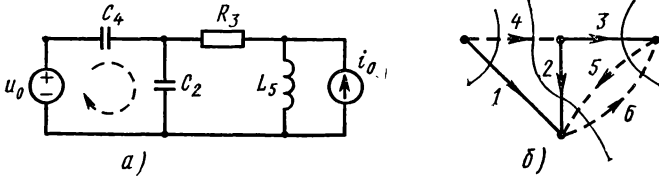


Рис. 5.13

Необходимо отметить, что выбор переменных состояния не является единственным; соответствующую линейную комбинацию напряжений емкостных и токов индуктивных элементов, которые выбирались в качестве «естественных» переменных, можно также принимать за переменные состояния. В частности, если задано уравнение n -го порядка относительно одной переменной

$$\frac{d^n x}{dt^n} + a_{n-1} \frac{d^{n-1} x}{dt^{n-1}} + \dots + a_1 \frac{dx}{dt} + a_0 x = f(t),$$

то в качестве переменных состояния x_i можно принять $x_1 = x(t)$ и $n - 1$ ее производных и записать систему уравнений состояния в следующем виде:

$$\dot{x}_1 = x_2; \quad \dot{x}_2 = x_3; \quad \dots; \quad \dot{x}_{n-1} = x_n;$$

$$\dot{x}_n = -a_0 x_1 - a_1 x_2 - \dots - a_{n-1} x_{n-1} + f(t).$$

Взяв в качестве примера уравнение второго порядка (5.33) и положив $x_1 = q$, получим уравнения состояния:

$$\frac{dx_1}{dt} = x_2;$$

$$\frac{dx_2}{dt} = -\frac{1}{LC} x_1 - \frac{R}{L} x_2 + \frac{1}{L} U.$$

Матрицы уравнений состояния:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1/LC & -R/L \end{bmatrix}; \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1/L \end{bmatrix}.$$

§ 5.5. ОБ АНАЛИТИЧЕСКОМ РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЙ ЦЕПИ

При анализе цепи с помощью контурных или узловых уравнений, последние приводятся к одному уравнению n -го порядка относительно одной из переменных. При этом используется алгоритм Гаусса последовательного исключения переменных (после введения оператора дифференцирования).

Рассмотрение свободного режима при $u_{0f} \equiv 0$ и $i_{0k} \equiv 0$, что означает короткое замыкание и размыкание выводов источников напряжения и тока, дает характеристическое уравнение n -го порядка, определение корней которого при $n > 3$ составляет главную трудность аналитического решения. Для цепи рис. 5.10, a характеристический полином (см. § 5.4) дает две комплексно-сопряженные частоты собственных колебаний: $p_{1,2} = -1 \pm j$.

Установившийся режим при действии постоянных сигналов $u_0 = U = 3$ и $i_0 = I = 1$ соответствует равенству производных нулю, что означает короткое замыкание индуктивности и разрыв емкости. Для установившегося значения тока в контуре I имеем $i_{1y}^k = 1$. Полный контурный ток

$$i_1^k = i_{1cb}^k + i_{1y}^k = A_1 e^{(-1+j)t} + A_2 e^{(-1-j)t} + 1.$$

Постоянные интегрирования можно определить из решения системы линейных уравнений, получающейся в результате приравнивания значений при $t = 0$ + переменной и ее $n - 1$ производных начальным условиям.

Рассмотрим основные этапы аналитического решения уравнений состояния. Пусть дана система из двух уравнений

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \end{bmatrix}.$$

Решение находим в виде наложения свободной в вынужденной составляющих. Общее решение для свободной составляющей, удовлетворяющей однородной системе уравнений ($e_1 \equiv 0$, $e_2 \equiv 0$)

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x_{1cb} \\ x_{2cb} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{1cb} \\ x_{2cb} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5.66)$$

ищем, полагая

$$x_{1cb} = c_1 e^{pt}; \quad x_{2cb} = c_2 e^{pt}. \quad (5.67)$$

Подстановка этих функций в (5.66) после сокращения экспонент дает однородную систему для произвольных постоянных

$$\begin{bmatrix} a_{11} - p & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} - p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5.68)$$

которая будет иметь отличное от нуля решение только при равенстве нулю определителя матрицы коэффициентов

$$\det \begin{bmatrix} a_{11} - p & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} - p \end{bmatrix} = p^2 - p(a_{11} + a_{22}) + a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}. \quad (5.69)$$

Определитель матрицы системы (5.68) является характеристическим полиномом, нули которого, называемые собственными значениями матрицы A , являются частотами собственных колебаний цепи.

Полагая корни простыми ($p_1 \neq p_2$), подставляем их значения в (5.68) для определения произвольных постоянных. Для $p = p_1$ имеем

$$\begin{bmatrix} a_{11} - p_1 & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} - p_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{11} \\ c_{21} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (5.70)$$

Так как по условию определитель равен нулю и уравнения линейно-зависимы, то система сведена к одному уравнению с двумя неизвестными. Взяв первое уравнение (5.70), получим одно из ненулевых решений: $c_{11} = 1$; $c_{21} = (-a_{11} + p_1)/a_{12}$.

Соответственно имеем систему двух функций частных решений исходной системы: $x'_{1св} = e^{p_1 t}$; $x'_{2св} = c_{21} e^{p_1 t}$.

Аналогичным образом, подставив $p = p_2$ в (5.70) и взяв также первое уравнение, получим одно из решений $c_{12} = 1$; $c_{22} = (-a_{11} + p_2)/a_{12}$, которому соответствует система из двух частных решений $x'_{1св} = e^{p_2 t}$; $x'_{2св} = c_{22} e^{p_2 t}$.

Наложение полученных независимых систем частных решений дает общее решение однородной системы (5.66)

$$\begin{bmatrix} x_{1св} \\ x_{2св} \end{bmatrix} = K_1 \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{a_{11} + p_1}{a_{12}} \end{bmatrix} e^{p_1 t} + K_2 \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{a_{11} + p_2}{a_{12}} \end{bmatrix} e^{p_2 t}, \quad (5.71)$$

где K_1, K_2 — произвольные постоянные интегрирования.

Лва вектора перед экспонентами в правой части являются *собственными векторами* характеристической матрицы системы (5.68), которые принадлежат собственным значениям p_1 и p_2 . Собственные векторы, как видно из выкладки, определяются с точностью до постоянного множителя.

Теперь найдем *установившиеся постоянные составляющие*. Положив в исходных уравнениях (5.65) производные равными нулю, имеем

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{1y} \\ x_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -b_{11}e_1 - b_{12}e_2 \\ -b_{21}e_2 - b_{22}e_2 \end{bmatrix}.$$

Решая уравнения, получим x_{1y} и x_{2y} .

Полное решение уравнений состояния равно сумме свободной и установившейся составляющих:

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = K_1 \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{a_{11} + p_1}{a_{12}} \end{bmatrix} e^{p_1 t} + K_2 \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{a_{11} + p_2}{a_{12}} \end{bmatrix} e^{p_2 t} + \begin{bmatrix} x_{1y} \\ x_{2y} \end{bmatrix}$$

Две произвольные постоянные определяются по заданным значениям $x_1(0)$ и $x_2(0)$ в момент $t = 0$.

Для цепи рис. 5.10, а можно сразу записать уравнения состояния

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_L \\ u_C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -R/L & -1/L \\ 1/C & -G_2/C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_L \\ u_C \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 1/L \\ 1/C & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_0 \\ u_0 \end{bmatrix}.$$

При единичных значениях элементов имеем:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{e} = \begin{bmatrix} 1 \\ 3 \end{bmatrix}.$$

Определитель системы совпадает с определителем (5.60)

$$\det \begin{bmatrix} -1-p & -1 \\ 1 & -1-p \end{bmatrix} = p^2 + 2p + 2.$$

Для собственных значений $p_1 = -1 + j$; $p_2 = -1 - j$ имеем собственные векторы:

$$\mathbf{d}_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}; \quad \mathbf{d}_2 = \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}.$$

Установившиеся составляющие $i_{Ly} = 1$; $u_{Cy} = 2$.

Полное общее решение уравнений состояния:

$$i_L = K_1 e^{(-1+j)t} + K_2 e^{(-1-j)t} + 1; \quad u_C = jK_1 e^{(-1+j)t} - jK_2 e^{(-1-j)t} + 2.$$

В случае уравнений состояния (5.64) цепи n -го порядка система однородных уравнений свободного режима

$$\frac{d}{dt} \mathbf{x} = \mathbf{A}\mathbf{x}. \quad (5.72)$$

Подстановка общего решения

$$\mathbf{x}_{св} = \mathbf{c}e^{p t} \quad (5.73)$$

дает однородную систему относительно вектора произвольных постоянных

$$(\mathbf{A} - p\mathbf{1})\mathbf{c} = \mathbf{0}. \quad (5.74)$$

Определение собственных значений p_k матрицы связано с решением характеристического уравнения n -й степени

$$\det [\mathbf{A} - p\mathbf{1}] = 0. \quad (5.75)$$

Для каждого значения p_k необходимо определить собственный вектор, удовлетворяющий однородной системе (5.74). При наличии кратных собственных значений выкладки усложняются.

Применение приведенного аналитического решения для получения численных результатов невыгодно при $n > 4$.

**АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ ПРИ ДЕЙСТВИИ
ПРОИЗВОЛЬНЫХ СИГНАЛОВ**

§ 6.1. СТУПЕНЧАТАЯ И ИМПУЛЬСНАЯ ФУНКЦИИ

В главе 5 принималось включение цепи к источникам постоянных токов и напряжений, для которых легко определялись вынужденные составляющие реакций. В данной главе рассматривается действие сигналов произвольной формы. Задачи решаются на основе принципа наложения с использованием реакций при включении цепи к источникам постоянного тока или напряжения. Сначала рассмотрим два наиболее важных вида сигналов из семейства разрывных или особых функций, имеющих большое значение в теории цепей: единичную ступенчатую и единичную импульсную функции. Вводить эти функции будем на основе интуитивных физических представлений без математического обоснования, которое может быть произведено с помощью теории обобщенных функций.

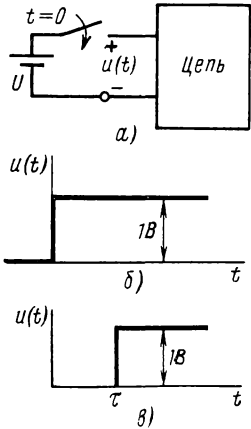


Рис. 6.1

Ступенчатая и импульсная функции представляют идеализации, облегчающие приближенное математическое описание действительных сигналов; их введение является

неизбежным следствием введения идеальных источников и элементов, а также идеальных ключей.

Единичная ступенчатая функция. Напряжение в виде ступенчатой функции получается, например, при подключении цепи к идеальному источнику постоянного напряжения (рис. 6.1, а) с помощью идеального ключа, сопротивление которого в момент $t=0$ мгновенно обращается в нуль, когда напряжение на зажимах цепи от нулевого значения скачком принимает постоянное значение U . Ступенчатая функция, следовательно, претерпевает конечный разрыв при $t=0$. Единичную ступенчатую функцию, имеющую амплитуду, равную единице (рис. 6.1, б), будем обозначать через $\delta_1(t)$.

Аналитически она может быть записана так:

$$\delta_1(t) = \begin{cases} 0 & t < 0; \\ 1 & t > 0. \end{cases} \quad (6.1)$$

Таким образом, функция $\delta_1(t)$ тождественно равна нулю при всех отрицательных значениях аргументов и единице при всех

положительных значениях аргумента. Поэтому единичную ступенчатую функцию, смещенную вправо на время τ (рис. 6.1, в), можно записать в виде

$$\delta_1(t - \tau) = \begin{cases} 0 & t < \tau; \\ 1 & t > \tau. \end{cases} \quad (6.2)$$

Напряжение такого вида можно получить включением ключа в момент $t = \tau$. Любая ограниченная функция времени, умноженная на функцию (6.2), очевидно, тождественно обращается в нуль при $t < \tau$ и сохраняет без изменения свои значения при $t > \tau$:

$$f(t) \delta_1(t - \tau) = \begin{cases} 0 & t < \tau; \\ f(t) & t > \tau. \end{cases} \quad (6.3)$$

Следовательно, умножение функции на $\delta_1(t)$ приводит к отсечению ее значений при $t < \tau$, т. е. оно равносильно действию ключа, включающего источник сигнала $f(t)$ в момент $t = \tau$.

Поскольку элементы L и C производят интегрирование и дифференцирование токов и напряжений, возникает необходимость выполнения этих операций для введенной ступенчатой функции. При интегрировании ступенчатой функции получаем непрерывную линейно нарастающую функцию. При дифференцировании ступенчатой функции необходимо вводить производную от разрывной функции — импульсную функцию.

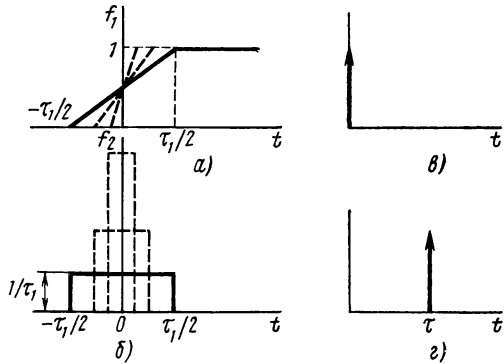


Рис. 6.2

При дифференцировании ступенчатой функции необходимо вводить производную от разрывной функции — импульсную функцию.

Единичная импульсная функция. Для введения более сложной единичной импульсной функции, которую будем обозначать через $\delta(t)$, рассмотрим предварительно две функции: 1) функцию $f_1(t)$, линейно нарастающую от нуля при $t = -\tau_1/2$ до единицы при $t = \tau_1/2$ и принимающую постоянное значение, равное единице, при $t > \tau_1/2$ (рис. 6.2, а); 2) первую производную $f_2(t)$ этой функции, представляющую прямоугольную импульс длительностью τ_1 и амплитудой $1/\tau_1$ (рис. 6.2, б). Площадь, ограниченная $f_2(t)$, очевидно, равна единице независимо от значения τ_1 .

Следовательно, обе функции связаны соотношениями:

$$f_2(t) = \frac{df_1(t)}{dt}; \quad f_1(t) = \int f_2(t) dt. \quad (6.4)$$

Если уменьшать длительность τ_1 у функции $f_1(t)$, то будет уменьшаться и длительность функции $f_2(t)$; одновременно будет

увеличиваться ее амплитуда — прямоугольный импульс примет форму узкого пика. В пределе, при $\tau_1 \rightarrow 0$, длительность пика обратится в нуль, а амплитуда $1/\tau_1$ будет стремиться к бесконечности, и тогда получим единичную импульсную функцию, которую можно записать в виде

$$\lim_{\tau_1 \rightarrow 0} f_2(t) = \delta(t) = \begin{cases} 0 & t < 0; \\ \infty & t = 0; \\ 0 & t > 0. \end{cases} \quad (6.5)$$

Единичная импульсная функция равна нулю при всех значениях аргумента, отличных от нуля, но при нулевом значении аргумента она обращается в бесконечность. При этом площадь, ограниченная ею,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt = \int_{0-}^{0+} \delta(t) dt = 1. \quad (6.6)$$

Функция $f_1(t)$ в пределе, очевидно, обращается в единичную ступенчатую функцию

$$\lim_{\tau_1 \rightarrow 0} f_1(t) = \delta_1(t).$$

Соотношения (6.4) при предельном переходе обращаются в следующие:

$$\delta(t) = \frac{d\delta_1(t)}{dt}; \quad \delta_1(t) = \int \delta(t) dt. \quad (6.7)$$

Единичная импульсная функция является производной от единичной ступенчатой функции, а единичная ступенчатая функция — интегралом от единичной импульсной функции. Следовательно, вводится понятие производной от функции в точке ее разрыва.

Единичную импульсную функцию, смещенную на время τ , можно записать таким образом:

$$\delta(t - \tau) = \begin{cases} \infty & t = \tau; \\ 0 & t \neq \tau. \end{cases} \quad (6.8)$$

Импульсную функцию принято изображать в виде вертикальной стрелки, расположенной при $t = 0$ (рис. 6.2, в), а смещенную — при $t = \tau$ (рис. 6.2, з).

Произведение $f(t) \delta(t - \tau)$ следует полагать равным нулю при всех значениях $t \neq \tau$, а при $t = \tau$ равным $f(\tau) \delta(t - \tau)$. Поэтому

$$\int_0^{\infty} f(t) \delta(t - \tau) dt = f(\tau). \quad (6.9)$$

Данное соотношение называют свойством выборки или дискретизации — из кусочно-непрерывной функции единичный импульс $\delta(t - \tau)$ производит выборку отдельных значений $f(\tau)$.

Размерностью единичной импульсной функции времени является 1/с. Ее значение, записываемое в виде коэффициента перед δ -функцией, определяется площадью, ограниченной сигналом, и имеет размерность вольт-секунда (В·с) для импульсного напряжения и ампер-секунда (А·с) для импульсного тока.

Некоторую трудность восприятия этой необычной функции, не укладывающейся в рамки классического определения функции, легко преодолеть, если представить ее в процессе предельного перехода. Импульсная функция является идеализированным, приближенным представлением импульсных сигналов, длительность которых мала по сравнению с постоянной времени цепи; при этом форма сигналов несущественна — важна их площадь. Введение импульсной функции является следствием тех допущений, которые были сделаны при введении ступенчатой функции.

Трудности же анализа цепи при действии напряжений и токов в виде импульсных функций легко обойти, если при расчетах четко разграничивать моменты $0-$, 0 и $0+$.

Введем понятие производной $\delta^{(1)}(t)$ от единичной импульсной функции, называемую единичным дуплетом, который равен нулю при всех $t \neq 0$, а при $t=0$ обладает той особенностью, что имеют место соотношения:

$$\delta^{(1)}(t) = \frac{d\delta(t)}{dt}; \quad \delta(t) = \int_{0-}^t \delta^{(1)}(\tau) d\tau.$$

Символически дуплет изображается в виде положительного и отрицательного единичных импульсов, расположенных в точке $t=0$. Можно ввести также семейство производных от единичного импульса более высокого порядка, которые равны нулю при всех $t \neq 0$, а при $t=0$ являются особенными, дающими соотношения:

$$\delta^{(k)} = d\delta^{(k-1)}/dt; \quad \delta^{(k-1)}(t) = \int_{0-}^t \delta^{(k)}(\tau) d\tau.$$

§ 6.2. ПЕРЕХОДНАЯ И ИМПУЛЬСНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦЕПИ

Переходной характеристикой $h_1(t)$ называют реакцию цепи на действие единичного ступенчатого напряжения или тока. Импульсной характеристикой $h(t)$ называют реакцию цепи на действие единичной импульсной функции. Обе характеристики определяются при нулевых начальных условиях, т. е. при отсутствии запаса энергии в цепи.

Так как импульсная функция является производной от ступенчатой функции, то, согласно свойству линейных цепей (см. § 1.8), *импульсная характеристика также является производной от переходной характеристики:*

$$h(t) = \frac{dh_1(t)}{dt}; \quad h_1(t) = \int h(t) dt. \quad (6.10)$$

Если известна реакция цепи при включении на постоянное напряжение или ток, то для получения переходной характеристики достаточно разделить эту реакцию на величину амплитуды сигнала. Отсюда следует, что переходная характеристика, так же как и импульсная, может иметь размерность ампер на вольт (A/B), вольт на ампер (B/A) или быть безразмерной в зависимости от размерностей входного сигнала и реакции.

Рассмотрим сначала реакции на действие ступенчатой и импульсной функций отдельных элементов цепи.

Активное сопротивление. Поскольку напряжение и ток в R -элементе пропорциональны друг другу, при действии напряжения в виде ступенчатой или импульсной функций тока также будут иметь ступенчатую или импульсную форму.

Емкость. Если к емкостному элементу приложено напряжение ступенчатой формы с амплитудой U , то, согласно вольт-амперной характеристике,

$$i_c = C \frac{du_c}{dt} = CU \frac{d\delta_1(t)}{dt} = CU\delta(t). \quad (6.11)$$

Ток представляет импульсную функцию со значением, равным заряду CU ; это означает, что зарядный ток мгновенно принимает бесконечно большую величину и сразу спадает до нуля. Только при таком токе можно скачком передать емкости конечный заряд, пропорциональный приложенному ступенчатому напряжению.

Если к емкости подвести импульсный ток $i = q\delta(t)$, то

$$u_c = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^t i_c dt = \frac{1}{C} \int_{0-}^{0+} q\delta(t) dt = \frac{q}{C} \delta_1(t). \quad (6.12)$$

Напряжение изменяется по закону ступенчатой функции, т. е. скачком принимает значение q/C .

Как видим, при действии тока неограниченной амплитуды в виде импульсной функции нарушается установленная для токов конечной амплитуды непрерывность заряда в емкости.

Индуктивность. В случае приложения к индуктивному элементу тока в виде ступенчатой функции с амплитудой I напряжение на индуктивности

$$u_L = L \frac{di_L}{dt} = LI \frac{d\delta_1(t)}{dt} = LI\delta(t) \quad (6.13)$$

представляет импульсную функцию со значением LI , т. е. мгновенно при $t=0$ принимает бесконечную амплитуду и сразу спадает до нуля. В случае приложения к индуктивному элементу напряжения в виде импульсной функции со значением LI ток в элементе является ступенчатой функцией:

$$i_L = \frac{1}{L} \int_{-\infty}^t u_L dt = \frac{1}{L} \int_{0-}^{0+} LI\delta(t) dt = I\delta_1(t). \quad (6.14)$$

Следовательно, в момент $t=0$ ток скачком принимает значение I , так что при действии напряжения в виде импульса неограниченной амплитуды не соблюдается условие непрерывности тока и потокосцепления в индуктивности.

Выражения (6.11) и (6.13) при $U=1$ и $I=1$ представляют переходные характеристики, а выражения (6.12) и (6.14) при $CU=1$ и $LI=1$ — импульсные характеристики емкостного и индуктивного элементов.

Перейдем к рассмотрению характеристик простых цепей; реакции этих цепей при их подключении к источнику постоянного напряжения или тока были определены в гл. 5. Для получения переходных характеристик достаточно разделить соответствующие выражения на амплитуды действующих напряжений и токов и принять нулевые начальные условия.

Для тока в последовательном RL -контуре из (5.12) имеем переходную характеристику

$$h_{1(i)} = \frac{1}{R} (1 - e^{-Rt/L}) \delta_1(t). \quad (6.15)$$

Множитель $\delta_1(t)$ обращает функцию в нуль при $t < 0$, поэтому отпадает необходимость в указании области задания функции.

Импульсную характеристику цепи можно определить, согласно (6.10), дифференцированием известной переходной характеристики, которую рассматривают как произведение двух функций: $h_1(t) = \varphi(t) \delta_1(t)$. Так как $\delta(t) = 0$ при $t \neq 0$, то $h(t) = h'_1(t) = \varphi'(t) \delta_1(t) + \varphi(0) \delta(t)$.

Соответственно для RL -контур, согласно (6.15), имеем

$$h_{(i)} = \frac{1}{L} e^{-Rt/L} \delta_1(t). \quad (6.16)$$

Импульсную характеристику можно получать независимо от переходной характеристики путем анализа цепи с импульсным воздействием, производимого при четком разграничении моментов $0-$, 0 и $0+$.

Для тока в последовательном RL -контуре при действии импульсного напряжения имеем

$$L \frac{di}{dt} + Ri = \delta(t); \quad i(0-) = 0.$$

При $t \neq 0$ напряжение импульсного источника равно нулю, что равносильно короткому замыканию выводов входа. При $t < 0$ ток $i = i(0-) = 0$, а при $t > 0$, очевидно, имеем свободный режим (правая часть уравнения равна нулю); ток здесь, вызываемый начальным током $i(0+)$ в момент $t=0+$, согласно (5.13), спадает по экспоненте $i(t) = i(0+) e^{-Rt/L} \delta_1(t)$.

Начальный ток $i(0+)$ появляется в результате действия на цепь при $t=0$ импульсного напряжения, которое полностью прикладывается к индуктивности с нулевым начальным током;

при этом, согласно (6.14), в индуктивности скачком установится начальный ток $i(0+) = 1/L$. Этот же результат можно получить, интегрируя почленно уравнение контура (ток конечен)

$$L \int_{0-}^{0+} (di/dt) dt + R \int_{0-}^{0+} i dt = Li(0+) = 1; \quad i(0+) = 1/L.$$

Искомый ток, представляющий импульсную характеристику, совпадает с (6.16).

Из приведенного анализа следует важный вывод: *импульсная характеристика цепи характеризует свободную составляющую реакции* — необходимые для нее начальные условия $i_L(0+)$ или $u_C(0+)$ и короткое замыкание (разрыв) выводов входа создаются источником импульсного напряжения (тока). Соответственно импульсная характеристика будет состоять из экспоненциальных и затухающих по экспоненте синусоидальных, а также импульсных слагаемых.

Аналогичным образом с помощью дифференцирования переходной характеристики или анализа свободного режима с определением начальных условий, устанавливаемых импульсным воздействием при $t=0$, можно получить импульсные характеристики любых цепей. Приведем импульсные характеристики некоторых простых контуров, ограничиваясь для краткости качественным обоснованием.

Импульсную характеристику для напряжения на индуктивном элементе RL -контура можно найти, взяв производную от выражения (6.16)

$$h_{(u)} = L \frac{dh_{(i)}}{dt} = \delta(t) - \frac{R}{L} e^{-Rt/L} \delta_1(t). \quad (6.17)$$

Первое слагаемое является приложенным к индуктивности (в момент $t=0$) импульсным напряжением, которое устанавливает начальный ток $1/L$; затухание этого тока при $t > 0$ обуславливает появление второго отрицательного слагаемого.

Импульсная характеристика параллельного RC -контура, который дуален последовательному RL -контуру, будет дуальной импульсной характеристике, выражаемой (6.16): $h_{(u)} = \frac{1}{C} e^{-t/RC} \delta_1(t)$.

В интервале от $0-$ до $0+$ через емкость с нулевым начальным током потечет весь импульсный ток источника и, согласно (6.12), на емкости скачком установится начальное напряжение $1/C$. При $t > 0$ ток источника равен нулю, что соответствует разрыву входа цепи, и получаем свободный режим разряда емкости через активное сопротивление.

Переходная характеристика для тока в последовательном RC -контуре в соответствии с (5.19) имеет конечный разрыв при $t=0$ (рис. 6.3, а)

$$h_{1(i)} = \frac{1}{R} e^{-t/RC} \delta_1(t). \quad (6.18)$$

Импульсная характеристика, равная производной от (6.18), содержит импульсную функцию (рис. 6.3, б)

$$h_{(i)} = \frac{1}{R} \delta(t) - \frac{1}{R^2 C} e^{-t/RC} \delta_1(t). \quad (6.19)$$

В интервале от $0-0+$ емкость представляет короткое замыкание, ток в контуре равен $\delta(t)/R$ и емкости скачком заряжается до напряжения $1/RC$. Разряд емкости через активное сопротивление и короткозамкнутый вход при $t > 0$ обуславливает появление затухающего по экспоненте второго слагаемого.

Для тока в последовательном колебательном контуре переходная характеристика, согласно (5.45), имеет вид

$$h_{1(i)} = \frac{\omega_0}{\rho \omega_d} e^{-\alpha t} \sin(\omega_d t) \delta_1(t). \quad (6.20)$$

Дифференцирование этой функции дает импульсную характеристику, соответствующую свободному режиму при наличии начального тока в индуктивности (в рассматриваемой цепи):

$$h_{(i)} = \frac{\omega_0}{\rho} e^{-\alpha t} \left(\cos \omega_d t - \frac{\alpha}{\omega_d} \sin \omega_d t \right) \delta_1(t). \quad (6.21)$$

Этот же результат можно получить, рассматривая при $t > 0$ свободный режим контура с короткозамкнутым входом и начальным условием при $t = 0+$. Единичное импульсное напряжение источника в момент $t = 0$ будет полностью приложено к индуктивности ($u_C(0) = u_R(0) = 0$) и скачком установит в ней, согласно (6.14), ток $i_L(0+) = 1/L$. К такому же выводу придем, интегрируя от $0-0+$ уравнение цепи (5.32) с единичным импульсом в правой части. В данном случае импульсная характеристика соответствует свободному режиму контура с начальными условиями: $i_L(0+) = 1/L$ и $u_C(0+) = 0$.

В общем случае импульсная характеристика должна определяться из решения соответствующего дифференциального уравнения, связывающего интересующую реакцию на выходе с действующим сигналом на входе.

Если интересуются реакциями в нескольких ветвях и в цепи действует ряд источников, вводят *матрицу импульсных характеристик*. Элемент этой матрицы $h_{ik}(t)$ представляет реакцию в i -й ветви при действии источника импульсного сигнала в ветви k и отсутствии других сигналов — коротком замыкании и разрыве остальных источников напряжения и тока. Пусть в цепи рис. 5.4, а кроме показанного источника импульсного напряжения действует источник импульсного тока, подключенный параллельно емкостному элементу.

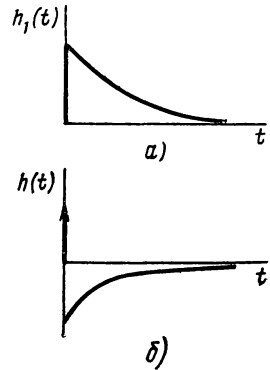


Рис. 6.3

В качестве интересующих реакций примем ток в ветви I и напряжение на емкости. При разомкнутых выводах источника тока и действии $u_0 = \delta(t)$ получаем импульсные характеристики ($\tau = R_1 R_2 C / (R_1 + R_2)$):

$$h_{11}(t) = \frac{1}{R_1} \delta(t) - \frac{1}{CR_1^2} e^{-t/\tau} \delta_1(t); \quad h_{21}(t) = \frac{1}{CR_1} e^{-t/\tau} \delta_1(t).$$

При коротком замыкании выводов источника напряжения и действии единичного импульсного источника тока на выходе цепи имеем импульсные характеристики:

$$h_{12}(t) = \frac{1}{CR_1} e^{-t/\tau} \delta_1(t); \quad h_{22}(t) = \frac{1}{C} e^{-t/\tau} \delta_1(t).$$

Матрица импульсных характеристик

$$\mathbf{h}(t) = \begin{bmatrix} h_{11}(t) & h_{12}(t) \\ h_{21}(t) & h_{22}(t) \end{bmatrix}. \quad (6.22)$$

Элементами строки i являются импульсные характеристики относительно i -й ветви при поочередном действии источников импульсного напряжения или тока, а элементами k -го столбца — импульсные характеристики ветвей при действии одного k -го источника импульсного напряжения или тока.

§ 6.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕАКЦИЙ ПРИ ДЕЙСТВИИ СИГНАЛОВ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Принцип наложения позволяет распространить результаты анализа линейных цепей при действии сигналов в виде ступенчатых или импульсных напряжений и токов на случаи действия сигналов произвольной формы. Здесь приводим так называемые *интегралы наложения* или *свертки с использованием импульсной характеристики*, с помощью которых можно найти реакцию цепи на действие сигнала любой формы и обойти трудности в определении вынужденных составляющих при сложных формах правой части уравнений.

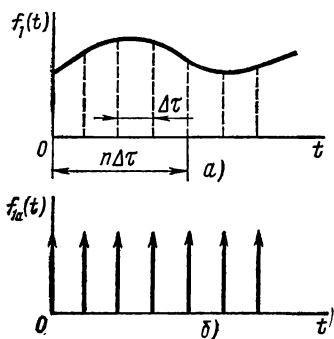


Рис. 6.4

Пусть к цепи с импульсной характеристикой $h(t)$ приложен сигнал $f_1(t)$ в виде напряжения или тока произвольной кусочно-непрерывной формы (рис. 6.4, а).

Разделим ось времени на равные малые интервалы Δt и разобьем функцию $f_1(t)$ на последовательность элементарных прямоугольных импульсов, прикладываемых к цепи через промежутки времени Δt . Заменяв каждый из этих коротких прямоугольных импульсов импульсными функциями, расположенными в начале

интервала, со значениями, равными площадям элементарных прямоугольников $\Delta\tau f_1(n\Delta\tau)$, получим приближенное представление функции $f_2(t)$ в виде последовательности импульсных функций (рис. 6.4, б). Очевидно, чем меньше интервал $\Delta\tau$, тем больше число импульсов в заданном интервале и тем выше точность представления любой кусочно-непрерывной функции.

Реакция на действие n -й элементарной импульсной функции будет пропорциональна импульсной характеристике цепи, смещенной на время $n\Delta\tau$:

$$\Delta f_2 = \Delta\tau f_1(n\Delta\tau) h(t - n\Delta\tau). \quad (6.23)$$

Для получения приближенной результирующей реакции на выходе цепи к моменту времени t необходимо, согласно принципу наложения, просуммировать отдельные реакции, возникшие от действия всех элементарных импульсов в интервале от 0 до t :

$$f_2(t) \approx \sum_{n\Delta\tau=0-}^{t+} f_1(n\Delta\tau) \Delta\tau h(t - n\Delta\tau). \quad (6.24)$$

Указанные пределы $0-$ и $t+$ позволяют учитывать импульсные члены в выражении импульсной характеристики в начальный момент, а также в любые моменты t .

Для того чтобы получить точное выражение реакции, следует перейти к пределу, когда $\Delta\tau \rightarrow dt$, а число слагаемых в сумме неограниченно растет, так что $n\Delta\tau = \tau$ становится непрерывной переменной. В пределе, заменяя знак суммирования интегралом, получим выражение для искомой реакции, называемое интегралом наложения или свертки:

$$f_2(t) = \int_{0-}^{t+} f_1(\tau) h(t - \tau) d\tau. \quad (6.25)$$

Если произвести замену переменной $t - \tau = \tau'$; $d\tau = -d\tau'$, то получим другую форму интеграла наложения

$$f_2(t) = \int_{0-}^{t+} h(\tau) f_1(t - \tau) d\tau. \quad (6.26)$$

Различие выражений (6.22) и (6.23) состоит в том, что под знаками интегралов произведена взаимная замена двух функций. Отсюда следует важный вывод о том, что *взаимная замена действующего сигнала и импульсной характеристики не влияет на реакцию на выходе цепи*.

Из приведенных двух форм интеграла наложения при расчетах конкретных примеров следует применять ту, которая дает более простое подынтегральное выражение.

Если $f_1(t)$ содержит конечное число импульсных функций, то их следует учитывать отдельно, добавляя к $f_2(t)$ соответствующие импульсные характеристики.

Рассмотрим пример. Найдем напряжение на резистивном элементе последовательного RC -контура, применяемого в качестве дифференцирующей цепи, при действии на входе экспоненциального напряжения $\exp(-\alpha t)$. Импульсная характеристика цепи, согласно (6.19),

$$h_{(u)} = \delta(t) - \frac{1}{RC} e^{-t/RC} \delta_1(t). \quad (6.27)$$

Используя (6.26), имеем

$$u(t) = \int_0^{t+} (\delta(\tau) - \beta e^{-\beta\tau}) e^{-\alpha(t-\tau)} d\tau \quad (\beta = 1/RC)$$

и после интегрирования

$$u(t) = -\frac{\alpha}{\beta - \alpha} e^{-\alpha t} + \frac{\beta}{\beta - \alpha} e^{-\beta t}. \quad (6.28)$$

Для получения производной необходимо выполнение условия $\beta = (1/RC) \gg \alpha$. Лишь при $t > (2 \div 3) RC$ устанавливается процесс, и выходной сигнал достаточно точно воспроизводит производную входного сигнала. Сокращение зоны ошибок, лежащей в пределах $0 < t < (2 \div 3) RC$, может быть достигнуто только путем уменьшения постоянной времени. Но, как видно из (6.28), это уменьшает амплитуду выходного сигнала.

§ 6.4. УЧЕТ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ С ПОМОЩЬЮ ИСТОЧНИКОВ

Начальные условия — токи в индуктивностях и напряжения на емкостях при $t = 0$ — обусловлены режимом, предшествующим переходному процессу. При этом характер процессов до момента $t = 0$ не имеет значения, важны лишь величины токов и напряжений в элементах в момент $t = 0$.

Рассмотренные интегралы наложения, так же как переходная и импульсная характеристики, дают реакции цепей при нулевых начальных условиях. При начальных условиях, отличных от нулевых, эффект начальных запасов энергии в индуктивностях и емкостях можно учесть с помощью дополнительных источников напряжения и тока. Для этого элементы с начальными запасами энергии представляются схемами замещения, состоящими из тех же элементов, но без запасов энергии, последовательно или параллельно которым включаются источники, имеющие напряжения или токи в виде ступенчатых или импульсных функций. Эти схемы будут эквивалентны исходным элементам для моментов времени $t > 0$. Эквивалентность понимается здесь в том смысле, что при $t > 0$ токи и напряжения внешних выводов схемы замещения и исходных элементов с начальными запасами энергии будут идентичными.

Емкость с начальным напряжением U_0 . Перепишем вольт-амперную характеристику емкостного элемента (рис. 6.5, а)

$$u_C(t) = U_0 + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = U_0 \delta_1(t) + \frac{1}{C} \int_0^t i dt. \quad (6.29)$$

Напряжение на емкости с начальным зарядом равно сумме начального напряжения и напряжения на емкости без начального заряда, выражаемого интегралом с пределами от 0 до t . Равенство нулю нижнего предела в интеграле означает, что второе слагаемое, представляющее незаряженную емкость, включается в момент $t=0$. Заменяя действие ключа и постоянного начального напряжения U_0 ступенчатым напряжением той же величины, получаем выражение в правой части (6.29). Этому выражению соответствует эквивалентная схема замещения (рис. 6.5, б), состоящая из последовательно соединенных источника ступенчатого напряжения величиной U_0 и незаряженной емкости.

Продифференцировав (6.29), представим ток i_C в виде суммы импульсного тока и тока в емкости без начального заряда:

$$i_C = CU_0 \delta(t) + C \frac{du_C}{dt}. \quad (6.30)$$

Этому выражению соответствует вторая схема замещения (рис. 6.5, в), состоящая из источника импульсного тока со значением CU_0 и параллельно соединенной незаряженной емкости. Источник импульсного тока при $t=0$ мгновенно зарядит емкость до напряжения U_0 (см. § 6.2), а при $t > 0$ он будет разомкнут (ток его равен нулю), так что полученная схема при $t > 0$ действительно эквивалентна емкости с начальным зарядом.

Индуктивность с начальным током I_0 . Перепишем вольт-амперную характеристику индуктивного элемента (рис. 6.6, а)

$$i_L(t) = I_0 + \frac{1}{L} \int_0^t u_L dt = I_0 \delta_1(t) + \frac{1}{L} \int_0^t u_L dt. \quad (6.31)$$

Начальный ток представлен в виде ступенчатой функции по тем же соображениям, что и в (6.29): второе слагаемое — ток в индуктивности без начального запаса энергии — включается при $t=0$, так как нижний предел интеграла равен нулю. Выражению (6.31) соответствует схема замещения (рис. 6.6, б), состоящая из параллельно соединенных источника ступенчатого тока с амплитудой I_0 и индуктивности без начального запаса энергии.

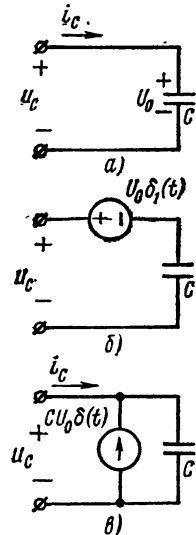


Рис. 6.5

Взяв производную от обеих частей уравнения (6.31), представим напряжение u_L суммой импульсного напряжения и напряжения на индуктивности без начального тока:

$$u_L(t) = LI_0\delta(t) + L \frac{di_L}{dt}. \quad (6.32)$$

Этому выражению соответствует вторая эквивалентная схема (рис. 6.6, в), состоящая из последовательно соединенных источника импульсного напряжения величиной LI_0 и индуктивности без начального запаса энергии. Импульсный источник напряжения, при $t=0$ скачком установит ток I_0

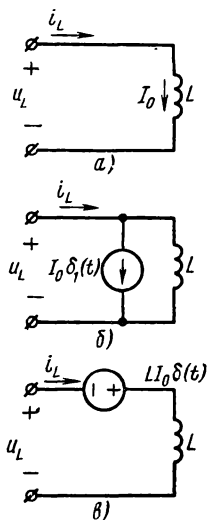


Рис. 6.6

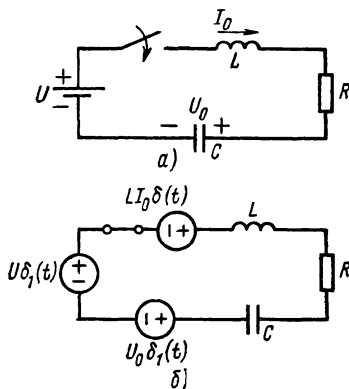


Рис. 6.7

в индуктивности (см. § 6.2), а при $t > 0$ он будет замкнут накоротко, поскольку его напряжение равно нулю; следовательно, схема действительно эквивалентна при $t > 0$ индуктивности с начальным током.

В качестве примера применения приведенных схем рассмотрим подключение последовательного RLC -контура (рис. 6.7, а) к источнику постоянного напряжения, ранее рассмотренное нами в предположении нулевого начального тока. Примем начальное напряжение на емкости $u_C(0) = U_0$ и начальный ток в индуктивности $i_L(0) = I_0$ и будем учитывать их при помощи эквивалентных схем с источниками напряжения.

На рис. 6.7, б показана схема замещения цепи с тремя источниками напряжения: импульсного $LI_0\delta(t)$, учитывающего начальный ток в индуктивности, ступенчатого $U_0\delta_1(t)$ и $U\delta_1(t)$, учитывающих начальное напряжение на емкости и приложенный к цепи сигнал. Результирующий ток в цепи можно найти наложением токов от действия каждого источника.

Импульсный источник вызовет ток, пропорциональный импульсной характеристике (6.21):

$$i_1 = LI_0 h_{(i)} = I_0 e^{-\alpha t} \left(\cos \omega_d t - \frac{\alpha}{\omega_d} \sin \omega_d t \right). \quad (6.33)$$

Объединенный источник ступенчатого напряжения с напряжением $U - U_0$ вызовет ток, пропорциональный переходной характеристике (6.20):

$$i_2 = (U - U_0) h_{1(i)} = \frac{U - U_0}{L} \cdot \frac{\omega_0}{\omega_d} e^{-\alpha t} \sin \omega_d t. \quad (6.34)$$

Просуммировав выражения (6.33) и (6.34), получим искомый ток цепи при наличии начальных запасов энергии в индуктивности и емкости:

$$i = i_1 + i_2 = \frac{1}{\omega_d} e^{-\alpha t} \left[\omega_d I_0 \cos \omega_d t + \left(\frac{U - U_0}{L} - \alpha I_0 \right) \sin \omega_d t \right]. \quad (6.35)$$

При отсутствии затухания в цепи ($R = 0$)

$$i = I_0 \cos \omega_0 t + \frac{U - U_0}{\rho} \sin \omega_0 t. \quad (6.36)$$

§ 6.5. ПРИБЛИЖЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛА СВЕРТКИ

Интеграл свертки удобно применять для приближенного определения реакции при действии сигналов сложной формы. Необходимость в приближенных вычислениях возникает довольно часто вследствие трудности вычислений интегралов (6.22) и (6.24) при сложной форме сигнала, а также в силу того, что во многих случаях форма сигналов задается не аналитически, а в виде графиков (осциллограмм).

Излагаемый графо-аналитический метод, использующий импульсные функции, позволяет избежать вычисления интегралов наложения. Вместо этого производится двукратное интегрирование импульсной характеристики цепи, т. е. экспоненциальных или затухающих по экспоненте синусоидальных функций.

Пусть задан график приложенного к цепи сигнала $f_1(t)$ (рис. 6.8, а). Произведем приближенное представление сигнала кусочно-линейной функцией $f'_{1a}(t)$ — заменим его график на отдельных интервалах отрезками прямых (пунктирные линии). Продифференцируем дважды кусочно-линейную функцию $f'_{1a}(t)$. Первая производная f''_{1a} состоит из прямоугольных импульсов (рис. 6.8, б), амплитуды которых равны угловым коэффициентам отрезков прямых. Вторая производная f'''_{1a} состоит из серии импульсных функций (рис. 6.8, в), которые располагаются на границах интервалов τ_k ; значения a_k импульсных функций равны разностям угловых коэффициентов смежных интервалов, так что

$$f'''_{1a} = \sum_{k=0}^n a_k \delta(t - \tau_k). \quad (6.37)$$

Получено представление второй производной от кусочно-линейного приближения в виде конечной суммы смещенных импульсных функций. Реакция на действие каждой из таких слагаемых является импульсной характеристикой цепи, смещенной на соответствующий интервал времени.

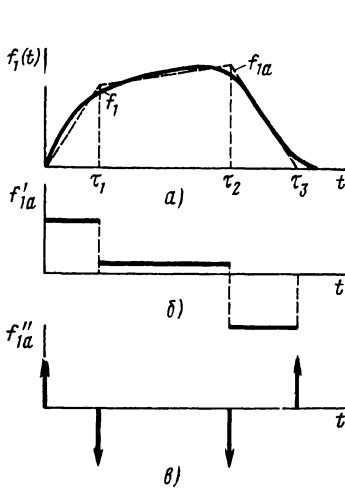


Рис. 6.8

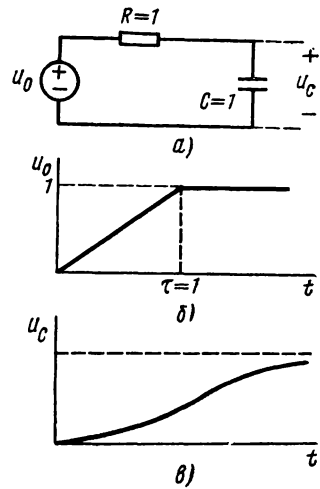


Рис. 6.9

Так как дифференцированиям действующего сигнала соответствуют дифференцирования реакции, то в результате суммирования всех реакций на действие $(n+1)$ импульсов (6.37) получим приближенное выражение второй производной от искомой реакции на выходе:

$$f_{2a}'' = \sum_{k=0}^n a_k h(t - \tau_k). \quad (6.38)$$

Для получения искомого приближенного выражения реакции необходимо дважды проинтегрировать выражение (6.38). Очевидно, достаточно найти интеграл только для первого слагаемого; путем смещения его на соответствующие интервалы можно записать выражения интегралов от остальных слагаемых.

Погрешность метода можно снизить, увеличивая число интервалов кусочно-линейного приближения. Другой путь повышения точности состоит в кусочно-линейном представлении не самой функции, а ее производной, что соответствует приближению участков самой функции дугами парабол. В этом случае суммой импульсов будет выражаться третья производная от приближенного представления функции.

В качестве примера найдем напряжение на емкости в последовательной RC -контуре (рис. 6.9, а) с единичными элементами

при действии напряжения с линейно нарастающим фронтом (рис. 6.9, б):

$$u_0(t) = \begin{cases} t & 0 < t < \tau = 1; \\ 0 & t > 1. \end{cases}$$

Вторая производная напряжения состоит из двух единичных импульсов, смещенных на $\tau = 1$: $u_0''(t) = \delta(t) - \delta(t-1)$.

Импульсная характеристика цепи для напряжения на емкости имеет вид $h_{(u)} = e^{-t}$; вторая производная реакции $u_C''(t) = e^{-t}\delta_1(t) - e^{-(t-1)}\delta_1(t-1)$.

Дважды проинтегрировав это выражение в пределах от 0 до t , получим искомое напряжение на емкости:

$$u_C = [t - (1 - e^{-t})] \delta_1(t) - [(t-1) - (1 - e^{-(t-1)})] \delta_1(t-1).$$

На рис. 6.9, в показан график этой функции.

§ 6.6. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ ЧЕРЕЗ МАТРИЧНЫЕ ЭКСПОНЕНТЫ

Решение для переменных состояния через матричные экспоненты может служить основой численного анализа во временной области.

Получим сначала решение для скалярного (одномерного) уравнения состояния

$$\frac{dx}{dt} = ax + be_0. \quad (6.39)$$

Свободная составляющая ($e_0 \equiv 0$)

$$x_{св} = ce^{at}. \quad (6.40)$$

Вынужденную составляющую определим по методу вариаций постоянных, полагая в общем решении (6.40) однородного уравнения произвольную постоянную зависящей от времени:

$$x_B = c(t) e^{at}. \quad (6.41)$$

Подстановка этой функции и ее производной в неоднородное уравнение (6.39) при $x = x_B$ дает

$$c(t) = b \int_{0-}^t e_0(\tau) e^{-a\tau} d\tau.$$

Искомое полное решение

$$x = x_{св} + x_B = ce^{at} + e^{at} \int_{0-}^t e^{-a\tau} be_0(\tau) d\tau.$$

При $t=0$ имеем: $x = x(0) = c$ и

$$x = x(0) e^{at} + e^{at} \int_{0-}^t e^{-a\tau} be_0(\tau) d\tau. \quad (6.42)$$

Решение получено в явном виде наложения составляющих нулевого воздействия (первое слагаемое) и нулевого состояния (второе слагаемое).

Рассмотрим частный случай импульсного воздействия при нулевом начальном состоянии

$$x = h(t) = e^{at} \int_{0-}^t e^{-a\tau} b \delta(\tau) d\tau = e^{at} b.$$

Полученная импульсная характеристика цепи пропорциональна свободной составляющей, что соответствует выводам § 6.2.

Вынужденную составляющую запишем в виде интеграла свертки [exp $a(t - \tau) = h(t - \tau)$]:

$$x_{\text{в}} = \int_{0-}^t h(t - \tau) b e_0(\tau) d\tau.$$

Полное решение (6.42) можно рассматривать как наложение свободной составляющей и свертки свободной составляющей с функцией возбуждения.

Решение скалярного уравнения (6.42) можем распространить на случай векторного уравнения состояния

$$\frac{d}{dt} \mathbf{x} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}\mathbf{e}_0, \quad (6.43)$$

повторяя в матричной форме приведенные ранее шаги, следует лишь сохранять порядок расположения множителей — матриц. Для (6.43) решение ищем в виде

$$\mathbf{x}(t) = e^{\mathbf{A}t} \mathbf{c}(t), \quad (6.44)$$

где $e^{\mathbf{A}t}$ — матричная экспонента.

Вектор $\mathbf{c}(t)$ размерности n определяется подстановкой (6.44) в систему (6.43). В результате вектор искомого решения после нахождения вектора постоянных интегрирования получается в виде наложения реакций от нулевого воздействия и нулевого начального состояния:

$$\mathbf{x}(t) = e^{\mathbf{A}t} \mathbf{x}(0) + e^{\mathbf{A}t} \int_{0-}^t e^{-\mathbf{A}\tau} \mathbf{B}\mathbf{e}_0(\tau) d\tau. \quad (6.45)$$

Для уяснения смысла полученного решения следует обратиться к выражению матричной экспоненты, называемой также матрицей перехода. Аналогично представлению скалярной экспоненты в виде степенного ряда матричную экспоненту от квадратной матрицы \mathbf{A} порядка n можно представить в виде следующего ряда, сходящегося для всех t :

$$e^{\mathbf{A}t} = \mathbf{1} + \mathbf{A}t + \frac{1}{2!} (\mathbf{A}t)^2 + \dots + \frac{1}{n!} (\mathbf{A}t)^n + \dots, \quad (6.46)$$

где $\mathbf{A}^2 = \mathbf{A} \cdot \mathbf{A}$; $\mathbf{A}^3 = \mathbf{A} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{A}$ и т. д.

Матричная экспонента является квадратной матрицей порядка n , элементы которой представляются рядами от t . В качестве иллюстрации возьмем матрицу

$$A = \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}.$$

Для нее матричная экспонента

$$\begin{aligned} e^{At} &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} t + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 2 \\ -2 & 0 \end{bmatrix} t^2 + \frac{1}{6} \begin{bmatrix} 2 & -2 \\ 2 & 2 \end{bmatrix} t^3 + \dots = \\ &= \begin{bmatrix} 1 - t + \frac{1}{3} t^3 + \dots & -t + t^2 - \frac{1}{3} t^3 + \dots \\ t - t^2 + \frac{1}{3} t^3 + \dots & 1 - t + \frac{1}{3} t^3 + \dots \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

При больших значениях t ряд (6.46) сходится медленно, поэтому непосредственное вычисление решения по (6.45) исключается.

Для численных расчетов решение (6.45) представляют в виде приближенного разностного выражения для дискретных моментов времени $t = kT$, по которому значения решения вычисляют шаг за шагом, начиная от момента $t = 0$, где $x = x(0)$. При этом, принимая найденное на k -м шаге в момент $t = kT$ решение $x(kT)$ при определении значения на $(k+1)$ -м шаге, для (6.45) получим представление

$$x[(k+1)T] = e^{AT} x(kT) + e^{A(k+1)T} \int_{kT}^{(k+1)T} e^{-A\tau} B e_0(\tau) d\tau. \quad (6.47)$$

Для численного определения интеграла можно применить методы прямоугольника, трапеций или Симпсона. Если применить простейший первый метод кусочно-постоянного представления подынтегральной функции, то (6.47) представится так:

$$x[(k+1)T] = e^{AT} x(kT) + e^{AT} T B e_0(kT). \quad (6.48)$$

Основные вычисления связаны с определением значения $\exp(AT)$. Его можно приближенно найти суммированием первых n -членов ряда

$$e^{AT} \approx 1 + AT + \frac{1}{2!} (AT)^2 + \dots + \frac{1}{n!} (AT)^n. \quad (6.49)$$

Очень важным с вычислительной точки зрения является число учитываемых членов. Необходимое минимальное число слагаемых при заданной допустимой погрешности зависит от величины шага и абсолютных значений элементов матрицы A , характеризующихся ее нормой, в качестве которой можно принимать наибольшую из всех сумм абсолютных значений элементов строк или столбцов. Оценки верхней границы погрешности показывают, что при выборе достаточно малого шага обеспечивается приемлемое значение n ,

так что алгоритм типа (6.48) может применяться для численного решения уравнений состояния, особенно при использовании метода Симпсона.

§ 6.7. О ЧИСЛЕННОМ РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

Рассмотрим уравнение первого порядка общего вида

$$\frac{dx}{dt} = f(x, t), \quad (6.50)$$

где правая часть может быть нелинейной функцией от искомой переменной или в частном случае линейной функцией вида $f = ax + be(t)$. Решение (6.50) можно и целесообразно получать с помощью численных методов на ЦВМ. В этих методах интересный промежуток времени разбивается на равные малые интервалы (шаги) $\Delta t = h$. Приближенные дискретные значения x_k искомой переменной при $t_k = kh$ определяются последовательно на каждом шаге, начиная от момента $t = 0$, для которого $x = x_0 = x(0)$. Из большого числа известных алгоритмов решения уравнений приведем без выводов простые формулы Эйлера и Рунге — Кутта.

Прямой (явный) алгоритм Эйлера. Простейшая явная формула Эйлера выражается так:

$$x_{n+1} = x_n + hf(x_n, t_n). \quad (6.51)$$

Основные вычисления связаны с определением значения правой части на каждом шаге при $t = t_n$.

Формула (6.51) для одномерного уравнения легко обобщается на случай системы уравнений состояния. В частности, для системы из двух уравнений

$$\begin{aligned} dx_1/dt &= f_1(x_1, x_2, t); \\ dx_2/dt &= f_2(x_1, x_2, t) \end{aligned} \quad (6.52)$$

явная формула Эйлера выражается:

$$\begin{aligned} x_{1(n+1)} &= x_{1n} + hf_1(x_{1n}, x_{2n}, t_n); \\ x_{2(n+1)} &= x_{2n} + hf_2(x_{1n}, x_{2n}, t_n). \end{aligned} \quad (6.53)$$

Из-за недостаточной точности алгоритм Эйлера редко применяется для решений уравнений состояния.

Алгоритм Рунге — Кутта. При численном интегрировании уравнения наибольшее применение находит более точный метод Рунге — Кутта четвертого порядка, который выражается формулой

$$x_{n+1} = x_n + \frac{h}{6} (a_1 + 2a_2 + 2a_3 + a_4),$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= f(x_n, t_n); & a_2 &= f(x_n + ha_1/2, t_n + h/2); \\ a_3 &= f(x_n + ha_2/2, t_n + h/2); & a_4 &= f(x_n + ha_3, t_n + h). \end{aligned} \quad (6.54)$$

Здесь необходимо вычислять значения правой части уравнения в четырех точках.

На рис. 6.10, а изображена соответствующая алгоритму Рунге — Кутты подпрограмма DERK. На рис. 6.10, б приведена программа вычисления напряжения на емкости цепи (см. рис. 5.4, а),

<pre> SUBROUTINE DERK (TO,XO,TF,H,N) X=XO T=TO H2=0.5 * H DO 2 I=1,N A1=F(X,T) A2=F(X+H2*A1,T+H2) A3=F(X+H2*A2,T+H2) A4=F(X+H*A3,T+H) X=X+(A1+A2*2.+A3*2.+A4)*H/6 2 T=T+H RETURN END </pre>	<pre> FUNCTION F(X,T) F(X,T)=-2 * X+EXP(-T) * SIN(4 * T) RETURN END TO=0. XO=0.5² TF=2.5 N=50 WRITE(6,3)TO,XO 3 FORMAT (5X,'T=',F16.4,'X=',F16.4) CALL DERK (TO,XO,TF,H,N) WRITE(6,3)T,H STOP END </pre>
а)	б)

T, TO, TF - время, его начальное и конечное значения;
X, XO - переменная, ее начальное значение;
F(X,T) - правая часть уравнения;
H, N - интервал и число шагов.

Рис. 6.10

которое в предположении действия на входе напряжения $u_0 = \exp(-t) \sin 4t \cdot \delta_1(t)$ и единичных значений элементов, согласно (5.26), выражается так:

$$\dot{x} = \dot{u}_C = -2x + e^{-t} \sin 4t = f(x, t).$$

Нетрудно записать программу для случая системы из n -уравнений состояния, когда на каждом шаге необходимо вычислять значения n искоемых переменных состояния аналогично (6.53).

§ 6.8. ДИСКРЕТНЫЕ СХЕМЫ ЗАМЕЩЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ

Рассмотренные численные методы решения требуют составления уравнений состояния, что для сложных цепей связано с затратой значительного времени. При численном анализе можно избежать составления системы дифференциальных уравнений цепи, если применить приближенные резистивные дискретные схемы замещения емкостных и индуктивных элементов, которые составляются на основе неявных алгоритмов численного интегрирования.

Рассмотрим простейшую обратную или неявную формулу Эйлера

$$x_{n+1} = x_n + hf(x_{n+1}, t_{n+1}) = x_n + hx'_{n+1}. \quad (6.55)$$

Здесь в отличие от явной формулы (6.52) в правую часть входит также искомое значение x_{n+1} . Приближенное значение производной, согласно (6.55),

$$x'_{n+1} = \frac{x_{n+1} - x_n}{h}. \quad (6.56)$$

Ток емкостного элемента $i_C = Cu'$ в момент $t = t_{n+1}$ можно приближенно представить:

$$i_{n+1} = \frac{C}{h} u_{n+1} - \frac{C}{h} u_n. \quad (6.57)$$

На рис. 6.11, а показана соответствующая (6.57) двухполюсная схема с напряжением u_{n+1} и током i_{n+1} на входе, состоящая

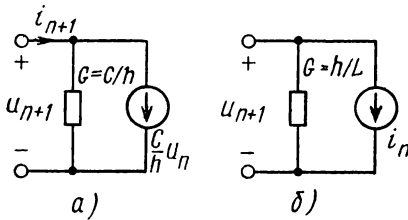


Рис. 6.11

из параллельно соединенных резистивной ветви с постоянной проводимостью C/h и источника тока; ток источника, равный Cu_n/h , зависит от напряжения на емкости в начале интервала и, следовательно, будет изменяться от шага к шагу. Схему можно преобразовать в эквивалентную из последовательного соединения резистивной ветви и источника напряжения.

Аналогично на дуальной основе получается дискретная схема замещения для индуктивного элемента, состоящая из параллельного соединения резистивной ветви $R = L/h$ и источника тока

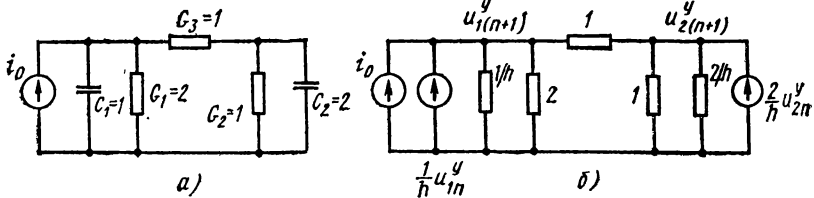


Рис. 6.12

с током i_n в начале интервала (рис. 6.11, б) или из последовательно соединенных резистивной ветви и источника напряжения.

При замещении всех L - и C -элементов цепи приведенными схемами получим приближенную дискретную резистивную схему замещения, соответствующую неявному алгоритму Эйлера. Анализ такой цепи удобно производить с помощью узловых уравнений, которые легко формируются согласно (3.26).

Рассмотрим пример. На рис. 6.12, а, б показаны исходная RC -цепь с численно-заданными значениями элементов и ее дискретная резистивная схема замещения. Непосредственно по схеме записываем уравнения для дискретных значений узловых напря-

жений

$$\begin{bmatrix} 3 + 1/h & -1 \\ -1 & 2 + 2/h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{1(n+1)}^y \\ u_{2(n+1)}^y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i_0(t_n) + \frac{1}{h} u_{1n}^y \\ \frac{2}{h} u_{2n}^y \end{bmatrix}.$$

Для определения искоемых дискретных значений узловых напряжений необходимо на каждом шаге решать систему линейных алгебраических уравнений. При этом определитель системы при выбранном шаге остается неизменным — изменяется лишь правая часть системы. Резистивную дискретную схему можно рассматривать как схемное представление (модель) принятого неявного алгоритма интегрирования.

**АНАЛИЗ УСТАНОВИВШЕГОСЯ СИНУСОИДАЛЬНОГО
РЕЖИМА В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ**

§ 7.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

До сих пор рассматривался анализ линейных цепей во временной области, где поведение цепей описывалось системами интегро-дифференциальных уравнений. Переменные в этих уравнениях (токи и напряжения ветвей или их линейные комбинации) представлялись в виде вещественных функций времени.

Теперь переходим к анализу линейных цепей в частотной области, который заключается в преобразовании систем интегро-дифференциальных уравнений в системы линейных алгебраических уравнений. Переменными в этих уравнениях являются не истинные токи и напряжения, зависящие от времени, а их преобразования или изображения, представляющие комплексные величины, зависящие от частоты. Анализ в частотной области позволяет ввести понятия сопротивления для индуктивного и емкостного элементов и тем самым формально свести расчет цепей с различными видами элементов к расчету резистивных цепей.

В данной главе рассматривается простейший из методов анализа в частотной области — *метод комплексных амплитуд*, применяемый для гармонических функций времени, в последующих главах — обобщение метода на анализ цепей при произвольных сигналах.

Рассмотрим основные величины, которые определяют напряжения и токи, изменяющиеся во времени по синусоидальному или гармоническому закону.

Синусоидальную функцию, например напряжение, записывают в косинусной или синусной форме

$$u(t) = U_m \cos(\omega t + \alpha_n) = U_m \sin(\omega t + \alpha'_n), \quad (7.1)$$

где $\alpha'_n = \alpha_n + \pi/2$.

Амплитуда или максимальное значение напряжения U_m измеряется в вольтах.

Аргумент функции

$$\gamma = \omega t + \alpha_n, \quad (7.2)$$

измеряемый в угловых единицах (радианах или градусах), называют фазой. Фаза линейно растет во времени с угловой скоростью

$$\frac{d\gamma}{dt} = \omega \text{ [рад/с]},$$

которая называется угловой частотой.

Значение фазы при $t=0$, определяющее значение напряжения в момент $t=0$ и равное α_u (или α'_u), называют начальной фазой.

Периоду синусоидальной функции 2π в радианах соответствует период T в секундах, представляющий наименьший интервал времени, через который повторяется периодическая функция:

$$\omega T = 2\pi; \quad \omega = 2\pi/T. \quad (7.3)$$

Число периодов в секунду, которое получится при делении 1 с на период T , называют частотой (циклической) и измеряют в герцах (1/с):

$$f = 1/T; \quad \omega = 2\pi f. \quad (7.4)$$

Угловая и циклическая частоты отличаются множителем 2π .

На рис. 7.1,а изображены графики двух синусоидальных напряжений одной и той же частоты вида (7.1), построенные для большего удобства в зависимости от измеряемой в угловых единицах величины ωt . Следует помнить, что начальная фаза α_u (косинусная форма) отсчитывается от положительного максимума до оси ординат, так что этот максимум будет смещен от оси влево при $\alpha_u > 0$ и вправо при $\alpha_u < 0$. Начальная фаза α' (синусная форма) отсчитывается от нулевого значения синусоиды (на нарастающем участке) до начала координат, так что этот нуль смещается от начала координат влево при $\alpha'_u > 0$ и вправо при $\alpha'_u < 0$. Фазовые углы принято отсчитывать в пределах $\pm\pi$ или от 0 до 2π .

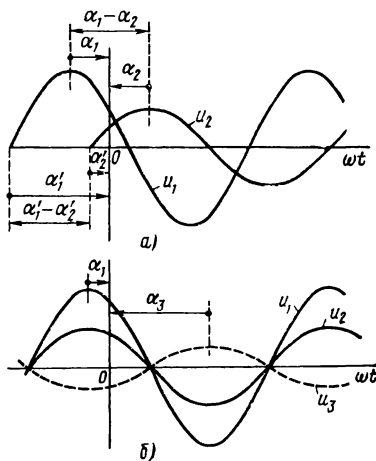


Рис. 7.1

Разность начальных фаз двух синусоид $\alpha_1 - \alpha_2 = \alpha'_1 - \alpha'_2$ называют углом сдвига по фазе. При $(\alpha_1 - \alpha_2) > 0$ максимум (или нуль) напряжения u_1 наступает раньше максимума (или нуля) напряжения u_2 . В этом случае говорят, что напряжение u_1 опережает напряжение u_2 или напряжение u_2 отстает по фазе от напряжения u_1 . При $\alpha_1 = \alpha_2$, т. е. при одинаковых начальных фазах, напряжения находятся в фазе, при $\alpha_1 - \alpha_2 = \pm\pi$ — в противофазе (рис. 7.1,б), а при $\alpha_1 - \alpha_2 = \pm 0,5\pi$ — в квадратуре.

При записи гармонических функций времени применяют как синусную, так и косинусную формы. В последующем будем применять косинусную форму записи.

§ 7.2. ЗАДАЧА АНАЛИЗА УСТАНОВИВШЕГОСЯ СИНУСОИДАЛЬНОГО РЕЖИМА

Как было показано, реакцию цепи на действие заданного сигнала можно рассматривать в виде наложения двух составляющих: свободной, не зависящей от формы сигнала и состоящей из суммы затухающих экспонент, и вынужденной, вид которой определяется формой действующего сигнала. В этой главе будем рассматривать только вынужденную составляющую, представляющую частное решение неоднородного уравнения, когда правая часть уравнения состоит из синусоидальной функции.

Синусоидальные токи и напряжения являются простейшими периодическими функциями и обладают следующими важными для анализа цепей свойствами.

1. Суммирование (или вычитание) синусоидальных функций, производимое по законам Кирхгофа, дает синусоидальную функцию той же частоты:

$$\sum A_k \cos(\omega t + \alpha_k) = A \cos(\omega t + \alpha). \quad (7.5)$$

2. Дифференцирование и интегрирование синусоидальных функций, производимые элементами L и C , дают также синусоидальные функции той же частоты

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [A \cos(\omega t + \alpha)] &= \omega A \cos(\omega t + \alpha + \pi/2); \\ \int A \cos(\omega t + \alpha) dt &= \frac{A}{\omega} \cos(\omega t + \alpha - \pi/2). \end{aligned} \quad (7.6)$$

Поскольку установившаяся реакция принята синусоидальной, постоянная интегрирования, определяющая величину свободной составляющей, отбрасывается. При наличии потерь в цепи свободная составляющая затухает.

Как видим, линейные операции, производимые электрической цепью, изменяют лишь амплитуду и начальную фазу синусоидальной функции. Следствием этих свойств является то, что частным решением неоднородного линейного дифференциального уравнения с синусоидальной правой частью является также синусоидальная функция

$$i = I_m \cos(\omega t + \alpha_i). \quad (7.7)$$

Следовательно, вид функции вынужденной или установившейся (в случае периодической функции) составляющей известен. Реакция цепи выражается только в изменении амплитуды и начальной фазы сигнала, причем, как видно из (7.6), степень изменения зависит от частоты приложенного сигнала. Поэтому полный анализ установившегося синусоидального режима в цепи состоит в определении зависимостей амплитуды и начальной фазы от частоты, называемых частотными характеристиками цепи.

Далее будем полагать, что цепь была подключена к источнику синусоидального сигнала при $t = -\infty$, так что к моменту $t = 0$ свободная составляющая затухла и в цепи устано-

вились синусоидальные напряжения и токи одной и той же частоты.

То что в установившемся режиме токи и напряжения в любой ветви и любом элементе сложной линейной цепи, питаемой от синусоидальных источников с одинаковыми частотами, будут также синусоидальными, объясняет факт широкого применения периодических синусоидальных токов в связи, радиотехнике и особенно электроэнергетике: почти все огромное по масштабам современное электроснабжение производится с помощью синусоидальных токов.

Задача анализа установившегося синусоидального режима состоит в определении двух параметров: *амплитуды и начальной фазы реакции*. В принципе решение можно производить во временной области на основе метода неопределенных коэффициентов: в дифференциальное уравнение подставляются синусоидальные реакция и сигнал; амплитуда и начальная фаза определяются из условия приравнивания коэффициентов при синусах и косинусах обеих частей. Но такой расчет в t -области связан с очень громоздкими выкладками, вызванными тем, что искомая начальная фаза входит под знаком тригонометрической функции.

Поэтому для определения амплитуды и начальной фазы синусоидальных реакций применяют особый, так называемый метод комплексных амплитуд, использующий алгебру комплексных чисел. В этом методе функции времени — синусоидальные напряжения и токи — преобразуются в соответствующие комплексные амплитуды, которые являются функциями частоты приложенного сигнала, так что анализ производится не во временной, а в частотной области. Анализ установившихся режимов в частотной области не только упрощает расчеты, но позволяет ввести важнейшее в теории цепей понятие сопротивления для цепей, содержащих кроме R -элементов также L - и C -элементы.

Следует отметить, что из широко применяемых в теории цепей методов преобразований независимой переменной t метод комплексных амплитуд для гармонической функции является простейшим. В этом причина того внимания, которое уделяется в теории цепей именно этой функции, а также тесно связанной с ней экспоненциальной функции. К тому же с помощью математического аппарата рядов и интеграла Фурье результаты анализа синусоидальных режимов можно перенести по принципу наложения на случаи действия произвольных как периодических, так и непериодических сигналов.

§ 7.3. МЕТОД КОМПЛЕКСНЫХ АМПЛИТУД

Метод комплексных амплитуд основан на представлении синусоидальных функций через экспоненты с мнимым аргументом. Все расчеты по этому методу проводятся с помощью алгебры комплексных чисел.

Аналитически комплексное число можно представить в алгебраической, тригонометрической и показательной формах:

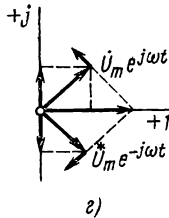
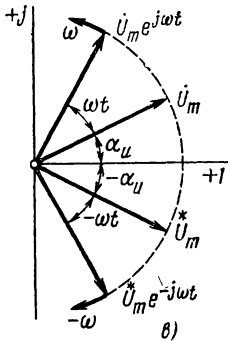
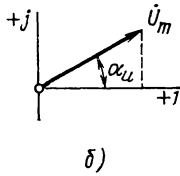
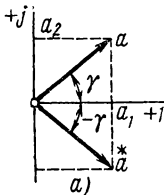
$$a = a_1 + ja_2 = A (\cos \gamma + j \sin \gamma) = Ae^{j\gamma}. \quad (7.8)$$

Здесь a_1, a_2 — вещественная и мнимая составляющие; A, γ — модуль и аргумент комплексного числа.

Комплексное число a^* , отличающееся от (7.8) только знаком аргумента или мнимой составляющей, называется сопряженным:

$$a^* = a_1 - ja_2 = A (\cos \gamma - j \sin \gamma) = Ae^{-j\gamma}. \quad (7.9)$$

Геометрически комплексное число представляется вектором на комплексной плоскости с прямоугольными или полярными координатами (рис. 7.2, а).



Вектор, изображающий сопряженное число a^* , является зеркальным отображением вектора a относительно вещественной оси. Векторное представление дает большую наглядность алгебраическим действиям над комплексными числами и поэтому очень широко применяется в методе комплексных амплитуд.

Согласно (7.8), косинус и синус являются вещественной и мнимой составляющими комплексного числа или геометрически — проекциями вектора на вещественную и мнимую оси. Если взять сумму и разность (7.8) и (7.9), то косинус и синус можно представить как полусумму и полуразность двух сопряженных

комплексных чисел. Следовательно, для косинуса и синуса имеем следующие два эквивалентных представления:

$$\left. \begin{aligned} A \cos \gamma &= \operatorname{Re} [Ae^{j\gamma}] = \frac{1}{2} (Ae^{j\gamma} + Ae^{-j\gamma}); \\ A \sin \gamma &= \operatorname{Im} [Ae^{j\gamma}] = \frac{1}{2j} (Ae^{j\gamma} - Ae^{-j\gamma}). \end{aligned} \right\} \quad (7.10)$$

Для синусоидальной функции времени $u(t) = U_m \cos(\omega t + \alpha_u)$ амплитуда $A = U_m$ и аргумент $\gamma = \omega t + \alpha_u$ линейно растет во времени. Поэтому комплексная величина в (7.10)

$$Ae^{j\gamma} = U_m e^{j(\omega t + \alpha_u)} = U_m e^{j\alpha_u} e^{j\omega t} = \dot{U}_m e^{j\omega t}. \quad (7.11)$$

Первый множитель, входящий в это выражение,

$$\dot{U}_m = U_m e^{j\alpha_u} \quad (7.12)$$

называется комплексной амплитудой. *Модулем комплексной амплитуды является вещественная амплитуда синусоидальной функции, а аргументом — начальная фаза*, так что одна величина (комплексная амплитуда) включает в себя оба параметра синусоиды: амплитуду и начальную фазу.

На плоскости комплексных амплитуд (рис. 7.2,б) \dot{U}_m будет изображаться вектором, аргумент которого равен начальной фазе α_u , а длина пропорциональна вещественной амплитуде U_m .

Второй множитель — экспонента

$$e^{j\omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t \quad (7.13)$$

имеет модуль, равный единице, и аргумент, линейно нарастающий во времени с угловой скоростью ω . Геометрически она будет изображаться единичным вектором, вращающимся с постоянной скоростью ω против часовой стрелки. Любая комплексная величина, будучи умножена на нее (при умножении аргументы складываются), получает свойства вращающегося вектора. Поэтому комплексная величина может быть представлена в виде вращающегося против часовой стрелки вектора (рис. 7.2,в). При $t=0$ получаем начальное положение вектора, которое совпадает с комплексной амплитудой \dot{U}_m .

Сопряженная величина $\dot{U}_m^* e^{-j\omega t}$ будет представляться вектором, вращающимся по часовой стрелке. Положение этого вектора при $t=0$ совпадает с вектором \dot{U}_m^* , сопряженным с вектором \dot{U}_m .

Подставив (7.11) в первое выражение (7.10), получим эквивалентные представления синусоидальной функции времени:

$$u(t) = U_m \cos(\omega t + \alpha_u) = \operatorname{Re} [\dot{U}_m e^{j\omega t}] = \frac{1}{2} (\dot{U}_m e^{j\omega t} + \dot{U}_m^* e^{-j\omega t}). \quad (7.14)$$

Синусоидальную функцию в косинусной форме можно рассматривать как *проекцию на вещественную ось вращающегося вектора $\dot{U}_m e^{j\omega t}$ или как полусумму двух сопряженных векторов $\dot{U}_m e^{j\omega t}$ и $\dot{U}_m^* e^{-j\omega t}$, вращающихся в противоположные стороны: их проекции на мнимую ось в любой момент времени компенсируют друг друга, и остается проекция на вещественную ось* (рис. 7.2,г).

Основная величина в представлениях (7.14) — комплексная амплитуда — является функцией частоты, так как ее составляющие (амплитуда и начальная фаза синусоидального напряжения или тока в цепи) зависят от частоты приложенного сигнала. Комплексную амплитуду можно рассматривать как преобразование в частотную область синусоидальной функции времени заданной частоты: оба ее параметра (амплитуда и начальная фаза) содержатся в комплексной амплитуде.

Запись комплексной амплитуды заданной синусоидальной функции можно рассматривать как преобразование временной функции в частотную область. Процесс этого преобразования или перехода получается очень простым, как легко убедиться на примерах:

$$u = 10 \cos(\omega t + 30^\circ); \dot{U}_m = 10e^{j30^\circ}; \\ i = 2 \sin(\omega t + 45^\circ) = 2 \cos(\omega t - 45^\circ); \dot{I}_m = 2e^{-j45^\circ}.$$

Запись мгновенных значений синусоидальной функции по заданной комплексной амплитуде, которую можно считать обратным преобразованием из частотной области во временную, производится элементарно: если $\dot{I}_m = 5e^{-j60^\circ}$, то $i = 5 \cos(\omega t - 60^\circ)$. Приведенные величины можно представить также графически: в виде векторов и временных диаграмм.

Как видим, существует *взаимное однозначное соответствие между комплексной амплитудой и синусоидальной функцией времени*.

В методе комплексных амплитуд используется очень важное свойство экспоненциальной функции, состоящее в том, что производная и интеграл от нее являются также экспоненциальными функциями, причем *дифференцирование комплексной экспоненты по времени равносильно умножению ее на $j\omega$, а интегрирование — делению на $j\omega$* :

$$\frac{d}{dt}(e^{j\omega t}) = j\omega e^{j\omega t}; \int e^{j\omega t} dt = \frac{1}{j\omega} e^{j\omega t}. \quad (7.15)$$

Пусть задано неоднородное дифференциальное уравнение, связывающее напряжение и ток в цепи, например в последовательном *RLC*-контуре:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = U_m \cos(\omega t + \alpha_u). \quad (7.16)$$

Найдем установившийся синусоидальный ток в цепи, используя представление тока и напряжения в виде суммы двух сопряженных экспонент. Первому слагаемому — напряжению $\dot{U}_m e^{j\omega t}$ будет соответствовать слагаемое тока $\dot{I}_m e^{j\omega t}$. Подставим эти величины в уравнение (7.16), предварительно определив производную и интеграл от слагаемого тока в соответствии с (7.15):

$$j\omega L \dot{I}_m e^{j\omega t} + R \dot{I}_m e^{j\omega t} + \frac{\dot{I}_m}{j\omega} e^{j\omega t} = \left(j\omega L + R + \frac{1}{j\omega C} \right) \dot{I}_m e^{j\omega t} = \dot{U}_m e^{j\omega t}. \quad (7.17)$$

При подстановке в уравнение (7.16) сопряженных слагаемых напряжения и тока получим равенство, сопряженное и эквивалентное равенству (7.17). Отсюда следует вывод о том, что сопряженное слагаемое в представлении (7.14) можно отбрасывать, достаточно рассматривать действие только первого слагаемого.

Этот вывод равносильно отбрасыванию знака вещественной части Re в представлении (7.14).

В уравнении (7.17) экспонента, содержащая время, входит в каждый член левой и правой частей и поэтому всегда сокращается. В результате получается алгебраическое уравнение, не содержащее времени и связывающее комплексные амплитуды переменных. Это алгебраическое уравнение для комплексной амплитуды искомой реакции можно рассматривать как преобразование в частотную область исходного дифференциального уравнения цепи для установившегося синусоидального режима.

Из сравнения (7.14) и (7.17) следует, что уравнение для комплексных амплитуд можно получить, если в дифференциальном уравнении произвести замену мгновенных значений переменных их комплексными амплитудами, а символов производных d^k/dt^k — величинами $(j\omega)^k$. Подставлять экспоненту $e^{j\omega t}$ в уравнение нет необходимости: она все равно сокращается.

Поскольку каждое слагаемое в комплексном уравнении можно представить вектором, а само уравнение — суммой векторов, метод комплексных амплитуд позволяет сопровождать аналитические расчеты наглядными графическими построениями — векторными диаграммами.

Решение уравнения (7.17) относительно искомой комплексной амплитуды тока дает соотношение

$$\dot{I}_m = \frac{\dot{U}_m}{R + j\omega L + 1/j\omega C} = \frac{\dot{U}_m}{Z}, \quad (7.18)$$

где $Z = R + j\omega L + 1/j\omega C$ — коэффициент пропорциональности между комплексными амплитудами тока и напряжения, зависящий от элементов цепи и частоты приложенного сигнала и называемый комплексным сопротивлением.

Величина \dot{I}_m содержит все данные искомого тока: амплитуду и начальную фазу.

§ 7.4. КОМПЛЕКСНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ. ЗАКОНЫ КИРХГОФА И ОМА В КОМПЛЕКСНОЙ ФОРМЕ

Комплексное сопротивление представляет отношение комплексных амплитуд напряжения и тока и является комплексной величиной, зависящей от параметров цепи и частоты приложенного сигнала:

$$Z = |Z| e^{j\varphi} = r + jx = \frac{\dot{U}_m}{I_m} = \frac{U_m}{I_m} e^{j(\alpha_u - \alpha_i)}. \quad (7.19)$$

Модуль и аргумент сопротивления равны соответственно отношению вещественных амплитуд и разности начальных фаз напряжения и тока:

$$|Z| = U_m / I_m; \quad \varphi = \alpha_u - \alpha_i. \quad (7.20)$$

Вещественную и мнимую части Z называют активной и реактивной составляющими комплексного сопротивления.

Величина, обратная комплексному сопротивлению, представляющая отношение комплексных амплитуд тока и напряжения, называется комплексной проводимостью:

$$Y = \frac{1}{Z} = |Y| e^{j\psi} = g + jb = \frac{I_m}{U_m} = \frac{I_m}{U_m} e^{j(\alpha_i - \alpha_u)}. \quad (7.21)$$

Ее модуль и аргумент по определению являются величинами, обратными (7.20):

$$|Y| = I_m/U_m = 1/|Z|; \quad \psi = \alpha_i - \alpha_u = -\varphi. \quad (7.22)$$

Легко установить связь между активными и реактивными составляющими комплексных сопротивлений и проводимости. Из (7.21) и (7.22) имеем

$$g + jb = \frac{1}{r + jx} = \frac{r}{r^2 + x^2} - j \frac{x}{r^2 + x^2}. \quad (7.23)$$

Отсюда

$$g = \frac{r}{r^2 + x^2}; \quad b = \frac{-x}{r^2 + x^2}. \quad (7.24)$$

Аналогично

$$r = \frac{g}{g^2 + b^2}; \quad x = \frac{-b}{g^2 + b^2}. \quad (7.25)$$

На рис. 7.3 на двух совмещенных комплексных плоскостях (Z) и (Y) представлены два вектора, изображающие взаимно обратные комплексные сопротивление и проводимость с их составляющими, называемые треугольниками сопротивления и проводимости. Следует обратить внимание на то, что точки над комплексными величинами Z и Y не ставятся, чтобы отличать их от комплексных амплитуд напряжений и токов, которые изображаются вращающимися векторами и являются представлениями синусоидальных функций времени.

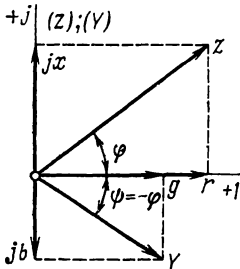


Рис. 7.3

Введение комплексных сопротивлений и проводимостей, коэффициентов пропорциональности между комплексными амплитудами напряжения и тока означает введение закона Ома в комплексной форме для установившихся синусоидальных режимов:

$$\dot{U}_m = Z \dot{I}_m; \quad \dot{I}_m = Y \dot{U}_m. \quad (7.26)$$

В отличие от закона Ома для постоянного тока выражения (7.26) связывают комплексные величины; это отражает тот факт, что в случае синусоидальных напряжений и токов кроме амплитуд необходимо знать еще сдвиг фаз между ними. Если известно комплексное сопротивление (или проводимость), то по заданной комплексной амплитуде напряжения (тока) можно из (7.26) найти комплексную амплитуду тока (напряжения).

Отсюда следует вывод о том, что комплексное сопротивление определяет вынужденную реакцию двухполюсных цепей, т. е. цепей с двумя внешними выводами, к которым приложен сигнал синусоидальной формы.

Если в первом выражении (7.26) положить $\dot{I}_m = 1$, т. е. считать приложенным к цепи ток $i = \cos \omega t$, то комплексное сопротивление будет численно равно комплексной амплитуде напряжения: $Z = \dot{U}_m |_{\dot{I}_m = 1}$.

Если во втором выражении (7.26) положить $\dot{U}_m = 1$, что означает действие напряжения $u = \cos \omega t$, то комплексная проводимость будет численно равна комплексной амплитуде тока: $Y = \dot{I}_m |_{\dot{U}_m = 1}$.

Запишем теперь законы Кирхгофа в комплексной форме.

Первый закон Кирхгофа о равновесии мгновенных значений токов ветвей i_k в узле электрической цепи при замене токов их комплексными амплитудами получает следующий вид:

$$\sum \dot{I}_{mk} = 0. \quad (7.27)$$

В установившемся синусоидальном режиме *сумма комплексных амплитуд токов в узле электрической цепи равна нулю.*

Второй закон Кирхгофа о равновесии мгновенных значений напряжений u_k в замкнутом контуре при замене напряжений их комплексными амплитудами приобретает вид

$$\sum \dot{U}_{mk} = 0. \quad (7.28)$$

В установившемся синусоидальном режиме *сумма комплексных амплитуд напряжений в контуре равна нулю.*

При использовании законов Кирхгофа и Ома в комплексной форме расчет цепей в установившемся синусоидальном или экспоненциальном режиме получается аналогичным расчету цепей постоянного тока, лишь сопротивления и все переменные будут комплексными величинами в силу необходимости учета фазовых соотношений, кроме соотношений между амплитудами.

Прежде чем переходить к расчетам конкретных цепей, рассмотрим комплексные сопротивления отдельных элементов и их энергетические характеристики в синусоидальном режиме.

§ 7.5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕМЕНТОВ ЦЕПИ В СИНУСОИДАЛЬНОМ РЕЖИМЕ

Рассмотрим подробно вольт-амперные и энергетические характеристики двухполюсных пассивных элементов в установившемся режиме при действии синусоидальных токов и напряжений:

$$u = U_m \cos(\omega t + \alpha_u); \quad i = I_m \cos(\omega t + \alpha_i). \quad (7.29)$$

Запишем комплексные амплитуды напряжения и тока:

$$\dot{U}_m = U_m e^{j\alpha_u}; \quad \dot{I}_m = I_m e^{j\alpha_i}. \quad (7.30)$$

Одну из функций — напряжение или ток — будем считать заданной, а вторую — неизвестной, так что два ее параметра (амплитуда и начальная фаза) подлежат определению из вольт-амперных соотношений элементов. Сначала будем рассматривать эти соотношения для токов и напряжений в тригонометрической форме (во временной области); для одного элемента они получаются простыми. Затем тот же результат получим с помощью метода комплексных амплитуд, который позволяет определить комплексные сопротивления и проводимости элементов.

Резистивный элемент. Подставив (7.29) в вольт-амперную характеристику элемента для мгновенных значений $i = Gu$, получим

$$I_m \cos(\omega t + \alpha_i) = GU_m \cos(\omega t + \alpha_u).$$

Приравнивание амплитуд и начальных фаз дает:

$$I_m = GU_m; \quad \alpha_i = \alpha_u. \quad (7.31)$$

Отсюда следует вывод о том, что в резистивном элементе ток и напряжение совпадают по фазе и отношение их амплитуд равно проводимости.

Если теперь в вольт-амперную характеристику подставить комплексные амплитуды, то получим

$$\dot{I}_m = I_m e^{j\alpha_i} = G \dot{U}_m = GU_m e^{j\alpha_u} = Y \dot{U}_m.$$

Комплексные проводимость и сопротивление имеют только вещественные составляющие:

$$Y = G; \quad Z = R. \quad (7.32)$$

Аргумент $\psi = -\varphi = 0$ указывает на совпадение фаз напряжения и тока, как это представлено на временной и векторной диаграммах рис. 7.4, а, б.

Мгновенная мощность в элементе при учете соотношений (7.29)

$$p = ui = Ri^2 = U_m I_m \cos^2(\omega t + \alpha_u) = \frac{RI_m^2}{2} [1 + \cos 2(\omega t + \alpha_u)]. \quad (7.33)$$

На рис. 7.4, в показан график этой функции. Мощность пульсирует от нулевого до максимального значения с двойной частотой, принимая только положительные значения.

Среднее значение мощности за период называют активной мощностью. Согласно (7.33) активная мощность

$$P = \frac{R}{T} \int_0^T i^2 dt = \frac{RI_m^2}{2} = RI^2. \quad (7.34)$$

Здесь $I = I_m/\sqrt{2}$ — действующее значение тока, равное среднеквадратичному значению тока за период:

$$I = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt}. \quad (7.35)$$

Действующее значение переменного тока численно равно такому значению постоянного тока, который выделит в активном сопротивлении одинаковое с переменным током количество энергии. После введения действующих значений выражение мощности (7.34) получается таким же, как и в случае постоянного тока:

$$P = RI^2 = GU^2 = UI. \quad (7.36)$$

Индуктивный элемент. Подстановка (7.29) в основное соотношение элемента $u = L di/dt$ дает

$$U_m \cos(\omega t + \alpha_u) = \omega LI_m \cos(\omega t + \alpha_i + \pi/2).$$

Отсюда

$$\alpha_u = \alpha_i + \pi/2; \quad U_m = \omega LI_m = x_L I_m. \quad (7.37)$$

Следовательно, напряжение на индуктивном элементе опережает по фазе ток на 90° , а отношение амплитуд напряжения и тока определяется величиной, называемой индуктивным сопротивлением:

$$x_L = \omega L = U_m / I_m. \quad (7.38)$$

Обратная величина, называемая индуктивной проводимостью,

$$b_L = 1/\omega L = I_m / U_m. \quad (7.39)$$

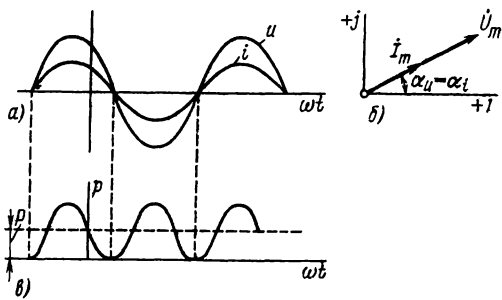


Рис. 7.4

Увеличение индуктивного сопротивления пропорционально частоте отражает тот факт, что с ростом частоты (скорости) изменения тока и связанного с ним магнитного потока будет пропорционально расти напряжение, индуктированное в катушке.

Как видно из рис. 7.5, а, где представлены кривые тока и опережающего его на 90° напряжения на индуктивности, нарастанию тока и, следовательно, связанного с ним магнитного потока соответствует положительная полуволна напряжения, а спаду тока и потока — отрицательная полуволна напряжения, что и должно быть согласно правилу Ленца.

Подстановка (7.30) в вольт-амперную характеристику дает $\dot{U}_m = j\omega L \dot{I}_m = Z_L \dot{I}_m$.

Отсюда получаем, что комплексное сопротивление и проводимость индуктивного элемента имеют только реактивные (мнимые) составляющие:

$$\begin{aligned} Z &= j\omega L = jx_L = x_L e^{j90^\circ}; \\ Y &= \frac{1}{j\omega L} = -jb_L = b_L e^{-j90^\circ}, \end{aligned} \quad (7.40)$$

поэтому элемент называют реактивным. Угол сопротивления $\varphi = 90^\circ$ и угол проводимости $\psi = -90^\circ$ указывают на то, что вектор напряжения опережает вектор тока (рис. 7.5, б); модуль сопротивления равен индуктивному сопротивлению.

Энергия, запасаемая в индуктивности,

$$\omega_L = \frac{Li^2}{2} = LI^2 \cos^2(\omega t + \alpha_i) = \frac{LI^2}{2} [1 + \cos 2(\omega t + \alpha_i)]. \quad (7.41)$$

Мгновенные значения энергии пульсируют с двойной частотой между нулем и максимумом LI^2 . Среднее значение энергии за период равно $W_{cp} = 0,5LI^2$.

Мощность индуктивного элемента

$$\begin{aligned} p = iu &= I_m \cos(\omega t + \alpha_i) U_m \cos(\omega t + \alpha_i + 90^\circ) = \\ &= -IU \sin 2(\omega t + \alpha_i). \end{aligned} \quad (7.42)$$

Мощность в элементе имеет характер колебаний с удвоенной частотой (рис. 7.5, в). При положительных полуволнах мощности,

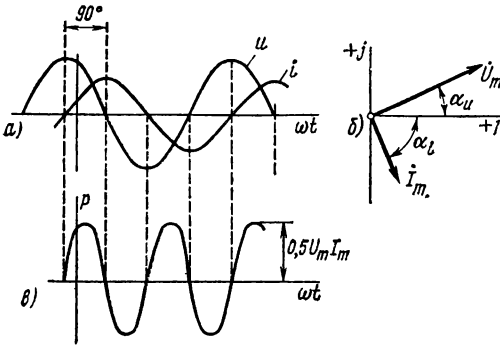


Рис. 7.5

когда знаки ординат тока и напряжения совпадают, энергия из источника поступает в элемент и запасается в нем. При отрицательных полуволнах мощности, когда знаки тока и напряжения различны, запасенная в элементе энергия отдается обратно источнику. Среднее за период значение мощности $P = 0$ (энергия в элементе не потребляется).

Максимальное значение колебательной мощности в реактивных элементах с углом сдвига фаз $|\varphi| = 90^\circ$ называют реактивной мощностью и обозначают P_q . Для индуктивного элемента при учете соотношения (7.38)

$$P_q = IU = \omega LI^2 = x_L I^2. \quad (7.43)$$

Так как $LI^2 = 2W_{Lcp}$, то реактивная мощность равна среднему значению запасенной энергии, умноженному на 2ω :

$$P_q = 2\omega W_{Lcp}. \quad (7.44)$$

Реактивная мощность представляет максимальную скорость обмена энергии между источником и элементом и определяет ток, связанный с этим обменом. Протекание тока приводит к дополнительным потерям в сопротивлении устройств передачи энергии, поэтому реактивная мощность должна быть по возможности мини-

мальной. Реактивную мощность, которая в отличие от активной мощности не связана с выделением энергии в элементе, измеряют в вольт-амперах реактивных (вар). В рассматриваемом случае индуктивного элемента говорят об отстающей или индуктивной реактивной мощности P_{qL} .

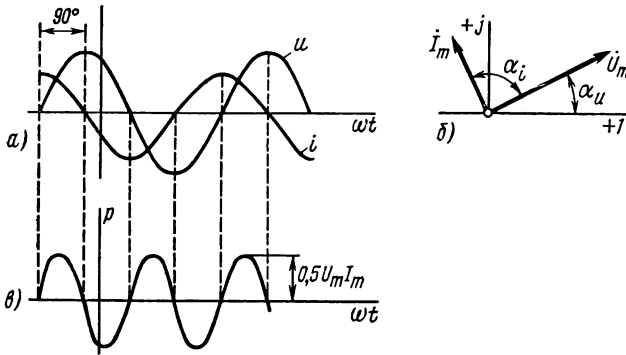


Рис. 7.6

Емкостный элемент. Подставив (7.29) в вольт-амперную характеристику элемента $i = C du/dt$, получим

$$I_m \cos(\omega t + \alpha_i) = \omega C U_m \cos(\omega t + \alpha_u + \pi/2).$$

Отсюда

$$\alpha_i = \alpha_u + \pi/2; \quad I_m = \omega C U_m = b C U_m. \quad (7.45)$$

Ток в емкости опережает по фазе напряжение на 90° , а отношение амплитуд тока и напряжения, называемое емкостной проводимостью, равно

$$b_C = \omega C = I_m / U_m. \quad (7.46)$$

Обратная ей величина — емкостное сопротивление

$$x_C = 1/\omega C = U_m / I_m. \quad (7.47)$$

Увеличение емкостной проводимости, пропорциональное частоте, обусловлено ростом тока смещения в емкости с увеличением скорости изменения напряженности электрического поля.

На рис. 7.6, а показаны графики напряжения и опережающего на 90° тока в емкости. Из рисунка видно, что положительным полуволнам тока, т. е. протеканию тока от источника к верхней обкладке конденсатора, соответствует нарастание напряжения, т. е. заряд конденсатора, а отрицательным полуволнам тока — спадание напряжения. Таким образом, протекание переменного тока через емкость представляет процесс ее периодического заряда и разряда.

Подстановка (7.30) в вольт-амперную характеристику позволяет определить комплексную проводимость и сопротивление, которые

имеют только реактивные составляющие:

$$\begin{aligned} Y_C &= j\omega C = jb_C = b_C e^{j90^\circ}; \\ Z_C &= \frac{1}{j\omega C} = -jx_C = x_C e^{-j90^\circ}. \end{aligned} \quad (7.48)$$

Емкость является также реактивным элементом. На рис. 7.6, б показана векторная диаграмма, на которой вектор тока опережает по фазе вектор напряжения на 90° в соответствии с (7.48).

Энергия, запасаемая в емкости,

$$w_C = \frac{Cu^2}{2} = CU^2 \cos^2(\omega t + \alpha_u) = \frac{CU^2}{2} [1 + \cos 2(\omega t + \alpha_u)]. \quad (7.49)$$

Мощность элемента

$$p = ui = U_m \cos(\omega t + \alpha_u) I_m \cos(\omega t + \alpha_i) = -UI \sin 2(\omega t + \alpha_i). \quad (7.50)$$

Мгновенная мощность (рис. 7.6, в) в элементе имеет вид колебаний двойной частоты — происходит периодическое запасание энергии в элементе и ее отдача источнику. Средняя за период мощность $P = 0$, а максимальная скорость поступления энергии в элемент или реактивная мощность при учете (7.46)

$$P_{qC} = UI = \omega CU^2 = b_C U^2. \quad (7.51)$$

Поскольку в емкостном элементе ток опережает по фазе напряжение на 90° , говорят об опережающей или емкостной реактивной мощности.

§ 7.6. АНАЛИЗ УСТАНОВИВШЕГОСЯ СИНУСОИДАЛЬНОГО РЕЖИМА

Рассмотрим применение метода комплексных амплитуд к анализу установившегося синусоидального режима в линейных цепях. После введения понятий комплексного сопротивления, комплексных сопротивлений и проводимостей основных элементов цепи, а также установления законов Кирхгофа для комплексных амплитуд токов и напряжений ветвей нет необходимости в предварительном составлении систем дифференциальных уравнений цепи во временной области и последующем их преобразовании в алгебраические уравнения для комплексных амплитуд.

При анализе по методу комплексных амплитуд удобно каждый элемент цепи представлять своим комплексным сопротивлением или комплексной проводимостью, а токи и напряжения, как исковые, так и источников, — комплексными амплитудами. В результате получается комплексная схема замещения цепи. На этой схеме каждую двухполюсную ветвь можно изобразить или представить изображенной в виде прямоугольника — двухполюсника с записанным значением комплексного сопротивления. В результате схема цепи будет иметь вид резистивной цепи, только вместо вещественных величин на схеме будут комплексные величины $R \rightarrow Z(j\omega)$; $G \rightarrow Y(j\omega)$; $u(t) \rightarrow \dot{U}(\omega)$; $i(t) \rightarrow \dot{I}(\omega)$.

Наличие комплексных величин, как отмечалось, указывает на то, что в установившемся синусоидальном режиме необходимо учитывать не только вещественные амплитуды переменных, но также их фазы.

Уравнения равновесия для комплексных амплитуд составляются по комплексным схемам замещения аналогично случаю резистивных цепей. Поэтому для анализа установившегося режима можно применять все те методы, которые были подробно изложены при рассмотрении анализа резистивных цепей, именно: 1) методы эквивалентного преобразования схем — суммирования сопротивлений (проводимостей) последовательно (параллельно) соединенных ветвей; преобразования источников напряжения и тока; преобразования звезды ветвей в треугольник и обратно; 2) метод пропорциональных величин; 3) методы составления и решения уравнений — узловых и контурных уравнений, уравнений для напряжений дерева и токов хорд; 4) теоремы линейных цепей — наложения, взаимности, эквивалентного источника и т. п. Формально отличие анализа по методу комплексных амплитуд от анализа резистивных цепей будет состоять лишь в том, что коэффициенты всех соотношений и уравнений будут комплексными сопротивлениями и проводимостями, а переменные — комплексными амплитудами.

Следует подчеркнуть важную особенность цепей в синусоидальном режиме, которая состоит в том, что сопротивления реактивных элементов — индуктивности и емкости — зависят от частоты. Поэтому от частоты будут зависеть основные параметры цепи и, следовательно, все переменные. Для полного выявления свойств цепи в синусоидальном режиме необходимо исследовать основные параметры цепи при изменении частоты в диапазоне от нуля до бесконечности. Соответствующие зависимости параметров цепи от частоты называют частотными характеристиками. В некоторых случаях интересуются поведением цепи в ограниченном диапазоне частот или при одной заданной частоте. Поскольку параметры комплексной схемы замещения зависят от частоты и комплексные амплитуды являются функциями частоты, а не времени, то анализ по методу комплексных амплитуд называют также *анализом в частотной области*.

Сначала рассмотрим анализ простых цепей, питаемых от одного источника. Поэтому остановимся на основных параметрах, характеризующих двухполюсную и четырехполюсную цепи, питаемые от одного источника синусоидального сигнала.

Если интересуются реакцией на входе — током (напряжением) при действии источника напряжения (тока), то цепь следует рассматривать как двухполюсник, основным параметром которого является входное комплексное сопротивление (проводимость) $Z = 1/Y = \dot{U}/\dot{I} = |Z|e^{j\varphi}$.

Как отмечалось, комплексное входное сопротивление представляет *отношение комплексных амплитуд напряжения и тока выводов двухполюсника*; модуль его равен отношению вещественных амплитуд напряжения и тока, а аргумент — углу сдвига фаз между ними.

Если интересуются реакцией — током или напряжением ветви, не являющейся входной и называемой выходной, то цепь можно рассматривать как четырехполюсную. Наиболее важным параметром четырехполюсника является *коэффициент передачи*, или *функция передачи*, под которой понимают *отношение комплексных амплитуд* интересующей реакции (тока или напряжения) на выходе цепи \dot{F}_{2m} и действующего на входе сигнала (напряжения или тока) \dot{F}_{1m} :

$$H = \frac{\dot{F}_{2m}}{\dot{F}_{1m}} = |H| e^{j\psi} = \frac{|\dot{F}_{2m}|}{|\dot{F}_{1m}|} e^{j(\alpha_2 - \alpha_1)}.$$

Модуль комплексной функции передачи показывает отношение вещественных амплитуд реакции и входного сигнала, а аргумент — угол сдвига их фаз.

Аналогично резистивным цепям (см. § 2.1) в зависимости от размерностей выходной и входной величин различают четыре вида функций передачи:

передачи напряжений

$$H_U = \dot{U}_{2m} / \dot{U}_{1m};$$

передачи токов

$$H_I = \dot{I}_{2m} / \dot{I}_{1m};$$

проводимость передачи

$$H_Y = \dot{I}_{2m} / \dot{U}_{1m};$$

сопротивление передачи

$$H_Z = \dot{U}_{2m} / \dot{I}_{1m}.$$

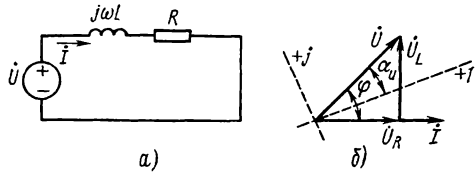
Приведенные функции цепи — входной функции сопротивления или проводимости и функции передачи — являются наиболее важными величинами, характеризующими цепь в комплексной или частотной области.

Следует помнить, что в отличие от резистивных цепей функции R -, L -, C -цепей являются отношениями не самих токов и напряжений, а их комплексных амплитуд или изображений, зависящих от частоты. Вообще при анализе частотными методами важно четко разграничивать и не смешивать комплексную или частотную область, где переменными являются комплексные амплитуды, с временной областью, в которой задаются мгновенные значения напряжений и токов. Все основные расчеты проводятся в частотной области. Лишь в самом начале токи и напряжения преобразуются в соответствующие комплексные амплитуды и в самом конце расчетов производится обратный переход. Эти переходы или преобразования для установившихся синусоидальных режимов представляют очень простые операции (см. § 7.3).

В соответствии с общепринятой практикой в последующем изложении вместо амплитудных значений будем применять действующие значения токов и напряжений и вместо комплексных

амплитуд — комплексные действующие значения, которые принято сокращенно называть комплексами напряжения \dot{U} или тока \dot{I} , причем $\dot{U} = \dot{U}_m/\sqrt{2}$; $\dot{I} = \dot{I}_m/\sqrt{2}$.

Последовательный RL -контур. На рис. 7.7, а дана комплексная схема замещения RL -контура. Комплекс приложенного напряжения равен сумме (комплексной или геометрической) комплексов напряжений на активном и индуктивном сопротивлениях, которые пропорциональны комплексу искомого тока:



$$\begin{aligned}\dot{U} &= \dot{U}_R + \dot{U}_L = RI + j\omega LI = \\ &= (R + j\omega L)\dot{I} = Z\dot{I}.\end{aligned}$$

Рис. 7.7

Здесь общее комплексное сопротивление $Z = R + j\omega L$ равно сумме комплексных сопротивлений обоих последовательно соединенных элементов. Модуль и угол сопротивления

$$|Z| = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}; \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{\omega L}{R}$$

определяют соответственно соотношение между амплитудами и сдвиг по фазе напряжения и тока.

Искомый комплекс тока

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}}{R + j\omega L} = \frac{U}{|Z|} e^{j(\alpha_u - \varphi)}.$$

Отсюда вещественная амплитуда и начальная фаза тока:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}; \quad \alpha_i = \alpha_u - \varphi = \alpha_u - \operatorname{arctg} \frac{\omega L}{R}.$$

Следовательно, мгновенные значения установившегося тока

$$i = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \cos(\omega t + \alpha_u - \varphi).$$

Ток отстает по фазе от приложенного к цепи напряжения на угол φ , который зависит от соотношения между активным и индуктивным сопротивлениями цепи.

Напряжение на активном сопротивлении будет совпадать по фазе с током, а напряжение на индуктивном сопротивлении — опережать по фазе ток на 90° , поскольку комплексы этих напряжений выражаются следующим образом: $\dot{U}_R = RI$; $\dot{U}_L = j\omega LI = \omega LI e^{j(\alpha_i + \pi/2)}$.

Полученные комплексные равенства можно изобразить на векторной диаграмме. Но более ценным является возможное в простых цепях построение векторных диаграмм независимо от аналитических расчетов с использованием лишь значений комплексных сопротивлений. Для этого вектор одного из неизвестных, например вектор тока \dot{I} , принимается за исходный и в некотором

масштабе откладывается на диаграмме в произвольном направлении (на рис. 7.7, б горизонтально). Вектор \dot{U}_R направляем вдоль вектора \dot{I} , поскольку он совпадает по фазе, а вектор \dot{U}_L , опережающий вектор \dot{I} на 90° — перпендикулярно вверх. Геометрическая сумма этих двух векторов дает вектор приложенного к цепи напряжения \dot{U} : он опережает по фазе вектор тока на угол φ . Если начальная фаза напряжения α_u задана, то можно нанести вещественную ось. Из этой диаграммы можно также получить соотношения для тока и напряжений.

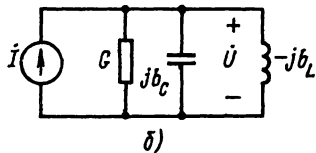
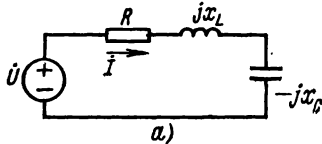


Рис. 7.8

Примечательным здесь является то, что реактивная составляющая сопротивления контура равна разности индуктивного и емкостного сопротивлений и поэтому может принимать разные знаки или обращаться в нуль. Указанное обстоятельство является следствием того, что при протекании через оба элемента одного и того же тока \dot{I} напряжения на них $\dot{U}_L = jx_L \dot{I}$; $\dot{U}_C = -jx_C \dot{I}$ находятся в противофазе: напряжение на индуктивности опережает по фазе ток на 90° , а напряжение на емкости отстает по фазе от тока на 90° .

Как модуль и угол сопротивления

$$|Z| = \sqrt{R^2 + (x_L - x_C)^2}; \quad \varphi = \arctg \frac{x_L - x_C}{R},$$

так и определяемые ими по закону Ома амплитуда и начальная фаза тока

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (x_L - x_C)^2}}; \quad \alpha_i = \alpha_u - \varphi$$

существенно зависят от соотношения индуктивного и емкостного сопротивлений. Чтобы более наглядно показать это, построим векторные диаграммы, приняв за исходный вектор искомого тока \dot{I} (рис. 7.9).

Напряжение на активном сопротивлении совпадает по фазе с током; напряжения же на индуктивности и емкости находятся в квадратуре с током и в противофазе друг с другом.

Здесь возможны три случая:

1. $x_L > x_C$ и, следовательно, $U_L > U_C$ (рис. 7.9, а). Цепь имеет индуктивный характер. Результирующее напряжение реактивных элементов $\dot{U}_L - \dot{U}_C$ опережает по фазе ток на 90° и напряжение источника опережает по фазе ток на угол φ .

2. $x_L < x_C$, так что $U_L < U_C$ (рис. 7.9, б). Цепь имеет емкостный характер. Результирующее напряжение реактивных элементов $\dot{U}_L - \dot{U}_C$ отстает по фазе от тока на 90° и напряжение источника отстает по фазе от тока на угол φ .

3. $x_L = x_C$ и $U_L = U_C$ (рис. 7.9, в). Напряжения на реактивных элементах полностью компенсируют друг друга, так что приложенное напряжение равно напряжению на активном сопротивлении, которое совпадает по фазе с током. Этот случай соответствует резонансу, имеющему большое практическое значение. Более подробно режим резонанса будет рассмотрен в следующей главе.

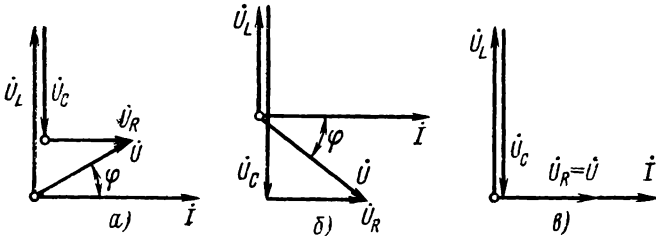


Рис. 7.9

Часто интересуются напряжением на емкостном элементе, которое равно $\dot{U}_C = Z_C I = Z_C \dot{U} / Z$. Функция передачи напряжений

$$H_U = \frac{Z_C}{Z} = \frac{-jx_C}{R + j(x_L - x_C)} = \frac{1}{1 - \omega^2 LC + j\omega CR}$$

Комплексная схема цепи из параллельно соединенных элементов, питаемая от источника синусоидального тока и дуальная рассмотренной последовательной схеме, показана на рис. 7.8, б.

Комплексная проводимость этой схемы $Y = G + j(b_C - b_L) = G + j(\omega C - 1/\omega L)$. Здесь реактивная составляющая равна разности проводимостей емкостного и индуктивного элементов и может принимать положительный и отрицательный знаки или обращаться в нуль. Это — следствие того, что токи в реактивных элементах находятся в противофазе: ток в емкости опережает на 90° напряжение, а ток в индуктивности отстает на 90° от того же напряжения. При $b_C = b_L$ эти токи полностью компенсируют друг друга: иначе говоря, в контуре LC циркулирует общий ток, не выходя за его пределы; ток источника тока замыкается только через активную проводимость и поэтому совпадает по фазе с напряжением на этом элементе. В результате получаем режим резонанса.

Полученные ранее соотношения и векторные диаграммы на дуальной основе можно применить к рассматриваемому параллельному контуру.

Последовательно-параллельная цепь. Расчет последовательно-параллельной или лестничной цепи с одним источником также можно произвести методом преобразования, поочередно суммируя комплексные проводимости и сопротивления параллельно и последовательно соединенных ветвей. Более рациональный путь состоит в применении метода пропорциональных величин (см. § 2.5), который можно сопроводить построением векторной диаграммы.

Для иллюстрации рассмотрим численный пример расчета установившегося синусоидального режима в цепи, изображенной на рис. 7.10, а, где указаны значения сопротивлений всех элементов и комплекса напряжения на входе. Комплексные со-

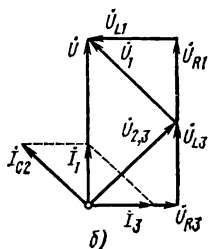
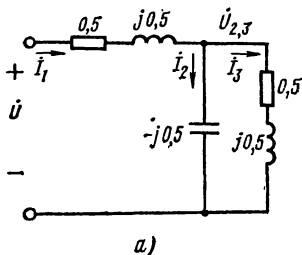


Рис. 7.10

противления и проводимости ветвей: $Z_1 = 0,5 + j0,5$; $Y_2 = j2$; $Z_3 = 0,5 + j0,5$.

Задавая значение $I'_3 = 1$, откладываем его на векторной диаграмме горизонтально (рис. 7.10, б). Составляющие напряжения $\dot{U}_{2,3} = 0,5 + j0,5$ являются напряжениями на активном

и индуктивном элементах ветви 3. Ток в емкостной ветви 2 $\dot{I}'_2 = Y_2 \dot{U}'_{2,3} = j2(0,5 + j0,5) = -1 + j$ опережает по фазе напряжение $\dot{U}'_{2,3}$ на 90° .

Ток в ветви 1 $\dot{I}'_1 = \dot{I}'_2 + \dot{I}'_3 = 1 - 1 + j = j$.

Составляющие падения напряжения в ветви 1 $\dot{U}'_1 = Z_1 \dot{I}'_1 = (0,5 + j0,5)j = -0,5 + j0,5$ представляют напряжения на активном и -индуктивном элементах ветви 1. Напряжение на входе $\dot{U}' = \dot{U}'_{2,3} + \dot{U}'_1 = 0,5 + j0,5 - 0,5 + j0,5 = j$ совпадает по фазе с током (режим резонанса).

Входное сопротивление цепи

$$Z = \dot{U}' / \dot{I}'_1 = 1.$$

Так как действительное заданное напряжение $\dot{U} = e^{j30^\circ}$, то поправочный коэффициент, на который необходимо умножить все токи и напряжения,

$$k = \dot{U} / \dot{U}' = e^{-j30^\circ}.$$

При большем числе ветвей с численно заданными значениями комплексных сопротивлений вычисления следует производить на ЦВМ, используя программу LADD (см. § 1.9) с предварительным указанием комплексного типа данных и переменных.

Разветвленная цепь. В случае разветвленной цепи сложной конфигурации с рядом источников анализ производится по уравнениям, которые составляются на основе законов Кирхгофа и уравнений элементов.

Составим уравнения узловых напряжений для цепи, приведенной на рис. 7.11 и состоящей из двух источников тока, четырех резистивных ветвей, двух емкостных и одной индуктивной ветви. На схеме приведены комплексные проводимости всех ветвей. В качестве базисного узла примем нижний узел, а в качестве независимых — узлы 1, 2 и 3.

Составление узловых уравнений непосредственно по схеме. Поскольку в цепи нет источников напряжения, можно сразу приступить к составлению матрицы комплексных узловых проводимостей, элементами которой являются комплексные собственные проводимости (диагональные элементы) и взаимные проводимости (недиагональные элементы).

Собственную проводимость первого узла получим, просуммировав проводимости всех пассивных ветвей, сходящихся в узле $Y_{11} = G_1 + j(\omega C_2 - 1/\omega L_3)$.

Взаимная проводимость узлов 1 и 2 равна проводимости ветви, связывающей эти узлы и взятой с обратным знаком: $Y_{12} = Y_{21} = -j\omega C_2$.

Определяя аналогичным образом остальные узловые проводимости, получим матрицу

$$Y_{\Sigma} = \begin{bmatrix} G_1 + j(\omega C_2 - 1/\omega L_3) & -j\omega C_2 & j/\omega L_3 \\ -j\omega C_2 & G_4 + G_5 + j\omega C_2 & -G_4 \\ j/\omega L_3 & -G_4 & G_4 + G_6 + j(\omega C_6 - 1/\omega L_3) \end{bmatrix}.$$

Вектор узловых токов найдем, суммируя токи источников, входящих в узлы:

$$\mathbf{i}_y = [i_{01} - i_{03} \quad 0 \quad i_{03}]^T.$$

Составление уравнений с помощью матричных соотношений. Матрица соединений графа цепи для указанных на рис. 7.11 положительных направлений токов ветвей

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Вектор токов источников тока

$$\mathbf{i}_0 = [i_{01} \quad 0 \quad -i_{03} \quad 0 \quad 0 \quad 0]^T.$$

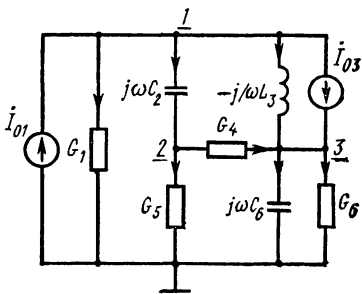


Рис. 7.11

Матрица проводимостей пассивных ветвей

$$Y = \begin{bmatrix} G_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & j\omega C_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -j/\omega L_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & G_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & G_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & G_6 + j\omega C_6 \end{bmatrix}.$$

Используя матричное выражение (3.23), для матрицы узловых проводимостей после перемножения матриц имеем

$$Y_u = AY A^T = \begin{bmatrix} G_1 + j(\omega C_2 - 1/\omega L_3) & -j\omega C_2 & j/\omega L_3 \\ -j\omega C_2 & G_4 + G_5 + j\omega C_2 & -G_4 \\ j/\omega L_3 & -G_4 & G_4 + G_6 + j(\omega C_6 - 1/\omega L_3) \end{bmatrix}.$$

Вектор узловых токов согласно (3.26)

$$i_y = A i_0 = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{01} \\ 0 \\ -i_{03} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i_{01} - i_{03} \\ 0 \\ i_{03} \end{bmatrix}.$$

Найденные по матричным выражениям и полученные ранее непосредственно по схеме матрицы узловых проводимостей, а также векторы узловых токов совпадают.

При численном задании значений элементов и частоты, а следовательно, комплексных проводимостей ветвей и величин источников, формирование и решение узловых уравнений можно производить по алгоритмам и программам, применяемым для резистивных цепей. Необходимо лишь в начале программ указывать тип переменных с помощью оператора COMPLEX.

§ 7.7. МОЩНОСТЬ В УСТАНОВИВШЕМСЯ СИНУСОИДАЛЬНОМ РЕЖИМЕ

Ранее уже рассматривалась мощность в установившемся синусоидальном режиме в отдельных элементах — R -элементе, где напряжение и ток совпадают по фазе, а также L - и C -элементах, в которых напряжение и ток сдвинуты по фазе на 90° . Перейдем теперь к рассмотрению более общего случая мощности в двухполюсной цепи, где напряжение и ток сдвинуты на угол $0 \leq |\varphi| \leq 90^\circ$. Векторная диаграмма для случая отстающего тока дана на рис. 7.12, *a*.

Мгновенная мощность, равная произведению напряжения и тока,

$$p = ui = 2UI \cos \omega t \cos (\omega t - \varphi) = UI \cos \varphi + UI \cos (2\omega t - \varphi). \quad (7.52)$$

На рис. 7.12, б показан график изменения мощности. Мгновенные значения мощности пульсируют с двойной частотой, принимая как положительные, так и отрицательные значения. Положительным значениям соответствует поступление энергии в цепь, где она расходуется в R -элементах, а также запасается в реактивных элементах; отрицательным значениям соответствует возврат части запасенной энергии в источник.

Для сведения выражения мощности двухполосника общего вида к рассмотренным ранее выражениям мощности в резистивном и реактивном элементах преобразуем (7.52):

$$\begin{aligned} p &= UI \cos \varphi (1 + \cos 2\omega t) + UI \sin \varphi \sin 2\omega t = \\ &= UI_a (1 + \cos 2\omega t) + UI_p \sin 2\omega t. \end{aligned} \quad (7.53)$$

Здесь введено разложение тока на две составляющие — активную составляющую $I_a = I \cos \varphi$, совпадающую по фазе с напряжением и равную проекции вектора тока на направление вектора напряжения (рис. 7.12, а), и реактивную составляющую $I_p = I \sin \varphi$, сдвинутую по фазе относительно напряжения на $\pm 90^\circ$ и равную проекции тока на направление, нормальное вектору напряжения. Введенному разложению синусоидального тока фиксированной частоты можно сопоставить схему, представляющую двухполосник со стороны входных выводов параллельным соединением резистивного элемента и реактивной ветви, которая в зависимости от знака угла φ состоит из индуктивности или емкости.

Как видим, оба слагаемых в (7.53) идентичны ранее полученным выражениям (7.33), (7.42), (7.50) мощности в R -элементе и реактивном элементе, лишь вместо тока входят его составляющие. Соответственно активная мощность, равная среднему за период значению мощности или скорости поступления энергии, с учетом (7.36) и (7.53)

$$P = UI_a = UI \cos \varphi = gU^2 = rI^2. \quad (7.54)$$

Реактивная мощность, представляющая максимальную скорость запасаения энергии в реактивных элементах, с учетом (7.43) и (7.53)

$$P_q = UI_p = UI \sin \varphi = bU^2 = xI^2. \quad (7.55)$$

Знак реактивной мощности зависит от знака угла φ : при $\varphi > 0$, т. е. индуктивном характере цепи, она положительна, а

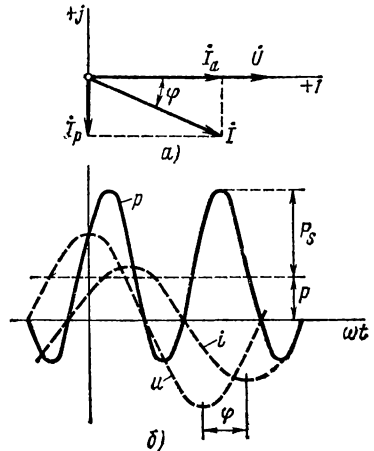


Рис. 7.12

при $\varphi < 0$, т. е. емкостном характере цепи, отрицательна. Если цепь содержит L - и C -элементы, как, например, последовательный или параллельный колебательный контур, то их реактивные мощности компенсируют друг друга, частично или полностью (при резонансе), так что $P_q = P_{qL} - P_{qC}$.

Это означает, что происходит обмен энергии между этими элементами и оба элемента цепи взаимно питают друг друга реактивной мощностью. Источник участвует лишь в покрытии некомпенсированной части реактивной мощности.

Амплитуду переменной составляющей мощности — второго слагаемого в (7.52), равную произведению действующих значений напряжения и тока, называют полной мощностью и измеряют в вольт-амперах ($V \cdot A$):

$$P_s = UI = |Y| U^2 = |Z| I^2. \quad (7.56)$$

Если возвести в квадрат и сложить выражения (7.54) и (7.55), то получим

$$P^2 + P_q^2 = (UI)^2 = P_s^2. \quad (7.57)$$

Любая силовая установка проектируется на предельные номинальные напряжения и токи, так что ее полная мощность представляет предельную мощность установки. Только при $\cos \varphi = 1$, т. е. при совпадении фаз напряжения и тока, активная мощность становится равной полной мощности и мощность $P_{\text{ном}}$ используется полностью; при $\cos \varphi < 1$ использование мощности будет неполным — за счет меньшей передаваемой нагрузке активной мощности будет передаваться реактивная мощность.

Косинус угла сдвига фаз между напряжением и током, называемый коэффициентом мощности и равный отношению активной и полной мощностей,

$$\cos \varphi = P/P_s \quad (7.58)$$

характеризует степень использования предельной мощности. Чем меньше $\cos \varphi$ при заданной активной мощности, тем больше ток и потери в установках, передающих энергию. Поэтому желательно иметь $\cos \varphi$ нагрузки, близкий к единице. Для достижения этой цели параллельно нагрузке, обычно имеющей индуктивный характер, присоединяют конденсаторы, емкость которых выбирают из условия почти полной компенсации реактивных мощностей.

Рассмотрим выражение мощности через комплексы напряжения и тока, называемое комплексной мощностью. Поскольку действие умножения, необходимое для получения мощности, является нелинейной операцией, для которой неприменим метод комплексных амплитуд, произведение $\dot{U}I$, как легко убедиться, не дает выражения мощности. Если вместо комплекса тока взять сопряженную ему величину, то получится нужное

выражение комплексной мощности:

$$\tilde{P}_s = \dot{U} \dot{I}^* = UI e^{j(\alpha_u - \alpha_i)} = P_s e^{j\varphi}. \quad (7.59)$$

Модуль комплексной мощности равен полной мощности, а аргумент — углу сдвига фаз между напряжением и током. Ее вещественная и мнимая составляющие

$$\tilde{P}_s = P_s \cos \varphi + jP_s \sin \varphi = P + jP_q \quad (7.60)$$

представляют соответственно активную и реактивную мощности.

Исключая из (7.59) сначала \dot{U} по закону Ома, а затем \dot{I}^* , получаем выражения мощности через комплексные сопротивление и проводимость:

$$\tilde{P}_s = Z I^2 = \dot{Y} U^2.$$

Если заменить Z и \dot{Y} через составляющие, то получим выражения (7.54) и (7.55) для активной и реактивной мощностей.

Рассмотрим применение теоремы Теллегена (см. § 4.4) для установившегося синусоидального режима в цепи, состоящей из ряда пассивных ветвей и источников гармонического напряжения и тока одинаковой частоты. Если для гармонических напряжений u_k и тока i_k каждой ветви ввести в рассмотрение их комплексы \dot{U}_k и \dot{I}_k , то равенство нулю суммы произведений и напряжений токов всех ветвей цепи, которые удовлетворяют законам Кирхгофа, можно записать в следующем виде:

$$\sum_{k=1}^n \dot{U}_k \dot{I}_k^* = \sum_{k=1}^n \tilde{P}_s = \sum_{k=1}^n P_k + j \sum_{k=1}^n P_{qk} = 0.$$

Сумма комплексных мощностей всех ветвей цепи равна нулю. Равны нулю также сумма средних за период мощностей и сумма реактивных мощностей всех ветвей.

В заключение остановимся на условии передачи максимума мощности нагрузочному сопротивлению $Z_1 = r_1 + jx_1$, присоединенному к источнику напряжения с заданным внутренним сопротивлением $Z_0 = r_0 + jx_0$ и напряжением \dot{U}_0 (в системах передачи сигналов очень часто требуется получать максимальное значение активной мощности в нагрузочном сопротивлении). Режим при оптимальной величине комплексного сопротивления нагрузки, когда обеспечивается передача максимальной мощности, называется режимом согласования.

Если действующее напряжение источника равно U_0 , то активная мощность, выделяемая в нагрузке,

$$P = r_1 I^2 = \frac{r_1 U_0^2}{(r_0 + r_1)^2 + (x_0 + x_1)^2}.$$

Для получения максимума этой мощности в первую очередь необходимо выполнение условия $x_0 = -x_1$. В этом случае актив-

ная мощность в нагрузке

$$P = \frac{r_1 U_0^2}{(r_0 + r_1)^2} = \frac{U_0^2}{(\sqrt{r_1} + r_0/\sqrt{r_1})^2}.$$

Максимум мощности достигается при $r_1 = r_0$. Максимальная мощность

$$P_{\max} = U_0^2/4r_1. \quad (7.61)$$

Следовательно, условие передачи максимальной мощности нагрузке или условие согласования нагрузки и источника при заданной частоте состоит в том, что сопротивление нагрузки должно быть подобрано равным сопряженному внутреннему сопротивлению источника: $Z_1 = Z_0^*$.

Поскольку активные составляющие сопротивлений равны, мощность, выделенная во внутреннем сопротивлении источника, будет равна мощности, переданной нагрузке. Это означает, что коэффициент полезного действия передачи составляет 0,5. Такой невысокий к.п.д. допустим только в цепях с низким уровнем мощности; в системах связи и передачи информации, где потери энергии несут существенны, важно иметь максимум мощности в нагрузке.

§ 7.8. ОБОБЩЕНИЕ МЕТОДА КОМПЛЕКСНЫХ АМПЛИТУД. КОМПЛЕКСНАЯ ЧАСТОТА

Рассмотрим обобщение метода комплексных амплитуд на случай анализа вынужденного режима при действии сигналов в виде *затухающих* или *нарастающих по экспоненте синусоидальных функций*:

$$u(t) = U_m e^{\sigma t} \cos(\omega t + \alpha_u). \quad (7.62)$$

В зависимости от знака δ будем иметь нарастающие ($\sigma > 0$) или затухающие ($\sigma < 0$) колебания. Вещественная величина U_m равна амплитуде синусоидальных колебаний при отсутствии затухания ($\sigma = 0$).

Если комплексная амплитуда $\dot{U}_m = U_m e^{j\alpha_u}$, как и раньше, учитывает вещественную амплитуду и начальную фазу колебаний, то, умножив обе части представления (7.14) на $e^{\sigma t}$, получим

$$\begin{aligned} u(t) &= U_m e^{\sigma t} \cos(\omega t + \alpha_u) = \operatorname{Re} [\dot{U}_m e^{(\sigma + j\omega)t}] = \\ &= \operatorname{Re} [U_m e^{s t}] = \frac{1}{2} [\dot{U}_m e^{s t} + \dot{U}_m^* e^{s^* t}]. \end{aligned} \quad (7.63)$$

Здесь $s = \sigma + j\omega$ — комплексная частота; $s^* = \sigma - j\omega$ — сопряженная комплексная частота.

Мнимая часть комплексной частоты является угловой частотой синусоидальных колебаний, а вещественная часть — коэффициентом затухания (или нарастания) огибающей.

Отличие представления рассматриваемой функции от представления (7.14) синусоидальной функции состоит только в том, что вместо $j\omega$ в показателе экспоненты имеем комплексную частоту s .

Комплексные сопротивления и проводимости элементов цепи соответственно получают вид:

$$\begin{aligned} Z_R &= R; \quad Y_R = G; \\ Z_L &= sL; \quad Y_L = 1/sL; \\ Z_C &= 1/sC; \quad Y_C = sC. \end{aligned} \quad (7.64)$$

С помощью этих выражений заданная цепь преобразуется в частотную область. Вынужденные составляющие всех токов и напряжений в цепи будут иметь одинаковую комплексную частоту $s = \sigma + j\omega$, определяемую частотой и затуханием действующего сигнала.

Анализ вынужденного режима, сводящийся к определению комплексных амплитуд реакций, производится в частотной области аналогично анализу установившегося синусоидального режима. Лишь в алгебраические уравнения для комплексных амплитуд вместо $j\omega$ будет входить комплексная частота s , в которую неявно входит мнимая единица. Это сокращает промежуточные выкладки: вместо алгебры комплексных чисел применяется обычная алгебра с переменной s . Поэтому часто анализ

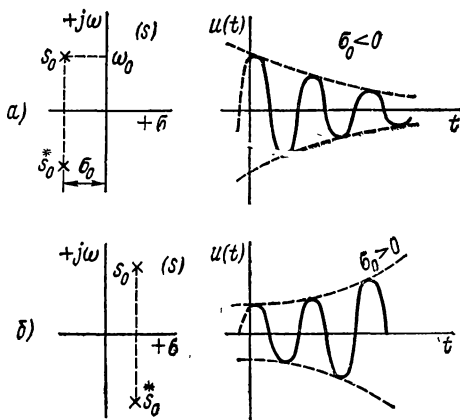


Рис. 7.13

установившегося синусоидального режима производят, выражая сигналы через обобщенные экспоненты, т. е. полагая $j\omega = s$. В конце расчетов необходимо положить $s = j\omega$.

Расчеты в частотной области с введением комплексной частоты получаются формально такими же, как и в цепях, состоящих только из R -элементов (цепях постоянного тока). В этом случае возможно производить анализ вынужденного режима при действии сигналов вида (7.62), частными случаями которых являются синусоидальные ($s = j\omega$), экспоненциальные ($s = \sigma$) и постоянные ($s = 0$) напряжения и токи.

Главное достоинство рассматриваемого обобщения состоит в том, что вводятся понятия комплексной частоты и плоскости комплексной частоты, которые имеют очень большое значение в теории цепей.

Значения комплексной частоты удобно для наглядности изображать на плоскости комплексной частоты s с ве-

вещественной σ и мнимой $j\omega$ осями, имеющими размерность $1/c$. Эту плоскость не следует смешивать с плоскостью комплексных амплитуд напряжений или токов, где они представляются вращающимися векторами. Обычно значения комплексной частоты на плоскости s изображаются точками или крестиками: двум сопряженным значениям s_0 и s_0^* будут соответствовать две точки (крестика), расположенные симметрично относительно оси σ : либо в левой полуплоскости ($\sigma_0 < 0$) — в случае затухающей по экспоненте синусоиды, либо в правой полуплоскости ($\sigma_0 > 0$) — при нарастающей по экспоненте синусоиде. Оба эти случая изображены на рис. 7.13, *а, б*, где слева показаны значения комплексной частоты на плоскости s , а справа — соответствующие им функции времени. В частном случае $\sigma_0 = 0$ и $s_0 = j\omega_0$, когда точки располагаются на мнимой оси, будем иметь незатухающую синусоидальную функцию (рис. 7.14, *а*). В другом крайнем случае $\omega_0 = 0$ и $s_0 = \sigma_0$, когда точки лежат на вещественной оси, колебаний не будет и получаем вещественную экспоненциальную

функцию времени, которая будет затухать или нарастать в зависимости от знака σ_0 (рис. 7.14, *б*). Если теперь положить $\sigma_0 = 0$, т. е. расположить точку в начале координат, то получим постоянное напряжение с амплитудой U_m .

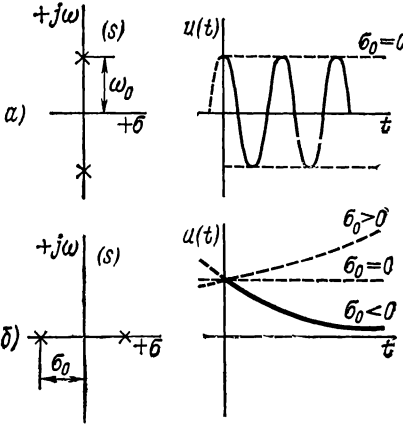


Рис. 7.14

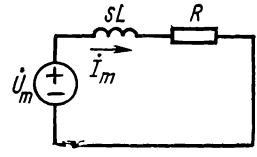


Рис. 7.15

В качестве примера найдем вынужденный ток в последовательном RL -контуре при действии напряжения вида (7.63). На рис. 7.15 изображена схема с комплексными сопротивлениями и комплексной амплитудой $\dot{U}_m = U_m e^{j\alpha u}$.

Сопротивление цепи при $s = \sigma + j\omega$

$$Z = R + sL = R + \sigma L + j\omega L.$$

Комплексная амплитуда искомого тока

$$\dot{i}_m = \frac{\dot{U}_m}{Z} = \frac{U_m e^{j\alpha u}}{R + \sigma L + j\omega L}.$$

Отсюда

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{(R + \sigma L)^2 + \omega^2 L^2}}; \\ \alpha_i = \alpha_u - \operatorname{arctg} \frac{\omega L}{\sigma L + R}.$$

Следовательно, искомый вынужденный ток

$$i_b = \frac{U_m e^{\sigma t}}{\sqrt{(R + \sigma L)^2 + \omega^2 L^2}} \cos(\omega t + \alpha_u - \varphi). \quad (7.65)$$

В частном случае, когда $\sigma = 0$, т. е. действует синусоидальное напряжение, выражение тока (7.65) совпадает с ранее полученным выражением (см. § 7.6). В случае же $\omega = 0$, т. е. при действии напряжения в виде вещественной экспоненты $u(t) = U_m e^{\sigma t}$, сопротивление цепи $Z = \sigma L + R$ также вещественно и амплитуда вынужденного тока

$$I_m = \frac{U_m}{\sigma L + R}.$$

Вынужденная составляющая тока

$$i_b = I_m e^{\sigma t} = \frac{U_m}{R + \sigma L} e^{\sigma t}. \quad (7.66)$$

§ 7.9. ТРЕХФАЗНЫЕ ЦЕПИ

В настоящее время почти все электроснабжение, включающее производство, передачу и распределение огромного количества электрической энергии, осуществляется с помощью трехфазных цепей.

Симметричная трехфазная цепь состоит из трех одинаковых частей, называемых фазами, токи и напряжения в которых обладают определенной симметрией в отношении сдвига их начальных фазовых углов. Питание трехфазных цепей производится от трех источников напряжений одинаковой частоты и амплитуды, но с начальными фазами, сдвинутыми на угол 120° . Запишем мгновенные значения и соответствующие им комплексы напряжений трехфазной цепи:

$$\begin{aligned} u_A &= \sqrt{2} U \cos \omega t; & \dot{U}_A &= U; \\ u_B &= \sqrt{2} U \cos(\omega t - 120^\circ); & \dot{U}_B &= U e^{-j120^\circ}; \\ u_C &= \sqrt{2} U \cos(\omega t - 240^\circ); & \dot{U}_C &= U e^{-j240^\circ}. \end{aligned} \quad (7.67)$$

Временные и векторная диаграммы напряжений изображены соответственно на рис. 7.16, а и б. Такие напряжения вырабатываются в специальных машинах переменного тока, состоящих из вращающегося с постоянной угловой скоростью ротора — постоянного электромагнита, создающего магнитное поле, и статора с тремя обмотками, оси которых смещены в пространстве на 120° .

Наводимые в обмотках статора э. д. с. будут соответственно сдвинуты на 120° .

Главное свойство симметричных трехфазных систем состоит в том, что *сумма напряжений или токов фаз в любой момент времени равна нулю*. Складывая (7.67), имеем:

$$u_A + u_B + u_C = 0; \quad \dot{U}_A + \dot{U}_B + \dot{U}_C = 0. \quad (7.68)$$

Это свойство позволяет электрически связывать (соединять) между собой три фазы генератора и нагрузки. Различают два вида соединения трехфазных систем — соединение в звезду, использующее равенство нулю токов, и соединение в треугольник,

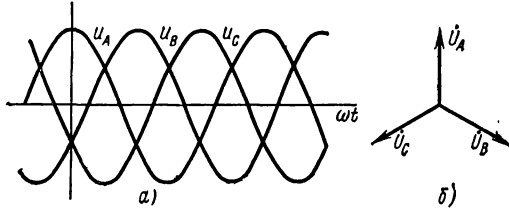


Рис. 7.16

использующее равенство нулю напряжений. Основное преимущество связанной трехфазной системы перед возможной в принципе несвязанной системой с изолированными друг от друга фазами состоит в том, что здесь отпадает необходимость в обратном проводе и можно обходиться тремя проводами вместо шести. Это дает огромную выгоду при больших расстояниях между местами генерирования и потребления энергии.

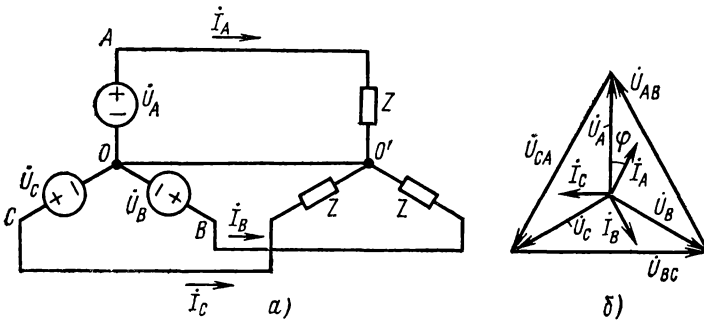


Рис. 7.17

В трехфазных цепях различают фазные и линейные напряжения и токи. Фазные величины относятся к фазам источника и нагрузки, а линейные — к токам и напряжениям линий — проводов, соединяющих источник и нагрузку.

При соединении в звезду начала фазных обмоток источника соединяются в одну нейтральную точку O (рис. 7.17, а),

а концы обмоток образуют три вывода. Аналогично соединяются три нагрузки, образуя трехфазную нагрузку с нейтралью O' . Нейтрали источника и нагрузки могут соединяться нейтральным проводом. В симметричном режиме ток в нем, очевидно, равен нулю.

На рис. 7.17, б изображена векторная диаграмма симметричной трехфазной системы, соединенной в звезду. Предполагается, что фазные токи отстают от фазных напряжений.

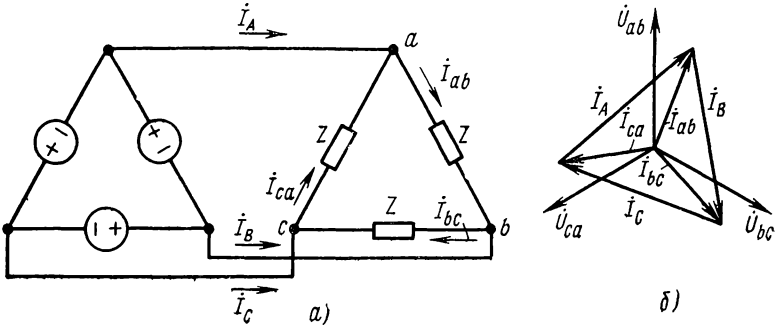


Рис. 7.18

В рассматриваемой схеме фазный и линейный токи равны: $I_{\text{л}} = I_{\text{ф}}$. Линейное напряжение между выводами A и B равно: $\dot{U}_{AB} = \dot{U}_A - \dot{U}_B$. Поэтому величина линейного напряжения $U_{\text{л}} = \sqrt{3} U_{\text{ф}}$, так что при наличии нейтрального провода можно иметь две ступени напряжений. Нейтральный провод будет обеспечивать постоянство фазного напряжения при несимметрии однофазной нагрузки.

При соединении в треугольник все фазные обмотки источника или сопротивления нагрузки соединяются последовательно и в качестве выводов берут общие точки соединений (рис. 7.18, а). На рис. 7.18, б представлена векторная диаграмма трехфазной системы, соединенной в треугольник.

Здесь фазные величины имеют двойной индекс, а линейные — одинарный. Линейный ток равен разности двух смежных фазных токов, например ток в проводе A $I_A = I_{CA} - I_{AB}$. Следовательно, его величина $I_{\text{л}} = \sqrt{3} I_{\text{ф}}$. Далее из схемы видно, что фазные и линейные напряжения равны: $U_{\text{л}} = U_{\text{ф}}$. Как и следовало ожидать, получили соотношения, дуальные предыдущим, так как соединения в звезду и треугольник являются взаимодуальными.

Полная мощность трехфазной цепи, очевидно, равна сумме мощностей трех фаз. В симметричном режиме активная мощность с учетом данных ранее соотношений

$$P = 3U_{\text{ф}}I_{\text{ф}} \cos \varphi = \sqrt{3} U_{\text{л}}I_{\text{л}} \cos \varphi. \quad (7.69)$$

Соединения фаз источника и нагрузки можно производить независимо друг от друга.

Расчет симметричных режимов достаточно провести для одной фазы. Если сопротивления фаз источника и нагрузки при соединении в звезду равны Z_0 и Z_n , а сопротивление линии Z_n , то комплекс тока фазы A

$$\dot{I}_A = \frac{\dot{U}_A}{Z_0 + Z_n + Z_n}. \quad (7.70)$$

При соединении в треугольник необходимо преобразовать его в эквивалентную звезду с сопротивлениями ветвей

$$Z_Y = \frac{Z_\Delta Z_\Delta}{3Z_\Delta} = \frac{1}{3} Z_\Delta.$$

Кратко остановимся на расчете несимметричных режимов, которые в трехфазных цепях могут возникать из-за несимметрии э. д. с., нарушения равенства сопротивлений фаз вследствие аварий и несимметрии нагрузок.

Расчет несимметричных простых трехфазных цепей можно производить с помощью методов анализа сложных цепей, содержащих в каждой фазе заданные источники напряжения.

Рассмотрим два примера простейших цепей с несимметрией.

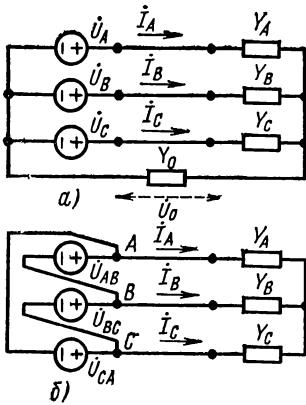


Рис. 7.19

1. Пусть задана система трех несимметричных фазных э. д. с. и несимметричная цепь, соединенная в звезду с нейтральным проводом, проводимость которого равна Y_0 (рис. 7.19, а). Цепь имеет два узла с напряжением между ними \dot{U}_0 (напряжение между нейтральными).

Уравнение равновесия токов в узле дает $\dot{I}_0 = Y_0 \dot{U}_0 = \dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C$.

Токи фаз: $\dot{I}_A = Y_A (\dot{U}_A - \dot{U}_0)$; $\dot{I}_B = Y_B (\dot{U}_B - \dot{U}_0)$; $\dot{I}_C = Y_C (\dot{U}_C - \dot{U}_0)$.

Из приведенных выражений определяем напряжение между нейтральными, которое необходимо для вычисления токов фаз:

$$\dot{U}_0 = \frac{Y_A \dot{U}_A + Y_B \dot{U}_B + Y_C \dot{U}_C}{Y_A + Y_B + Y_C + Y_0}. \quad (7.71)$$

Если сопротивление нейтрального провода пренебрежимо мало и $Y_0 \rightarrow \infty$, то $U_0 = 0$ и напряжения фаз нагрузки равны напряжениям фаз источника. При отсутствии нейтрального провода $Y_0 = 0$. Напряжения нейтралей источника и нагрузки будут смещены тем больше, чем больше несимметрия напряжений источника и сопротивлений фаз нагрузки.

2. Пусть задана система трех несимметричных линейных напряжений, питающих несимметричную звезду из трех ветвей

(рис. 7.19, б). Решение здесь проще всего получить, преобразовав звезду ветвей в эквивалентный треугольник. Проводимости ветвей треугольника, примыкающие к фазе A звезды,

$$Y_{AB} = \frac{Y_A Y_B}{\Sigma Y}; \quad Y_{AC} = \frac{Y_A Y_C}{\Sigma Y}.$$

Ток в фазе A звезды

$$I_A = I_{AB} - I_{CA} = Y_{AB} \dot{U}_{AB} - Y_{AC} \dot{U}_{CA} = \frac{Y_A (Y_B \dot{U}_{AB} - Y_C \dot{U}_{CA})}{\Sigma Y}. \quad (7.72)$$

Токи остальных фаз находят аналогичным образом. Для расчетов несимметричных режимов в сложных трехфазных цепях применяют специальный метод — метод симметричных составляющих.

ФУНКЦИИ ЦЕПИ И ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

§ 8.1. ФУНКЦИИ ЦЕПИ И НЕКОТОРЫЕ ИХ СВОЙСТВА

Установившаяся реакция цепи в частотной или комплексной области при действии одного источника синусоидального сигнала или сигнала в виде обобщенной экспоненты определяется функцией цепи, представляющей отношение комплексных амплитуд искомой реакции и входного сигнала (см. § 7.6). Функции цепи, так же как определяемые ими реакции, зависят от частоты ω или комплексной частоты s приложенного сигнала. Входное сопротивление и входная проводимость определяют напряжение и ток на входе, т. е. в том же месте, где действует источник. Функции передачи определяют реакции — напряжение и ток в выходной ветви.

Выясним свойства функций цепи, которые являются важнейшими понятиями при исследовании цепей в частотной области. Для цепей, составленных из сосредоточенных элементов (типа обычных R -, L - и C -элементов), функции цепи являются дробно-рациональными функциями частоты s (или $j\omega$). Это положение можно показать на основе представления функции цепи через отношение определителей матриц параметров контурных токов или узловых напряжений.

Рассмотрим выражения функций, характеризующих цепь при действии одного источника напряжения, с помощью метода контурных токов. Согласно (3.29), решения для входного и выходного токов, которые могут быть всегда приняты за контурные токи, в частности за токи в контурах 1 и 2, представим:

$$I_1 = \frac{A_{11}^k}{D^k} \dot{U}_1; \quad I_2 = \frac{A_{12}^k}{D^k} \dot{U}_1, \quad (8.1)$$

где D^k и A_{12}^k — определитель матрицы параметров контурных токов и его алгебраические дополнения. Элементами определителя являются собственные и взаимные сопротивления контуров, которые, как было показано в § 7.6, в общем случае являются полиномами второго порядка с множителем $1/s$:

$$Z_{ik} = (s^2 L_{ik} + s R_{ik} + 1/C_{ik})/s. \quad (8.2)$$

Согласно (8.1), функции цепи (входная проводимость и проводимость передачи) являются отношениями алгебраических дополнений к самому определителю:

$$Y = I_1/\dot{U}_1 = A_{11}^k/D^k; \quad H_Y = I_2/\dot{U}_1 = A_{12}^k/D^k. \quad (8.3)$$

Так как определитель равен сумме произведений всех его элементов вида (8.2), то как числитель, так и знаменатель функции цепи будут полиномами от частоты s с вещественными коэффициентами, деленными на s в некоторой степени. Порядок полиномов будет определяться как числом элементов определителя, так и их степенями. Поясним сказанное на примере простой трехконтурной цепи, питаемой от источника напряжения (рис. 8.1, а).

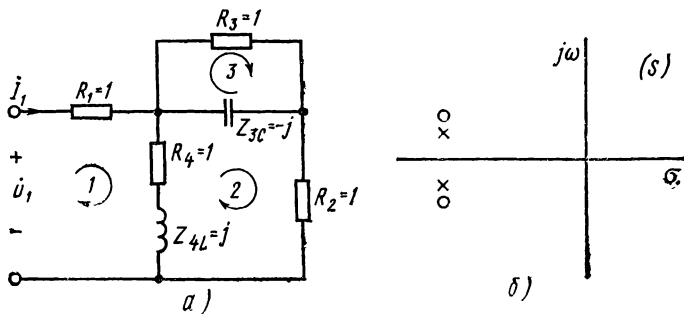


Рис. 8.1

Для простоты численные значения всех элементов приняты равными единице. Обходя каждый из трех контуров, непосредственно из схемы цепи получаем следующий определитель матрицы контурных токов:

$$D^k = \begin{vmatrix} s+2 & -(s+1) & 0 \\ -(s+1) & (s^2+2s+1)/s & -1/s \\ 0 & -1/s & (s+1)/s \end{vmatrix} = (2s^2+6s+5)/s.$$

Алгебраические дополнения:

$$A_{11} = (s^2+3s+3)/s; \quad A_{12} = (s+1)^2/s.$$

Входная проводимость

$$Y = \frac{I_1}{U_1} = \frac{s^2+3s+3}{2(s^2+3s+2,5)}. \quad (8.4)$$

Проводимость передачи

$$H_Y = \frac{I_2}{U_1} = \frac{(s+1)^2}{2(s^2+3s+2,5)}. \quad (8.5)$$

Для рассматриваемой простой цепи ее функции можно было получить без составления уравнений: преобразованием схемы или по методу пропорциональных величин.

Функции (8.4) и (8.5) представлены отношениями полиномов с вещественными коэффициентами, т. е. дробно-рациональными функциями от s . Знаменатели обеих функций одинаковы и имеют два комплексных сопряженных корня: $s_{1,2} = -1,5 \pm j0,5$, а числители — соответственно корни $s'_{1,2} = -1,5 \pm j\sqrt{3}/2$ и $s'_{1,2} = -1$.

Представив полиномы второй степени в виде произведений двучленов, содержащих корни, полученные функции цепи можно записать так:

$$H = K \frac{(s-s'_1)(s-s'_2)}{(s-s_1)(s-s_2)}, \quad (8.6)$$

где K — постоянный множитель, равный отношению коэффициентов при старших степенях полиномов числителя и знаменателя.

В общем случае многоконтурной цепи высокого порядка функция цепи представится в виде отношения полиномов степеней m и n :

$$H(s) = \frac{M(s)}{N(s)} = \frac{a_m s^m + a_{m-1} s^{m-1} + \dots + a_1 s + a_0}{b_n s^n + b_{n-1} s^{n-1} + \dots + b_1 s + b_0}. \quad (8.7)$$

Обозначив m корней числителя через s'_k и n корней знаменателя — через s_k и представив полиномы в виде произведений множителей-двучленов, имеем

$$H(s) = K \frac{(s-s'_1)(s-s'_2) \dots (s-s'_m)}{(s-s_1)(s-s_2) \dots (s-s_n)}, \quad (8.8)$$

где $K = a_m/b_n$.

Согласно принятой в математике терминологии, входящие в выражение дроби (8.8) корни числителя и знаменателя называют нулями и полюсами функции цепи. Ноль представляет то значение комплексной частоты (переменной) $s = s'_k$, при котором функция обращается в нуль: $H(s'_k) = 0$, а полюс — значение комплексной частоты $s = s_k$, при котором функция обращается в бесконечность: $H(s_k) = \infty$.

Задание нулей и полюсов, а также постоянного множителя $K = a_m/b_n$ полностью определяет дробно-рациональную функцию. Нули и полюсы функций цепи, имеющих только вещественные коэффициенты, могут быть комплексными попарно-сопряженными и, в частных случаях, мнимыми попарно-сопряженными, а также вещественными. Для наглядности расположение конечных нулей и полюсов принято показывать на плоскости комплексной частоты, изображая первые кружочками, а вторые — крестиками. На рис. 8.1, б показано расположение нулей и полюсов входной проводимости (8.4).

Так как входные проводимость и сопротивление — взаимно-обратные функции, то нули (полюсы) проводимости будут полюсами (нулями) сопротивления, а полюсы (нули) сопротивления — нулями (полюсами) проводимости. В отличие от входной проводимости или сопротивления функции передачи не имеют обратных функций — проводимость передачи H_Y и сопротивление передачи H_Z не являются взаимно обратными функциями. Это связано с тем, что источник сигнала и интересующая реакция находятся в разных контурах (узлах) цепи.

Следует обратить внимание на одно важное обстоятельство: на рис. 8.1, б нули и полюсы располагаются в левой половине плоскости s . *Функции цепи, полюсы которых лежат только*

в левой полуплоскости, называются асимптотически устойчивыми. В асимптотически устойчивой цепи свободные колебания, определяемые частотами собственных колебаний (корнями характеристического уравнения), при $t \rightarrow \infty$ затухают. Для обеспечения затухания необходимо, чтобы вещественные корни и вещественные части комплексных корней были отрицательными.

Как видно, имеется тесная связь между полюсами функции цепи и частотами собственных колебаний. Это является следствием того, что функция цепи фактически представляет символическую запись дифференциального уравнения цепи относительно переменной — интересующей реакции. Связь между дифференциальным уравнением и функцией цепи следует непосредственно из самого метода комплексных амплитуд, который вводился (см. § 7.3) подстановкой в уравнение токов и напряжений, выраженных в экспоненциальной форме, что приводило к преобразованию дифференциального уравнения в алгебраическое относительно комплексных амплитуд токов и напряжений. Отношение последних и является функцией цепи — входной проводимостью или функцией передачи.

Для обратной операции преобразования функции цепи в соответствующее дифференциальное уравнение необходимо, переписав выражение (8.7) в виде $N(s)\dot{I} = M(s)\dot{U}$ или

$$\begin{aligned} & (b_n s^n + b_{n-1} s^{n-1} + \dots + b_1 s + b_0) \dot{I}_m = \\ & = (a_m s^m + a_{m-1} s^{m-1} + \dots + a_1 s + a_0) \dot{U}_m, \end{aligned} \quad (8.9)$$

умножить комплексные амплитуды на $\exp(st)$ и затем заменить их мгновенными значениями, а степени комплексной частоты s^k — через производные k -го порядка d^k/dt^k :

$$\begin{aligned} & b_n \frac{d^n i}{dt^n} + b_{n-1} \frac{d^{n-1} i}{dt^{n-1}} + \dots + b_1 \frac{di}{dt} + b_0 i = \\ & = a_m \frac{d^m u}{dt^m} + a_{m-1} \frac{d^{m-1} u}{dt^{m-1}} + \dots + a_1 \frac{du}{dt} + a_0 u. \end{aligned} \quad (8.10)$$

Из сравнения (8.9) и (8.10) следует вывод: при записи выражения функции цепи, которое определяется из комплексной схемы замещения в частотной области с помощью методов анализа цепей, записывается дифференциальное уравнение относительно одной выбранной переменной. Следовательно, функция цепи должна содержать все данные, необходимые для получения как характеристик установившегося синусоидального (или экспоненциального) режима, так и свободного режима, определяемого частотами собственных колебаний.

Рассмотрим свободный режим. При действии источника напряжения свободный режим имеет место при коротком замыкании входных выводов. Процесс описывается однородным уравнением, которое получается при тождественном приравнивании нулю всех членов правой части дифференциального

уравнения:

$$b_n \frac{d^n i}{dt^n} + b_{n-1} \frac{d^{n-1} i}{dt^{n-1}} + \dots + b_1 \frac{di}{dt} + b_0 i = 0.$$

Нетрудно убедиться, что характеристический полином данного однородного уравнения равен полиному в знаменателе функции цепи (8.7):

$$\begin{aligned} N(s) &= b_n s^n + b_{n-1} s^{n-1} + \dots + b_1 s + b_0 = \\ &= b_n (s - s_1)(s - s_2) \dots (s - s_n). \end{aligned}$$

Как видно, полюсы функции цепи являются корнями характеристического уравнения, т. е. частотами собственных колебаний цепи. Данное положение относится как к входной функции — входной проводимости, так и к функции передачи — проводимости передачи. Следовательно, обе функции должны иметь в общем случае одинаковые полюсы или частоты собственных колебаний, определяемых, согласно (8.3), определителем системы уравнений. Лишь в частных случаях численных значений элементов возможно сокращение некоторых полюсов и нулей.

Аналогичным образом на дуальной основе с помощью метода узловых напряжений можно получить выражения функций, характеризующих цепь при действии источника тока — входного сопротивления и сопротивления передачи. Ограничимся примером — если рассмотренная ранее цепь подключена к источнику тока I_1 (рис. 8.1, а), то входное сопротивление и сопротивление передачи можно записать так:

$$Z = \frac{\dot{U}_1}{I_1} = \frac{2(s^2 + 3s + 2,5)}{s^2 + 3s + 3}; \quad H_Z = \frac{\dot{U}_2}{I_1} = \frac{(s+1)^2}{s^2 + 3s + 3}. \quad (8.11)$$

Из сравнения (8.4), (8.5) и (8.11) можно сделать заключение: поскольку входное сопротивление и входная проводимость взаимно обратные функции, то для входных выводов можно взаимно менять роли реакций и возбуждения — принимать за реакцию ток при действии источника напряжения и напряжение — при действии источника тока. Соответственно, поменяв в (8.10) местами левую и правую части, получим уравнения для напряжения

$$\begin{aligned} a_m \frac{d^m u}{dt^m} + a_{m-1} \frac{d^{m-1} u}{dt^{m-1}} + \dots + a_1 \frac{du}{dt} + a_0 u &= \\ = b_n \frac{d^n i}{dt^n} + b_{n-1} \frac{d^{n-1} i}{dt^{n-1}} + \dots + b_1 \frac{di}{dt} + b_0 i. \end{aligned} \quad (8.12)$$

При действии источника тока свободный режим в цепи получается при размыкании входных выводов; при этом должно быть тождественно приравнено нулю каждое слагаемое правой части (8.12), так что однородное уравнение

$$a_m \frac{d^m u}{dt^m} + a_{m-1} \frac{d^{m-1} u}{dt^{m-1}} + \dots + a_1 \frac{du}{dt} + a_0 u = 0.$$

Как видно, соответствующий характеристический полином дается полиномом числителя входной проводимости

$$\begin{aligned} M(s) &= a_m s^m + a_{m-1} s^{m-1} + \dots + a_1 s + a_0 = \\ &= a_m (s - s'_1)(s - s'_2) \dots (s - s'_m). \end{aligned}$$

Отсюда следует, что *полюсы входного сопротивления или нули входной проводимости являются частотами собственных колебаний в режиме разрыва выводов.*

Что касается функции цепи — сопротивления передачи, то оно не является обратной проводимостью передачи, так как определяемой им реакцией является напряжение в выходной ветви, а не в ветви, где действует источник тока. Полюсы сопротивления передачи должны совпадать с полюсами входного сопротивления, т. е. с частотами собственных колебаний при разрыве входных выводов.

Перейдем к выяснению смысла нулей функций передачи. Нули как H_Y , так и H_Z являются теми частотами, при которых отсутствует передача сигнала от входа к выходу. Для цепей простой лестничной структуры можно сразу указать нули передачи — это полюсы s_k сопротивлений Z_a последовательных ветвей и нули s'_j сопротивлений Z_b параллельных ветвей. Действительно, при $s = s_k$ имеем разрыв последовательной (продольной) ветви, так как $Z_a(s_k) = \infty$, а при $s = s'_j$ — короткое замыкание параллельной (поперечной) ветви, так как $Z_b(s'_j) = 0$; в обоих случаях сигнал на выходе не появится. Для схем рис. 8.1, а последовательная и параллельная ветви имеют сопротивления:

$$Z_3 = 1/(s + 1); \quad Z_4 = s + 1.$$

Полюс и нуль обоих сопротивлений дают двукратный нуль передачи при $s'_k = -1$ как для H_Y , так и для H_Z .

Из приведенного следует, что выражение функции цепи является символической записью дифференциального уравнения относительно интересующей реакции, а ее полюсы определяют частоты собственных колебаний цепи, т. е. характеристики переходного процесса.

Для иллюстрации изложенного рассмотрим цепь, изображенную на рис. 8.2, а, где указаны значения комплексных сопротивлений отдельных элементов.

Согласно методу пропорциональных величин, приняв $I'_3 = 1$, получим:

$$\begin{aligned} \dot{U}_{2,3} &= s + 1; \quad I'_2 = s(s + 1); \quad I'_1 = 1 + s(s + 1); \\ \dot{U}'_1 &= (s + 1) + 2(s + 1)[1 + s(s + 1)] = (s + 1)(2s^2 + 2s + 3). \end{aligned}$$

Используя эти выражения, можно записать все функции рассматриваемой цепи.

1. При действии на входе цепи источника напряжения входная проводимость

$$Y = \frac{I'_1}{\dot{U}'_1} = \frac{s^2 + s + 1}{(s + 1)(2s^2 + 2s + 3)},$$

функция передачи напряжений

$$H_U = \frac{\dot{U}'_2}{\dot{U}'_1} = \frac{1}{2s^2 + 2s + 3};$$

проводимость передачи

$$Y_{13} = \frac{I'_3}{\dot{U}'_1} = \frac{1}{(s+1)(2s^2 + 2s + 3)}.$$

2. При действии на входе источника тока входное сопротивление

$$Z = \frac{\dot{U}'_1}{I'_1} = \frac{(s+1)(2s^2 + 2s + 3)}{s^2 + s + 1}.$$

сопротивление передачи

$$Z_{12} = \frac{\dot{U}'_{2,3}}{I'_1} = \frac{s+1}{s^2 + s + 1}.$$

Сравнивая полученные в п. 1 и 2 выражения, убеждаемся, что входные проводимости и сопротивление — взаимнообратные функции, а проводимость передачи и сопротивление передачи — совершенно различные функции.

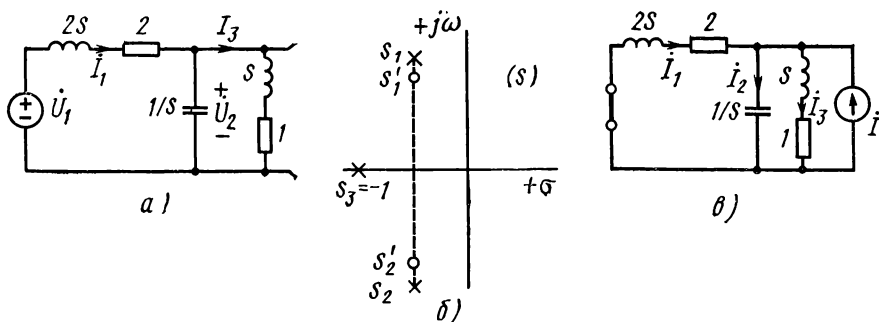


Рис. 8.2

Из выражений п. 1 видно, что все полюсы проводимостей, представляющие частоты собственных колебаний цепи при коротком замыкании входных зажимов, одинаковы. Лишь в частных случаях, как, например, для H_U , некоторые из полюсов могут сократиться с соответствующими нулями.

Выражения п. 2 показывают, что все полюсы сопротивлений, представляющие частоты собственных колебаний цепи при разрыве входных зажимов, также одинаковы и совпадают с нулями входной проводимости.

На рис. 8.2, б изображено взаимное расположение нулей и полюсов входной проводимости. Последние являются частотами собственных колебаний в режиме короткого замыкания входных зажимов.

Из трех полюсов два являются сопряженными комплексными, а один вещественным. Это означает, что свободная составляющая

тока будет состоять из затухающих синусоидальной составляющей и экспоненты.

В заключение остановимся на обобщении рассмотренных понятий — введем матрицу функций цепи, которая характеризует цепь в тех случаях, когда интересуются реакциями в нескольких ветвях при действии ряда источников, т. е. когда цепь является многополюсной. Элемент H_{ik} этой матрицы представляет отношение комплексных амплитуд реакции в i -й ветви и воздействия источника в ветви k при отсутствии других воздействий — коротком замыкании и разрыве выводов остальных источников напряжения и тока.

Запишем элементы $H(s)$ для рассматривавшейся цепи рис. 8.2, а, предполагая дополнительное включение источника тока параллельно емкостной ветви. Функции при отсутствии этого источника и действии первого источника напряжения на входе для реакций \dot{I}_{11} , \dot{U}_{21} , \dot{I}_{31} , согласно данным, приведенным ранее, следующие ($I \equiv 0$):

$$H_{11} = \frac{I_{11}}{I} = Y; \quad H_{21} = \frac{\dot{U}_{21}}{\dot{U}} = H_U; \quad H_{31} = \frac{I_{31}}{I} = Y_{13}.$$

Функции цепи при коротком замыкании выводов источника напряжения и действии второго источника тока \dot{I} (рис. 8.2, в), согласно вычислениям, равны ($U \equiv 0$):

$$H_{12} = \frac{I_{12}}{I} = \frac{-1}{2s^2 + 2s + 3}; \quad H_{22} = \frac{\dot{U}_{22}}{I} = \frac{2(s+1)}{2s^2 + 2s + 3}; \quad H_{32} = \frac{I_{32}}{I} = \frac{2(s+1)}{2s^2 + 2s + 3}.$$

Матрица функций цепи и векторы комплексных амплитуд реакций и воздействий в рассматриваемом примере имеют вид:

$$\mathbf{H}(s) = \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \\ H_{31} & H_{32} \end{bmatrix}; \quad \dot{\mathbf{F}}_2 = \begin{bmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{U}_2 \\ \dot{I}_3 \end{bmatrix}; \quad \dot{\mathbf{F}}_1 = \begin{bmatrix} \dot{U} \\ \dot{I} \end{bmatrix}.$$

Уравнения, связывающие векторы реакций и воздействий, можно записать следующим образом:

$$\begin{bmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{U}_2 \\ \dot{I}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \\ H_{31} & H_{32} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{U} \\ \dot{I} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{11}\dot{U} + H_{12}\dot{I} \\ H_{21}\dot{U} + H_{22}\dot{I} \\ H_{31}\dot{U} + H_{32}\dot{I} \end{bmatrix}.$$

В общем случае, когда интересуются реакциями в n -ветвях и в цепи действуют m источников, получим

$$\dot{\mathbf{F}}_2 = \begin{bmatrix} F_{21} \\ F_{22} \\ \vdots \\ F_{2n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} & \dots & H_{1m} \\ H_{21} & H_{22} & \dots & H_{2m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ H_{n1} & H_{n2} & \dots & H_{nm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{11} \\ F_{12} \\ \vdots \\ F_{1m} \end{bmatrix} = \mathbf{H}(S) \dot{\mathbf{F}}_1.$$

§ 8.2. ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦЕПИ. НОРМИРОВКА ЧАСТОТЫ И УРОВНЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Функции цепи — комплексные сопротивления и проводимости — являются функциями частоты. Для того чтобы знать реакцию цепи в установившемся режиме при действии синусоидального сигнала любой частоты, необходимо иметь выражения комплексной функции цепи в виде явной функции угловой частоты ω приложенного сигнала. Так, в случае функции проводимости необходимо иметь

$$Y(j\omega) = |Y(j\omega)| e^{j\psi(\omega)} = g(\omega) + jb(\omega). \quad (8.13)$$

Модуль и фаза или активная и реактивная составляющие сопротивления (проводимости) являются функциями вещественной частоты и могут быть изображены в виде графиков. Эти функции называются частотными характеристиками цепи. *Зависимость модулей от частоты называют амплитудными, а зависимость углов — фазовыми частотными характеристиками*; зависимости вещественных и мнимых частей (8.13) называют вещественными и мнимыми частотными характеристиками.

Каждая пара характеристик определяет зависимость функции цепи от частоты. Ту или иную пару характеристик выбирают, исходя из условий конкретной задачи. Обычно интересуются амплитудными и фазовыми характеристиками, которые легко можно получить экспериментально. Но иногда интерес представляют также вещественные и мнимые характеристики. Составляющие какой из функций (сопротивления или проводимости) строить, определяется видом источника сигнала и интересующей нас реакции. Если интерес представляет ток в цепи при действии источника напряжения, то следует рассматривать составляющие проводимости; если же интересуются напряжением при действии источника тока, то необходимо рассматривать составляющие сопротивления.

Кроме указанных пар характеристик, изображаемых в вещественной декартовой системе координат, применяют также так называемую амплитудно-фазовую характеристику, которая строится на комплексной плоскости (Z или Y). При ее построении вычисленные для ряда значений частоты составляющие Z или Y наносятся в виде точек на комплексной плоскости; на полученной путем соединения этих точек кривой указываются значения частот ω .

Следовательно, *амплитудно-фазовая характеристика представляет геометрическое место концов векторов (годограф), изображающих комплексное сопротивление или проводимость*. Каждая точка этой характеристики, для которой известна частота, дает значения обеих составляющих: модуля и фазы или вещественной и мнимой частей.

Построим частотные характеристики простейшей последовательной RL -цепи. Интересующей реакцией является ток, поэтому сле-

дует строить зависимости от частоты составляющих проводимости:

$$Y(j\omega) = \frac{1}{R + j\omega L} = \frac{1}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} e^{-j \arctg L/R} = \\ = \frac{R}{R^2 + \omega^2 L^2} - j \frac{\omega L}{R^2 + \omega^2 L^2}. \quad (8.14)$$

Как видим, *модуль и вещественная часть являются четными, а угол и мнимая часть — нечетными функциями частоты*. Нетрудно убедиться, что это общее свойство дробно-рациональных функций с вещественными коэффициентами.

Для вычисления точек характеристик необходимо иметь численные значения элементов цепи. Для того чтобы построенные частотные характеристики имели более общий вид, а не относились только к частным значениям параметров цепи, удобно величины, откладываемые по осям абсцисс и ординат, выражать в относительных единицах, вводя так называемую *нормировку частоты и уровня сопротивления* (проводимости). Нормировка состоит в том, что выбираются некоторые базисные частота ω_0 и сопротивление Z_0 и определяются относительные (безразмерные) нормированные частота и сопротивление:

$$\omega_* = \omega/\omega_0; \quad Z_* = Z/Z_0. \quad (8.15)$$

Для нормировки выражения Z необходимо заменить абсолютные значения частоты и сопротивления согласно следующему:

$$\omega = \omega_* \omega_0; \quad Z = Z_* Z_0. \quad (8.16)$$

При этом выбор ω_0 и Z_0 следует производить из условия, что выражение нормированного сопротивления должно содержать наименьшее число коэффициентов. В результате введения двух соотношений (8.16) удастся уменьшить на два число задаваемых параметров.

Произведем нормировку выражения проводимости (8.14). Согласно обозначениям (8.16),

$$Y_* = \frac{1}{Y_0 (R + j\omega_* \omega_0 L)}.$$

Примем

$$Y_0 = 1/R; \quad \omega_0 = \frac{1}{Y_0 L} = \alpha.$$

При этом выражение нормированной проводимости не требует задания значений элементов:

$$Y_* = \frac{1}{1 + j\omega_*} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega_*^2}} e^{-j \arctg \omega_*} = \frac{1}{1 + \omega_*^2} - j \frac{\omega_*}{1 + \omega_*^2}. \quad (8.17)$$

На рис. 8.3, *а* представлены построенные по этим выражениям амплитудная и фазовая, а на рис. 8.3, *б* — вещественная и мнимая частотные характеристики.

Частота по оси абсцисс отсчитывается в долях от коэффициента затухания цепи, а проводимость по оси ординат — в долях от активной проводимости цепи, поэтому при расчетах получаются числа, близкие к единице; в этом состоит также одно из удобств нормировки. Главное же преимущество заключается в том, что данные нормированных частотных характеристик легко пересчитываются на любые конкретные значения параметров цепи. Для этого достаточно, согласно (8.16), умножить нормированные значения проводимости и частоты на соответствующие базисные величины $1/R$ и $\alpha = R/L$, которые определяются соотношениями параметров.

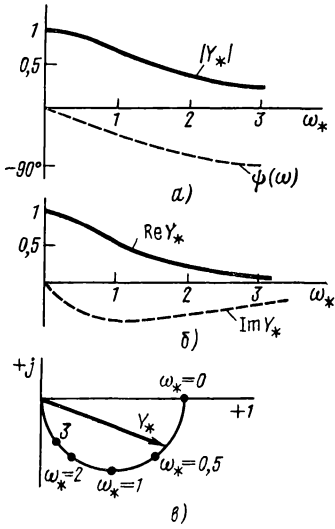


Рис. 8.3

На рис. 8.3, в представлена амплитудно-фазовая характеристика цепи, построенная по данным частотных характеристик.

Две крайние точки частотных характеристик, соответствующие значениям $\omega = 0$ и $\omega = \infty$, желательно для проверки расчетов определять непосредственно из схемы цепи, заменяя в первом случае емкости разрывами, индуктивности — коротким замыканием, а во втором случае индуктивности — разрывами, емкости — коротким замыканием.

Для рассмотренной последовательной RL -цепи при $\omega = 0$ $Y(0) = 1/R$, а при $\omega \rightarrow \infty$ можно пренебречь активным сопротивлением по сравнению с индуктивным, обращающимся в бесконечность, поэтому $Y(\infty) \rightarrow 0$ и $\psi(\infty) \rightarrow -90^\circ$.

В заключение остановимся на связи нулей и полюсов функции цепи с характеристиками установившегося режима — частотными характеристиками, именно на возможности геометрического построения последних по расположению нулей и полюсов на плоскости комплексной частоты. Достоинство построения состоит в наглядности, возможности выявления для каждого диапазона частот наиболее влияющих («доминантных») нулей и полюсов и приближенного качественного построения по ним важнейших участков характеристики. Суть построения проще всего уяснить на примере последовательного RL -контура с проводимостью передачи

$$Y(s) = \frac{1}{R + sL} = \frac{1}{L(s + R/L)} = \frac{1}{L(s - s_1)}, \quad (8.18)$$

где $s_1 = -\alpha = -R/L$ — полюс, т. е. частота собственных колебаний цепи.

На плоскости (s) точка s_1 располагается на вещественной отрицательной полуоси на расстоянии α от начала координат

(рис. 8.4, а). В синусоидальном режиме переменная $s = j\omega$ будет перемещаться по мнимой оси.

Комплексный двучлен в знаменателе — разность двух комплексных чисел или двух векторов

$$j\omega - s_1 = m_1 e^{j\theta_1} \quad (8.19)$$

будет изображаться на плоскости (s) вектором, конец которого лежит на мнимой оси, а начало в точке s_1 . С изменением частоты конец вектора перемещается по оси, при этом изменяются его длина m_1 и угол θ_1 , которые определяют частотные характеристики, так как согласно (8.18) и (8.19)

$$|Y(\omega)| = 1/(m_1 L); \quad \psi(\omega) = -\theta_1. \quad (8.20)$$

Отсюда следует, что частотные характеристики могут быть построены из чисто геометрических соотношений на плоскости комплексной частоты — по длине и углу вектора, определяемого полюсом и частотой.

Этот способ построения частотных характеристик, рассмотренный на простейшем примере, можно обобщить на случай функции, содержащей ряд нулей s'_k и полюсов s_k . Приняв для комплексных двучленов, изображаемых (рис. 8.4, б) векторами на плоскости (s), запись вида (8.19), можно представить функцию проводимости следующим образом:

$$Y(s) = K \frac{(j\omega - s'_1)(j\omega - s'_2) \dots}{(j\omega - s_1)(j\omega - s_2) \dots} = K \frac{m'_1 e^{j\theta'_1} m'_2 e^{j\theta'_2} \dots}{m_1 e^{j\theta_1} m_2 e^{j\theta_2} \dots}$$

Отсюда модуль и аргумент проводимости

$$\left. \begin{aligned} |Y(j\omega)| &= K \frac{m'_1 m'_2 \dots m'_m}{m_1 m_2 \dots m_n}; \\ \psi(\omega) &= (\theta'_1 + \theta'_2 + \dots + \theta'_m) - (\theta_1 + \theta_2 + \dots + \theta_n). \end{aligned} \right\} \quad (8.21)$$

Модуль проводимости равен отношению произведений длин векторов, исходящих из нулей, и длин векторов, исходящих из полюсов, а аргумент проводимости — разности сумм углов векторов, исходящих из нулей, и углов векторов, исходящих из полюсов.

Описанный способ построения частотных характеристик наглядно иллюстрирует тесную связь между реакциями установившегося синусоидального режима и переходными процессами, определяемыми частотами собственных колебаний.

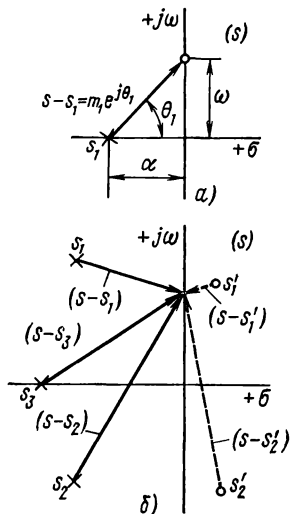


Рис. 8.4

§ 8.3. РЕЗОНАНС В ПРОСТОМ КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

Явление резонанса широко используется в различных устройствах радиоэлектроники и электротехники. Режим резонанса в цепи из R -, L - и C -элементов состоит в том, что при некоторых значениях частоты, называемых резонансными частотами, входное сопротивление (или проводимость) становится чисто резистивным — с нулевой реактивной составляющей, так что напряжение и ток на входе цепи совпадают по фазе.

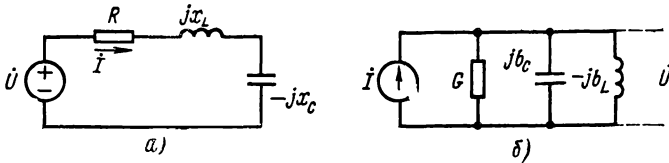


Рис. 8.5

Рассмотрим последовательный RLC -контур (рис. 8.5, а), входное сопротивление которого

$$Z(j\omega) = R + jx = R + j(\omega L - 1/\omega C). \quad (8.22)$$

Реактивная составляющая равна нулю и $Z = R$ в том случае, когда частота приложенного напряжения равна резонансной частоте контура:

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (8.23)$$

Режим резонанса может быть достигнут либо за счет изменения частоты приложенного сигнала при постоянстве резонансной частоты (8.23), либо за счет изменения резонансной частоты путем изменения (подстройки) емкости или индуктивности контура.

При постоянстве амплитуды приложенного напряжения ток, а также активная мощность в цепи в режиме резонанса будут максимальными:

$$I = I_0 = U/R; \quad P = UI_0 = U^2/R. \quad (8.24)$$

Этот же ток, протекая по реактивным элементам, модули сопротивлений которых равны, будет создавать на них напряжения

$$U_L = U_C = \omega_0 L I_0 = \frac{1}{\omega_0 C} I_0 = \sqrt{L/C} I_0, \quad (8.25)$$

а также реактивные мощности

$$P_{qL} = P_{qC} = \omega_0 L I_0^2 = \frac{1}{\omega_0 C} I_0^2 = \sqrt{L/C} I_0^2. \quad (8.26)$$

Соотношение (8.25) означает, что характеристическое сопротивление контура в режиме резонанса равно сопро-

тивлению индуктивного или емкостного элемента:

$$\rho = \sqrt{L/C} = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}.$$

Отношение напряжений на реактивных элементах к приложенному напряжению или отношение реактивных мощностей к активной мощности цепи в режиме резонанса, равное отношению характеристического и активного сопротивлений, представляет добротность контура

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 C R} = \frac{\rho}{R}. \quad (8.27)$$

На этом определении основан способ измерения добротности по показанию вольтметра с высоким входным сопротивлением, подключенного параллельно емкости контура, настраиваемого в резонанс при питании от источника с фиксированным напряжением.

Добротность обычных контуров бывает порядка 50—300. Это означает, что напряжение и мощность реактивных элементов в десятки и сотни раз превышают напряжение и мощность источника сигнала. При резонансе реактивные мощности в индуктивном и емкостном элементах полностью компенсируют друг друга. Таким образом, происходит обмен первоначально запасенной энергии между индуктивностью и емкостью аналогично тому, как это имеет место при свободном колебании в идеальном контуре из индуктивности и емкости (см. § 5.3). Источник не участвует в этом процессе колебаний энергии между двумя реактивными элементами, он покрывает лишь энергию, расходуемую в активном сопротивлении.

В реальных устройствах кроме самого контура потери могут возникать во внутреннем сопротивлении источника, а также в нагрузке, присоединяемой к контуру. Поэтому сопротивление в формуле (8.27) должно быть увеличено на соответствующую величину, вносимую внешними элементами, что приводит к снижению результирующей добротности. Все соотношения, полученные для режима резонанса в последовательном контуре на дуальной основе, можно перенести на простой параллельный контур (рис. 8.5, б).

Приравнивание нулю реактивной составляющей комплексной проводимости контура

$$Y(j\omega) = G + j(\omega C - 1/\omega L) \quad (8.28)$$

дает резонансную частоту, совпадающую с (8.23).

При резонансе напряжение на контуре и активная мощность получают наибольшие значения:

$$U = U_0 = 1/G; \quad P = U_0 I = I^2/G. \quad (8.29)$$

Добротность контура, представляющая отношение характеристической проводимости контура $1/\rho$ к активной проводимости,

с учетом (8.23) равна

$$Q = \frac{1}{\rho G} = \frac{\omega_0 C}{G} = \frac{1}{G\omega_0 L}. \quad (8.30)$$

При высокой добротности ток и реактивная мощность в емкости (индуктивности) в десятки-сотни раз будут больше тока и активной мощности в активной проводимости. Но этот ток будет циркулировать только внутри параллельного LC -контура, так что сопротивление этого контура при резонансе будет бесконечно велико. Реактивные мощности в обоих элементах компенсируют друг друга — происходит обмен энергиями между ними без участия источника. Источник покрывает лишь энергию, потребляемую активной проводимостью.

Если присоединяемые к контуру внешние элементы — реальный источник и нагрузка — вносят дополнительные потери, то они могут быть учтены соответствующим увеличением активной проводимости и снижением результирующей добротности.

§ 8.4. ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ КОНТУРОВ

Важнейшее свойство простых колебательных контуров, обуславливающее их широкое применение в радиотехнике, состоит в том, что они обладают частотной избирательностью: пропускают сигналы, частоты которых близки к резонансной, и задерживают сигналы с частотами, отличающимися от нее. Так как оба контура взаимно дуальны, то достаточно рассмотреть один из них, например последовательный.

Частотная избирательность вызывается изменением реактивной составляющей сопротивления при отклонении частоты от резонансной:

$$x(\omega) = x_L - x_C = \omega L - 1/\omega C. \quad (8.31)$$

Индуктивная составляющая растет линейно с частотой, а емкостная — спадает по гиперболическому закону (рис. 8.6).

В результате реактивное сопротивление является емкостным при $\omega < \omega_0$ и индуктивным при $\omega > \omega_0$, а его модуль, равный нулю при $\omega = \omega_0$, растет по мере увеличения отклонения частоты от резонансной.

Для построения частотных характеристик контура запишем выражение нормированного сопротивления (8.22) в соответствии с (8.16), приняв за базисные величины R , ω_0 :

$$Z_* = 1 + jQ(\omega_* - 1/\omega_*) = \sqrt{1 + Q^2(\omega_* - 1/\omega_*)^2} e^{j\varphi}, \quad (8.32)$$

где $Q = \rho/R$ — добротность контура; $\varphi = \arctg Q(\omega_* - 1/\omega_*)$ — аргумент нормированного сопротивления Z_* .

Частотные характеристики последовательного контура определяются модулем и аргументом проводимости:

$$\begin{aligned} |Y_*| &= [1 + Q^2(\omega_* - 1/\omega_*)^2]^{-0,5}; \\ \psi &= -\varphi = -\arctg Q(\omega_* - 1/\omega_*). \end{aligned} \quad (8.33)$$

При $\omega_* = 1$ (резонанс) $\psi = 0$, а модуль имеет максимальное значение $|Y_*| = 1$ или абсолютное значение $1/R$, обратно пропорциональное сопротивлению, учитывающему потери. При частотах, близких к нулевой, значение емкостного сопротивления стремится к бесконечности, так что $|Y_*| \rightarrow 0$ и угол $\psi = 90^\circ$ (ток опережает напряжение), а при неограниченном росте частоты индуктивное сопротивление стремится к бесконечности, так что $|Y_*| \rightarrow 0$ и угол $\psi = -90^\circ$ (ток отстает от напряжения).

График модуля проводимости в зависимости от частоты, называемый резонансной кривой, имеет вид горба — от максимального значения при $\omega = \omega_0$ спадает при уменьшении частоты, а также неограниченном ее росте. Подобная форма характеристики, присущая полосно-пропускающим (полосовым) фильтрам, обеспечивает прохождение без ослабления или с малым ослаблением составляющих входного сигнала, с частотами, близкими к частоте резонанса, и пропускает с большим ослаблением составляющие сигнала с частотами, заметно отличающимися от ω_0 . Для четкого разделения сигналов различных частот и выделения составляющих нужных частот по возможности необходимо иметь крутой спад характеристик на границах полосы пропускания.

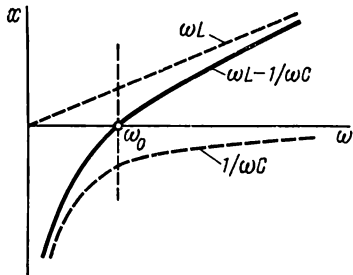


Рис. 8.6

В качестве двух граничных частот полосы пропускания резонансных контуров условно принимают те частоты, при которых модуль проводимости (сопротивления) уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с максимальным значением, а мощность, пропорциональная квадрату тока, — в два раза. Нетрудно найти значения указанных граничных частот, при которых в (8.33) второе слагаемое под корнем становится равным единице, для чего частотный двучлен $\omega_* - 1/\omega_*$ при граничных частотах ω_{*1} и ω_{*2} должен стать равным:

$$\omega_{*1} - 1/\omega_{*1} = -1/Q; \quad \omega_{*2} - 1/\omega_{*2} = 1/Q.$$

Из решения этих уравнений получаем следующие два вещественных положительных значения искомых граничных частот:

$$\omega_{*1} = -\frac{1}{2Q} + \sqrt{1 + 1/4Q^2} \approx 1 - 1/2Q;$$

$$\omega_{*2} = \frac{1}{2Q} + \sqrt{1 + 1/4Q^2} \approx 1 + 1/2Q.$$

Приближенные значения с достаточной точностью справедливы при добротностях $Q > 1,5$, т. е. для всех практически важных случаев. Диапазон частот между указанными граничными частотами, в котором модуль частотной характеристики не падает ниже $1/\sqrt{2}$ от максимального значения, называют шириной

полосы пропускания контура или шириной резонансной кривой:

$$\Delta\omega_* = \Delta\omega/\omega_0 = \omega_{*2} - \omega_{*1} = 1/Q. \quad \Delta\omega = \omega_0/Q. \quad (8.34)$$

Чем больше величина добротности, тем меньше ширина полосы пропускания. Добротность контура получается равной отношению резонансной частоты к ширине резонансной кривой. На рис. 8.7, а показаны резонансные кривые для двух значений добротности: 2 и 8.

На рис. 8.7, б изображены фазовые характеристики контура для тех же величин добротности; углы от значения 90° ($\omega_* = 0$) спадают до нуля при $\omega_* = 1$ и далее — до -90° ($\omega_* = \infty$). При граничных частотах полосы пропускания угол принимает, согласно (8.33), значения 45° и -45° , так что чем больше добротность, тем круче изменяется фазовый угол.

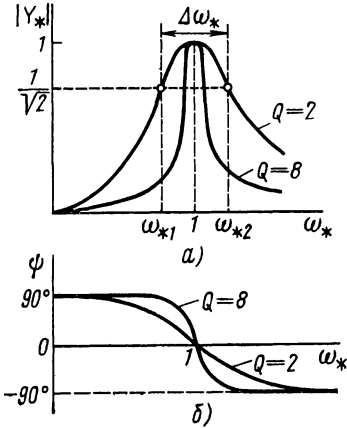


Рис. 8.7

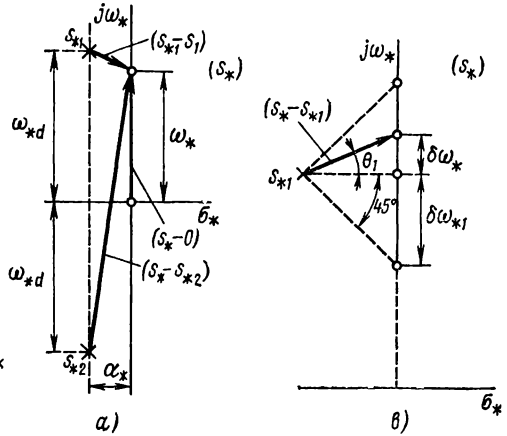


Рис. 8.8

В качестве примера рассмотрим построение частотной характеристики по нулям и полюсам простого колебательного контура. Положив в (8.32) $j\omega_* = s_*$, имеем

$$Y_*(s) = \frac{s_*}{Q \left(s_*^2 + s_* \frac{1}{Q} + 1 \right)} = \frac{1}{Q} \cdot \frac{s_*}{(s_* - s_{*1})(s_* - s_{*2})}. \quad (8.35)$$

Запишем нормированные значения полюсов (8.35) для высокодобротных контуров

$$s_{*1,2} = -\frac{1}{2Q} \pm \sqrt{\frac{1}{4Q^2} - 1} \approx -\frac{1}{2Q} \pm j. \quad (8.36)$$

Они представлены на плоскости (s_*) вместе с нулем $s'_{*1} = 0$ (рис. 8.8. а); там же указаны векторы, изображающие множители (8.35) при $s_* = j\omega_*$.

При высокой добротности интересуют небольшие расстройки $|\delta\omega_*| = |\omega_* - 1|$, когда допустимо принимать $s_* - s_{*2} \approx j2\omega_*$.

Положив в (8.35) $s_* = j\omega_*$; $s_* - s_{*1} = m_1 e^{j\theta_1}$, получим, что модуль проводимости определяется только длиной вектора m_1 , а аргумент — углом θ_1 (рис. 8.8. б):

$$Y_*(j\omega_*) \approx \frac{1}{2m_1 Q} e^{-j\theta_1}. \quad (8.37)$$

При $\omega_* = 1$ (нулевая расстройка) $m_1 = m_{1 \min} = 1/2Q$ и модуль $|Y_*| = 1$ имеет максимальное значение. С увеличением расстройки длина m_1 растет, модуль уменьшается; растет также угол θ_1 .

При расстройках $\delta\omega_* = \pm 1/2Q$, $\theta_1 = \pm 45^\circ$, $m_1 = \sqrt{2} m_{1 \min}$, поэтому $|Y_*| = 1/\sqrt{2}$, и тогда получаем граничные частоты, между которыми лежит полоса пропускания.

Из рассмотрения картины на плоскости комплексной частоты можно сделать вывод о том, что расположение полюса вблизи мнимой оси приводит к резонансному «выбросу» частотной характеристики.

§ 8.5. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЦЕПИ ПЕРВОГО ПОРЯДКА ПРИ СИНУСОИДАЛЬНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

До сих пор рассматривалась только установившаяся или вынужденная составляющая реакции при действии синусоидального или экспоненциального сигнала. Для анализа применялся частотный метод или метод комплексных амплитуд. Свободная составляющая реакции не учитывалась — предполагалось, что собственные колебания цепи, которые состоят из суммы экспоненциальных функций времени с параметрами — частотами собственных колебаний, успели затухнуть.

Здесь, с помощью классического метода (наложением реакций вынужденного и свободного режимов) рассмотрим переходные процессы в простейших цепях первого порядка, подключаемых к источнику синусоидального и экспоненциального сигналов.

Подключение последовательного RL -контура к источнику напряжения (рис. 8.9, а). Для последовательного RL -контура свободная составляющая тока состоит из одной экспоненты (5.7), а установившаяся составляющая при действии синусоидального напряжения приведена в § 7.6. Общее выражение для тока имеет вид

$$i = i_y + i_{св} = I_m \cos(\omega t + \alpha_i) + A e^{-Rt/L}. \quad (8.38)$$

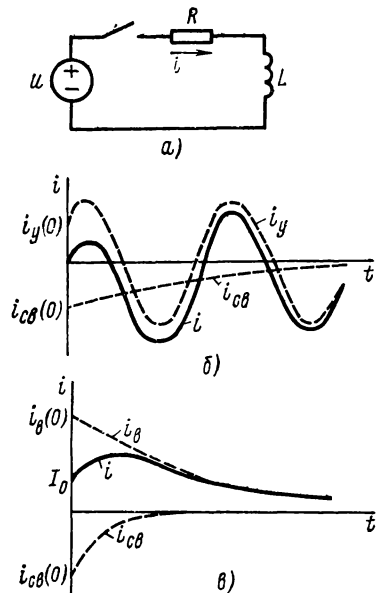


Рис. 8.9

Произвольную постоянную определяем из условия непрерывности начального тока в индуктивности, значение которого примем равным нулю: $i_{св}(0) = -i_y(0)$; $A = -I_m \cos \alpha_i$.

Ток в цепи

$$i = I_m [\cos(\omega t + \alpha_i) - \cos \alpha_i e^{-Rt/L}]. \quad (8.39)$$

Амплитуда свободной составляющей, равная по величине и противоположная по знаку значению установившегося тока при $t=0$, существенно зависит от начальной фазы тока, которая определяется моментом включения напряжения и углом φ сопротивления. При $\alpha_i = \alpha_u - \varphi = 0$ амплитуда A максимальна и равна амплитуде установившегося тока; при $\alpha_i = 90^\circ$ амплитуда $A = 0$ и в цепи сразу устанавливается синусоидальный ток.

На рис. 8.9, б изображены графики тока в контуре и его составляющих; из графиков видно, что свободная составляющая, устраняя разрыв функции тока при $t=0$, обеспечивает по мере затухания плавный переход от начального значения тока к установившейся составляющей. Скорость затухания свободной составляющей определяется только параметрами контура — его постоянной времени.

Как видим, кривая тока вначале смещена от оси времени; в результате пик первой полуволны тока в тех случаях, когда начальное значение установившейся составляющей близко к амплитудному, а затухание свободной составляющей мало, может достигать удвоенного амплитудного значения.

При действии напряжения в виде вещественной затухающей экспоненты, как было установлено в § 7.9, вынужденный ток имеет форму той же экспоненты. Подставив в (7.66) знак «минус» перед коэффициентом затухания, получим общее выражение тока в цепи в виде

$$i = i_s + i_{св} = \frac{U_m}{R - \sigma L} e^{-\sigma t} + A e^{-Rt/L}. \quad (8.40)$$

Положив начальный ток в индуктивности $i(0) = I_0$, из условия при $t=0$ имеем

$$A = I_0 - \frac{U_m}{R - \sigma L} = I_0 - I_m.$$

Ток в цепи

$$i = I_m e^{-\sigma t} + (I_0 - I_m) e^{-Rt/L}. \quad (8.41)$$

Из графика этой функции (рис. 8.9, в) можно видеть, что свободная составляющая снова приводит к плавному без скачка при $t=0$ переходу тока от начального значения к вынужденной составляющей.

Разветвленная RC-цепь, подключаемая к источнику напряжения (рис. 8.10, а). Приняв в качестве искомой реакции напряжение на емкости, определим сначала вынужденную составляющую реакции. Произведение комплексной амплитуды напряжения на емкости и проводимости параллельной ветви дает комплексную амплитуду входного тока: $I_m = \dot{U}_{Cm} (sC + 1/R_2)$.

Напряжение на входе

$$\dot{U}_m = \dot{U}_{Cm} + R_1 \dot{I}_m = \dot{U}_{Cm} [1 + R_1 (sC + 1/R_2)].$$

Отсюда комплексная амплитуда напряжения на емкости

$$\dot{U}_{Cm} = \frac{\dot{U}_m}{sR_1C + 1 + R_1/R_2}. \quad (8.42)$$

В случае действия синусоидального напряжения для амплитуды и начальной фазы установившегося напряжения на емкости

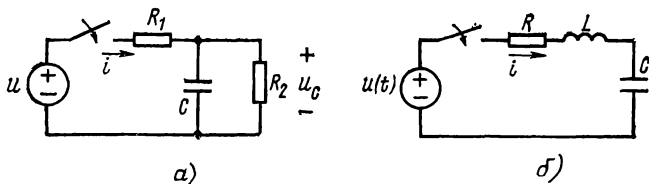


Рис. 8.10

имеем из (8.42), положив $s = j\omega$:

$$U_{Cm} = \frac{U_m}{\sqrt{(1 + R_1/R_2)^2 + (\omega CR_1)^2}};$$

$$\alpha_{uC} = \alpha_u - \arctg \left(\frac{\omega CR_1}{1 + R_1/R_2} \right).$$

При коротком замыкании входа цепи, соответствующем свободному режиму, постоянная времени

$$\tau = \frac{R_1 R_2 C}{R_1 + R_2}.$$

Общее выражение напряжения на емкости имеет вид

$$u_C(t) = U_{Cm} \cos(\omega t + \alpha_{uC}) + A e^{-t/\tau}.$$

Приняв нулевое начальное напряжение на емкости, из условия при $t = 0$ имеем

$$A = -U_{Cm} \cos \alpha_{uC}.$$

Окончательное выражение напряжения на емкости

$$u_C(t) = U_{Cm} [\cos(\omega t + \alpha_{uC}) - \cos \alpha_{uC} e^{-t/\tau}] \quad (8.43)$$

получается аналогичным выражению (8.39) тока в RL -контуре. Пиковое значение первой полуволны напряжения на емкости также может достигать удвоенной амплитуды установившегося напряжения. В частном случае $R_2 \rightarrow \infty$ получим последовательный контур из сопротивления и емкости.

§ 8.6. ПОДКЛЮЧЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО КОНТУРА К ИСТОЧНИКУ СИНУСОИДАЛЬНОГО НАПЯЖЕНИЯ

Пусть последовательный контур из индуктивности, емкости и сопротивления (рис. 8.10, б), удовлетворяющий условию колебательного режима, подключается при $t = 0$ к источнику синусои-

дальнего напряжения. Установившийся и свободный режимы в такой цепи были уже рассмотрены (см. § 7.6 и 5.3).

Установившийся ток в цепи

$$i_y = I_m \cos(\omega t + \alpha_i) = \frac{U_m}{|Z|} \cos(\omega t + \alpha_u - \varphi). \quad (8.44)$$

Добавив соответствующую свободную составляющую, получим общее выражение тока:

$$i = I_m \cos(\omega t + \alpha_i) + A_1 e^{\rho_1 t} + A_2 e^{\rho_2 t}. \quad (8.45)$$

Интегрирование этого выражения дает заряд

$$q = q_y + q_{св} = \frac{1}{\omega} I_m \sin(\omega t + \alpha_i) + \frac{1}{\rho_1} A_1 e^{\rho_1 t} + \frac{1}{\rho_2} A_2 e^{\rho_2 t}. \quad (8.46)$$

Будем полагать, что цепь в момент включения напряжения не имеет запасов энергии, т. е. $i(0) = 0$ и $u_C(0) = 0$, так что $q(0) = 0$. Подставив эти начальные условия в (8.45) и (8.46), получим при $t = 0$:

$$\begin{aligned} A_1 + A_2 &= -I_m \cos \alpha_i = -i_y(0); \\ \frac{1}{\rho_1} A_1 + \frac{1}{\rho_2} A_2 &= -\frac{1}{\omega} I_m \sin \alpha_i = -q_y(0). \end{aligned} \quad (8.47)$$

Будем рассматривать контуры с высокой добротностью, когда частоты собственных колебаний (5.43) можно принимать равными

$$\rho_{1,2} = -\alpha \pm j\omega_d \approx -\alpha \pm j\omega_0 = -\frac{R}{2L} \pm j\frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (8.48)$$

Погрешность этого допущения не превышает 1% при добротности $Q > 3,5$, чему удовлетворяют все используемые на практике контуры.

Так как величины ρ_1 и ρ_2 являются комплексными сопряженными, то из рассмотрения выражения (8.45) можно сделать вывод о том, что постоянные интегрирования должны быть также сопряженными. Поэтому, решая (8.47), имеем

$$A_1 = A_2 = \frac{-i(0)\rho_1 + q(0)\rho_1\rho_2}{\rho_1 - \rho_2}. \quad (8.49)$$

Согласно (8.48), $\rho_1\rho_2 = \omega_0^2$, $\rho_1 - \rho_2 \approx j2\omega_0$ и при дополнительном учете (8.46) получим

$$A_1 = A_2 = -\frac{I_m}{2} \left[\cos \alpha_i + j \left(\frac{\omega_0}{\omega} \sin \alpha_i + \frac{\alpha}{\omega_0} \cos \alpha_i \right) \right]. \quad (8.50)$$

При более подробном рассмотрении ограничимся случаем контура высокой добротности, когда $\alpha \ll \omega_0$ и интерес представляют частоты мало отличающиеся от резонансной, так что выражение (8.50) можно приближенно заменить следующим

$$A_1 \approx -\frac{I_m}{2} (\cos \alpha_i + j \sin \alpha_i). \quad (8.51)$$

Подставив эту величину в (8.45), после преобразований получим выражение тока в контуре в виде суммы или наложения установившейся синусоидальной составляющей с частотой приложенного сигнала и свободной составляющей в виде затухающей по экспоненте синусоидальной функции частоты $\omega_d \approx \omega_0$, близкой к резонансной:

$$i = I_m \cos(\omega t + \alpha_i) - I_m e^{-\alpha t} \cos(\omega_0 t + \alpha_i). \quad (8.52)$$

Если отвлечься на время от затухания свободной составляющей, положив $\alpha = 0$, то получим наложение двух синусоид с одинаковыми амплитудами и близкими частотами, приводящее к явлению биений:

$$\begin{aligned} i &= I_m [\cos(\omega t + \alpha_i) - \cos(\omega_0 t + \alpha_i)] = \\ &= -2I_m \sin \frac{\omega - \omega_0}{2} t \sin \left(\frac{\omega + \omega_0}{2} t + \alpha_i \right). \end{aligned} \quad (8.53)$$

Колебания тока здесь происходят с частотой, близкой к частоте приложенного напряжения; амплитуда же колебаний (оглабающая) изменяется по синусоидальному закону с малой частотой, равной половине разности частот составляющих тока. Слагаемые тока (8.53) удобно изображать в виде двух векторов \dot{I}_1 и \dot{I}_2 , вращающихся с различными угловыми скоростями ω и ω_0 .

Если представить себе вектор \dot{I}_1 неподвижным, а вещественную ось (ось отсчета) вращающейся со скоростью ω по часовой стрелке, то угловая скорость вращения вектора \dot{I}_2 по отношению к вектору \dot{I}_1 будет равна разности частот. Следовательно, вектор \dot{I}_2 по отношению к вектору \dot{I}_1 будет вращаться со скоростью $\omega_0 - \omega$, так что конец его будет описывать окружность с центром, расположенным в конце вектора \dot{I}_1 (рис. 8.11, а).

Конец суммарного вектора будет также лежать на этой окружности. При совпадении фаз обоих векторов их сумма получит максимальное значение, равное удвоенной длине вектора (пучность); в случае противофазы эта сумма обратится в нуль (узел). Указанные моменты отражены на диаграмме изменения мгновенных значений тока при биениях (рис. 8.11, б).

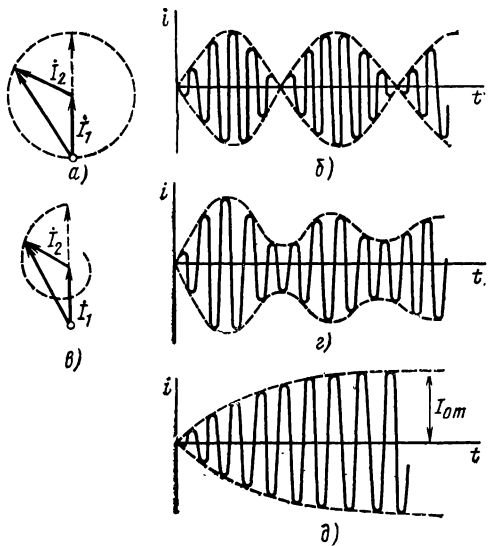


Рис. 8.11

Возвращаясь к выражению (8.52) с затухающей свободной составляющей, следует представить (8.11, в) амплитуду вектора I_a уменьшающейся по мере вращения по логарифмической спирали. Соответствующее изменение тока во временной области изображено на рис. 8.11, з, из которого видно, что в высокодобротных контурах, где постоянная времени затухания свободных (собственных) колебаний превышает период биений, огибающая тока при небольших расстройках устанавливается после ряда затухающих колебаний.

В случае же совпадения частоты приложенного сигнала с частотой собственных колебаний $\omega = \omega_0$, т. е. настроенного в резонанс контура, ток согласно (8.52)

$$i = I_{0m} (1 - e^{-\alpha t}) \cos(\omega t + \alpha_i), \quad (8.54)$$

где I_{0m} — амплитуда установившегося резонансного тока.

Огибающая тока нарастает монотонно от нуля до амплитуды установившегося синусоидального тока (рис. 8.11, д). При этом будет постепенно от периода к периоду увеличиваться максимальное значение энергии, запасаемой в индуктивности и соответственно в емкости. С прекращением нарастания огибающей и установлением в цепи синусоидального тока обмен энергии между источником и реактивными элементами прекратится; источник будет только покрывать потери в контуре.

Об относительной скорости нарастания тока можно судить по начальной производной огибающей, которая равна коэффициенту затухания. Выразив коэффициент через добротность контура $Q = \frac{\omega_0}{2\alpha} = \rho/R$:

$$\left. \frac{d(1 - e^{-\alpha t})}{dt} \right|_{t=0} = \alpha = \frac{\omega_0}{2Q},$$

нетрудно видеть, что чем ниже добротность, тем быстрее устанавливается ток.

В высокодобротных контурах процесс установления тока получается медленным. С физической точки зрения такой вывод вполне понятен: с повышением добротности растет энергия, запасаемая в реактивных элементах: соответственно передача ее от источника к контуру требует большего времени.

§ 8.7. АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Поскольку функции цепи представляют отношение двух полиномов от частоты $s = j\omega$ $H(s) = P(s)/Q(s)$, то основные вычисления при построении частотных характеристик связаны с определением значений полиномов для выбранных дискретных значений переменной $s_k = j\omega_k$. Вычисления выгодно производить по схеме Горнера, которая состоит в записи полинома со следующей группировкой членов:

$$\begin{aligned} P(s_k) &= a_1 + a_2 s_k + a_3 s_k^2 + \dots + a_{m+1} s_k^m = \\ &= a_1 + s_k (a_2 + s_k (a_3 + \dots + s_k (a_m + s_k a_{m+1}))). \end{aligned} \quad (8.55)$$

Определение значения полинома сводится к последовательному вычислению значений однотипных двучленов:

$$PM_i = a_{m+1-i} + s_k PM_{i-1} \quad (PM_0 = a_{m+1}; i = 1, 2, \dots, m+1). \quad (8.56)$$

Вычисляемая переменная — текущее значение двучленов — вначале принимается $PM = a_{m+1}$, затем умножается на s_k и суммируется с a_m ; далее, получившееся новое значение снова умножается на s_k и суммируется с a_{m-1} и т. д. Указанные вычисления производятся для ряда равноотстоящих через выбранный интервал Δs_k значений частоты $s = s_k$ в заданных пределах от s_0 до s_n .

```

SUBROUTINE HAMPH (P, M, Q, N, H)
DIMENSION P(10), Q(10)
COMPLEX S, PM, QN, H
S=CMPLX (0, 0, W)
MC=M+1
PM=P(MC)
DO 1 I=1, MC
PM=S* PM+P(MC-I)
CONTINUE
NC=N+1
QN=Q(NC)
DO 2 J=1, NC
QN=S * QN+Q (NC-J)
2 CONTINUE
IF (CABS(QN)-1.E-08) 3,3,4
3 WRITE (6,5) W
5 FORMAT (5X, 'H IS INFINITE', 'W-', E10 4
4 H=PM/QN
HAMP=CABS(H)
HPHA=ATAN 2 (AIMAG (H), REAL(H))* 57.29578
RETURN
END

```

S, W - частота комплексная, вещественная;
P(I), I=1, M+1; Q (J), J=1, N+1 - коэффициенты полиномов;
PM, QN - текущие значения полиномов;
HAMP, HPHA - амплитуда и фаза H(S).

Рис. 8.12

Аналогичным образом вычисляются значения полинома n -й степени QN . Здесь необходимо отмечать нулевое значение полинома, при котором функция передачи становится особенной ($|H(s)| \rightarrow \infty$) и исключать операцию деления. Отношение найденных полиномов дает комплексную функцию передачи, модуль и фаза которой при различных частотах являются искомыми выходными величинами.

На рис. 8.12 приведена подпрограмма HAMPH, соответствующая описанному алгоритму определения частотных характеристик.

Программа вычисления частотной характеристики должна начинаться с ввода в память машины всех коэффициентов полиномов

числителя и знаменателя, граничных значений и ширины шага частоты с указанием соответствующих форматов. Далее по подпрограмме НАМРН проводятся все нужные вычисления. Основные данные расчетов — модули и аргументы для выбранных значений частоты — выводятся на печать в соответствии с принятыми данными формата.

Значения полинома при заданных вещественных частотах ω_k можно вычислять по другой схеме, не прибегая к комплексному типу переменных. Записав полином (8.55) при $s_k = j\omega_k$ в виде суммы $P(j\omega_k) = a_R + ja_I$ для вещественной и мнимой частей, имеем:

$$\begin{aligned} a_R(\omega_k) &= a_1 - a_3\omega_k^2 + a_5\omega_k^4 - \dots \\ a_I(\omega_k) &= a_2\omega_k - a_4\omega_k^3 + a_6\omega_k^5 - \dots \end{aligned}$$

Значение полинома, например, первого можно вычислять с помощью оператора цикла, принимая вначале $a_R = a_1$, а затем добавляя слагаемые $\mp a_{i+1}\omega_k^i$, где $i = 2, 4, \dots$

По вычисленным значениям полиномов a_R, a_I числителя и b_R, b_I знаменателя определяются модуль и фаза функции передачи.

Следует иметь в виду, что вычисление возведением в степень ω_k требует $m(m-1)/2$ умножений; вычисление же по схеме Горнера — всего m умножений.

Приведенные алгоритмы применимы в тех случаях, когда функция цепи задана в виде отношения двух полиномов от s с численно заданными коэффициентами. В случае сложной цепи трудно получить выражение функции цепи в виде явной зависимости от символа s . Поэтому значения точек частотной характеристики определяют из численного анализа цепи — для каждого значения частоты ω_k действующего на входе сигнала с единичной комплексной амплитудой вычисляют модуль и фазу комплексной амплитуды выходной реакции.

АНАЛИЗ ЦЕПЕЙ С МНОГОПОЛЮСНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

§ 9.1. ПАРАМЕТРЫ МНОГОПОЛЮСНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Наряду с линейными цепями, составленными из двухполюсных элементов, широко применяются цепи, содержащие *четырёхполюсные и многополюсные элементы*; с их помощью моделируются такие важные устройства, как транзисторы, электронные лампы-триоды, трансформаторы и т. п. Указанные элементы имеют четыре (или более) внешних вывода или полюса, с помощью кото-

рых присоединяются к источникам или узлам остальной части цепи. Свойства элемента, внутренняя структура которого в общем случае предполагается неизвестной, определяются коэффициентами (параметрами) соотношений или уравнений, связывающих токи и напряжения внешних выводов.

Четырёхполюсный элемент имеет две пары внешних выводов (полюсов): $1-1'$ и $2-2'$ (рис. 9.1, а), называемых входами. Элемент, структура которого может быть неизвестной, а внутренние ветви, узлы — недоступными, изображается в виде прямоугольника. Предполагается, что четырёхполюсник не содержит независимых источников и составлен из конечного числа линейных сосредоточенных элементов.

Ток и напряжение входа 1 обозначим через \dot{I}_1 , \dot{U}_1 , а входа 2 , который при присоединении к нему нагрузочного сопротивления называют выходом, через \dot{I}_2 , \dot{U}_2 . Свойства четырёхполюсной цепи с двумя входами будут определяться коэффициентами или параметрами соотношений, связывающих четыре переменные. В данной главе рассмотрим две системы параметров.

1. *Параметры сопротивлений холостого хода*, которые входят в уравнения, выражающие напряжение входов в зависимости от токов. Последние можно рассматривать как токи двух источников тока, присоединенных к обоим входам. Напряжение входов можно представить в виде наложений напряжений от действия каждого источника в отдельности:

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= z_{11}\dot{I}_1 + z_{12}\dot{I}_2; \\ \dot{U}_2 &= z_{21}\dot{I}_1 + z_{22}\dot{I}_2. \end{aligned} \tag{9.1}$$

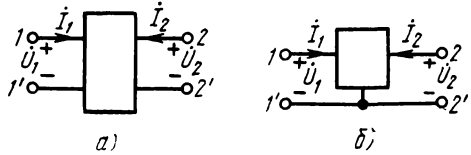


Рис. 9.1

Смысл параметров устанавливается из рассмотрения режимов холостого хода (разрыва) выводов источников тока, Положив сначала $I_2=0$, а затем $I_1=0$, получим:

$z_{11} = U_1/I_1 (I_2=0)$ — входное сопротивление со стороны входа 1 при разомкнутом входе 2;

$z_{21} = U_2/I_1 (I_2=0)$ — передаточное сопротивление прямой передачи от входа 1 к входу 2 — отношение напряжения на разомкнутых выводах входа 2 к току на входе 1;

$z_{12} = U_1/I_2 (I_1=0)$ — передаточное сопротивление обратной передачи от входа 2 к входу 1 — отношение напряжения на разомкнутых выводах входа 1 к току на входе 2;

$z_{22} = U_2/I_2 (I_1=0)$ — входное сопротивление со стороны входа 2 при разомкнутом входе 1.

Матрица z -параметров цепи с двумя входами

$$z = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{bmatrix}. \quad (9.2)$$

Уравнение (9.1) и матрицу параметров (9.2) можно обобщить на случай $2n$ -полюсной цепи с n входами, которую описывают системой из n -уравнений или матрицей параметров n -го порядка.

2. *Параметры проводимостей короткого замыкания*, которые входят в уравнения, выражающие токи входов в зависимости от напряжений. Последние можно рассматривать как напряжения присоединенных к обоим входам источников напряжения. Токи входов можно записать в виде наложений токов от действия каждого источника в отдельности:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= y_{11}U_1 + y_{12}U_2; \\ I_2 &= y_{21}U_1 + y_{22}U_2. \end{aligned} \right\} \quad (9.3)$$

Смысл параметров устанавливается из рассмотрения режимов короткого замыкания выводов источников напряжения. Положив сначала $U_2=0$, а затем $U_1=0$, получим:

$y_{11} = I_1/U_1 (U_2=0)$ — входная проводимость со стороны входа 1 при короткозамкнутом входе 2;

$y_{21} = I_2/U_1 (U_2=0)$ — передаточная проводимость прямой передачи от входа 1 к входу 2 — отношение тока короткозамкнутого входа 2 к напряжению входа 1;

$y_{12} = I_1/U_2 (U_1=0)$ — передаточная проводимость обратной передачи от входа 2 к входу 1 — отношение тока короткозамкнутого входа 1 к напряжению входа 2;

$y_{22} = I_2/U_2 (U_1=0)$ — входная проводимость со стороны входа 2 при короткозамкнутом входе 1.

Матрицы y -параметров цепи с двумя входами

$$y = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix}. \quad (9.4)$$

Для обратимых четырехполюсников, составленных из пассивных двухполюсных элементов, $y_{12} = y_{21}$.

Уравнения (9.3) и матрицы параметров (9.4) легко обобщить на случай $2n$ -полусной цепи с n - входами, которую можно характеризовать матрицей параметров n -го порядка.

Если выводы $1'$ и $2'$ обоих входов соединены между собой, то получается широко распространенная разновидность четырех-полусника, называемая трехполусником (рис. 9.1, б). Относительно входов с выводами $1-3$ и $2-3$ (3 — общий вывод обоих входов) трехполусник определяется параметрами (9.2) или (9.4).

Рассмотрим общий случай включения трехполусника, когда к трем его выводам подводятся напряжения \dot{U}_1 , \dot{U}_2 и \dot{U}_3 по отношению к некоторому базисному узлу (рис. 9.2). При таком включении нет определенной ориентации выводов 1 , 2 , 3 , которые могут быть приняты за входы. Любой из трех выводов можно принять в качестве общего для обоих входов вывода.

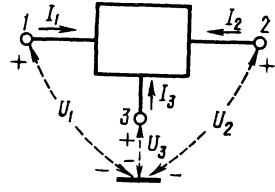


Рис. 9.2

Токи трех выводов трехполусного элемента можно записать на основе принципа наложения через параметры-проводимости короткого замыкания в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= y_{11}\dot{U}_1 + y_{12}\dot{U}_2 + y_{13}\dot{U}_3; \\ I_2 &= y_{21}\dot{U}_1 + y_{22}\dot{U}_2 + y_{23}\dot{U}_3; \\ I_3 &= y_{31}\dot{U}_1 + y_{32}\dot{U}_2 + y_{33}\dot{U}_3. \end{aligned} \right\} \quad (9.5)$$

Соответствующая этой системе матрица называется *неопределенной матрицей проводимости*

$$Y = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} & y_{13} \\ y_{21} & y_{22} & y_{23} \\ y_{31} & y_{32} & y_{33} \end{bmatrix}. \quad (9.6)$$

Элементы неопределенной матрицы оказываются зависимыми друг от друга. Действительно, по первому закону Кирхгофа имеем

$$\dot{I}_1 + \dot{I}_2 + \dot{I}_3 = (y_{11} + y_{21} + y_{31})\dot{U}_1 + (y_{12} + y_{22} + y_{32})\dot{U}_2 + (y_{13} + y_{23} + y_{33})\dot{U}_3 = 0.$$

Для выполнения этого равенства, справедливого при любых значениях напряжения, необходимо, чтобы коэффициенты при напряжениях были равны нулю. Следовательно, *сумма элементов столбцов неопределенной матрицы должна равняться нулю*. Аналогично *сумма элементов строк неопределенной матрицы также должна быть равна нулю*. Это следует из того, что в частном случае одинаковых напряжений всех выводов: $\dot{U}_1 = \dot{U}_2 = \dot{U}_3$ токи через выходы не будут протекать: $\dot{I}_1 = \dot{I}_2 = \dot{I}_3 = 0$.

Указанные свойства позволяют легко записать неопределенную матрицу элемента. Для этого к известной матрице проводимости второго порядка следует добавить новую строку и новый столбец,

элементы которых равны соответственно суммам элементов столбцов и строк исходной матрицы, взятым с обратным знаком.

Следовательно, неопределенную матрицу y -параметров можно записать через y -параметры трехполосника, у которого общим является вывод 3:

$$y = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} & -(y_{11} + y_{12}) \\ y_{21} & y_{22} & -(y_{21} + y_{22}) \\ -(y_{11} + y_{21}); & -(y_{12} + y_{22}); & (y_{11} + y_{12} + y_{21} + y_{22}) \end{bmatrix}. \quad (9.7)$$

Имея неопределенную матрицу, легко получить матрицы параметров при выборе любого из выводов в качестве общего. Вычеркивание третьей строки и третьего столбца в (9.7) дает матрицу y -параметров в случае, когда общим является вывод 3. Аналогично вычеркивание первой строки и первого столбца, а также второй строки и второго столбца дают матрицы параметров в случае, когда общим являются выводы 1 и 2.

Уравнения (9.5) и неопределенную y -матрицу можно обобщить на случай n -полосника — элемента с n выводами.

Перейдем к рассмотрению двух важных частных видов многополосных элементов: индуктивно связанного элемента, относящегося к классу пассивных обратимых реактивных элементов, и зависимого источника, который относится к классу активных необратимых резистивных элементов. Характерная особенность указанных элементов состоит в том, что любой их вход представляется одной ветвью, т. е. одним двухполосным элементом. Связь между ветвями-входами задается параметрами передачи.

§ 9.2. ИНДУКТИВНО-СВЯЗАННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Простейший элемент с индуктивной связью представляет четырехполосный элемент, который состоит из двух индуктивных ветвей с коэффициентами самоиндукции L_1 и L_2 , связанных между собой через общий поток взаимной индукции. Магнитную связь обеих ветвей характеризуют коэффициентом $L_{12} = M = L_{21}$ взаимной индуктивности, измеряемым в генри. Символическое изображение элемента приведено на рис. 9.3, а.

Физическим прообразом индуктивно-связанного элемента может служить устройство из двух близко расположенных катушек или катушек на общем сердечнике. Предполагается линейность режима и постоянство коэффициентов самоиндукции и взаимной индукции.

Рассмотрим магнитную связь между ветвями и запишем уравнения, связывающие напряжения и токи выводов обеих ветвей-катушек для случаев прохождения тока по одной из катушек, при отсутствии тока в другой и одновременного прохождения тока по обеим катушкам.

Ток проходит только по первой катушке, вторая катушка разомкнута ($i_2 = 0$).

Направление магнитного потока Φ_{11} , созданного током i_1 , определяется по правилу правоходового винта. Поток этот можно считать состоящим из потока рассеяния Φ_{d1} , сцепленного только с первой катушкой, и потока взаимной индукции Φ_{21} , сцепленного как с первой, так и со второй катушками (рис. 9.3, б):

$$\Phi_{11} = \Phi_{d1} + \Phi_{21}. \quad (9.8)$$

Соответствующие потокосцепления первой и второй катушек с числами витков N_1 и N_2 равны:

$$\Psi_{11} = N_1 \Phi_{11} = L_1 i_1; \quad \Psi_{21} = N_2 \Phi_{21} = L_{21} i_1. \quad (9.9)$$

Величина взаимной индуктивности является коэффициентом пропорциональности между потокосцеплением взаимной индукции

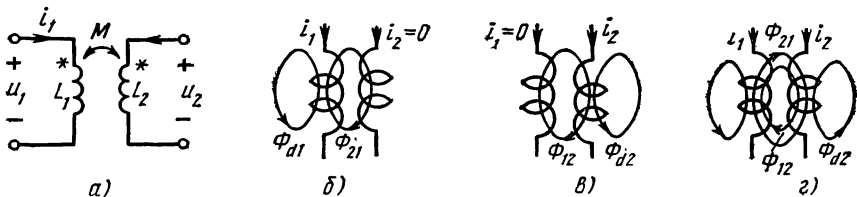


Рис. 9.3

второй катушки и вызвавшим его током первой катушки. Стратегическую величину потока взаимной индукции при учете (9.9) можно представить так:

$$k' = \frac{\Phi_{21}}{\Phi_{11}} = \frac{|L_{21}|}{L_1} \frac{N_1}{N_2} \leq 1. \quad (9.10)$$

При изменении тока i_1 и связанного с ним потока в катушках 1 и 2 будут наводиться соответственно напряжение самоиндукции и напряжение взаимной индукции, равные скоростям изменения потокосцеплений:

$$\begin{aligned} u_{11} &= \frac{d\Psi_{11}}{dt} = L_1 \frac{di_1}{dt}; \\ u_{21} &= \frac{d\Psi_{21}}{dt} = L_{21} \frac{di_1}{dt}. \end{aligned} \quad (9.11)$$

Величину взаимной индуктивности можно также определить как коэффициент пропорциональности между наведенным во второй катушке напряжением и скоростью изменения тока в первой катушке.

Полярность наведенного напряжения в зависимости от взаимного расположения и направления намотки катушек может совпадать (быть согласной) или не совпадать (быть встречной) с принятой положительной полярностью напряжения второй катушки.

Возможные две ориентации полярности наведенного напряжения u_{21} по отношению к принятой положительной полярности напряжения u_2 ветви L_2 удобно различать, приписывая знак зна-

чению взаимной индуктивности: положительный — при совпадении и отрицательный — при несовпадении полярностей. Следовательно, взаимная индуктивность принимается алгебраической величиной. При $L_{21} > 0$ напряжение взаимоиндукции будет складываться с напряжением самоиндукции второй катушки, а при $L_{21} < 0$ — вычитаться.

Для определения знака L_{21} индуктивно-связанных катушек без выяснения данных о геометрических соотношениях и направлениях намотки однополярные выводы пары катушек принято маркировать звездочками или точками. Если принятые положительные направления токов, согласованные с полярностями напряжений выводов, ориентированы одинаково по отношению к однополярным выводам (оба тока входят или выходят), то $L_{21} > 0$; при неодинаковой ориентации — $L_{21} < 0$. Однополярные выводы пары катушек легко определить экспериментально: в момент включения маркированного вывода первой катушки к положительному зажиму батарейки стрелка гальванометра постоянного тока, присоединенного зажимом «плюс» к однополярному выводу второй катушки, должна отклониться в положительную сторону.

В установившемся синусоидальном режиме уравнения (9.11) можно записать в следующей комплексной форме:

$$\begin{aligned} \dot{U}_{11} &= j\omega\Psi_{11} = j\omega L_1 \dot{I}_1 = jx_1 \dot{I}_1; \\ \dot{U}_{21} &= j\omega\Psi_{21} = j\omega L_{21} \dot{I}_1 = jx_{21} \dot{I}_1, \end{aligned} \quad (9.12)$$

где $x_{21} = \omega L_{21}$ — сопротивление взаимной индуктивности.

Если измерить величины наведенного в разомкнутой второй катушке напряжения и тока в первой катушке, то по их отношению можем определить сопротивление взаимной индуктивности:

$$x_{21} = U_{21}/I_1; \quad M = x_{21}/\omega. \quad (9.13)$$

Ток проходит по второй катушке, первая катушка разомкнута ($i_1 = 0$).

Картина процессов здесь будет аналогичной рассмотренной в п. 1 — лишь у всех величин поменяются местами индексы. Магнитный поток, связанный с током i_2 , можно также считать состоящим из потока рассеяния Φ_{d2} , сцепленного только со второй катушкой, и потока взаимной индукции Φ_{12} , сцепленного с обеими катушками (рис. 9.3, в):

$$\Phi_{22} = \Phi_{d2} + \Phi_{12}. \quad (9.14)$$

Соответствующие потокосцепления катушек:

$$\Psi_{22} = N_2\Phi_{22} = L_2 i_2; \quad \Psi_{12} = N_1\Phi_{12} = L_{12} i_2. \quad (9.15)$$

Относительная величина потока взаимной индукции может быть представлена так:

$$k'' = \frac{\Phi_{12}}{\Phi_{22}} = \frac{|L_{12}|}{L_2} \frac{N_2}{N_1} \leq 1. \quad (9.16)$$

Напряжения взаимоиндукции и самоиндукции, наведенные при изменении тока i_2 и связанных с ним потоков в катушках 1 и 2, равны:

$$\begin{aligned} u_{12} &= \frac{d\Psi_{12}}{dt} = L_{12} \frac{di_2}{dt}; \\ u_{22} &= \frac{d\Psi_{22}}{dt} = L_2 \frac{di_2}{dt}. \end{aligned} \quad (9.17)$$

При $L_{12} > 0$ полярность напряжения взаимоиндукции u_{12} совпадает с принятой положительной полярностью напряжения катушки 1, а при $L_{12} < 0$ — будет обратной (встречной) ей.

В установившемся синусоидальном режиме уравнения (9.17) можем записать:

$$\begin{aligned} \dot{U}_{12} &= j\omega\Psi_{12} = j\omega L_{12}\dot{I}_2 = jx_{12}\dot{I}_2; \\ \dot{U}_{22} &= j\omega\Psi_{22} = j\omega L_2\dot{I}_2 = jx_2\dot{I}_2. \end{aligned} \quad (9.18)$$

Измерив величину напряжения, наведенного в разомкнутой первой катушке, и ток во второй катушке, связанный с наводящим потоком взаимной индукции, можно найти величину сопротивления взаимной индуктивности:

$$x_{12} = U_{12}/I_2; \quad L_{12} = x_{12}/\omega. \quad (9.19)$$

Одновременное прохождение токов по обеим катушкам. Общий магнитный поток будет создаваться действием обоих токов. Поток каждой катушки можно получить наложением собственного потока самоиндукции и потока взаимной индукции от соседней катушки (рис. 9.3, з), который будет добавляться к собственному потоку при согласном включении или вычитаться — при встречном включении. Соответственно потокосцепления можно выразить:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &\stackrel{\Delta}{=} \Psi_{11} + \Psi_{12} = L_{11}i_1 + L_{12}i_2; \\ \Psi_2 &= \Psi_{21} + \Psi_{22} = L_{21}i_1 + L_{22}i_2. \end{aligned} \quad (9.20)$$

Матрица коэффициентов-индуктивностей

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{bmatrix}, \quad (9.21)$$

где $L_{11} = L_1$; $L_{22} = L_2$.

Далее будет показано, что $L_{12} = L_{21} = M$, т. е. матрица индуктивностей симметрична.

Степень связи пары катушек характеризуют *коэффициентом магнитной связи*, который равен среднегеометрическому значению относительных величин потоков взаимной индукции (9.10) и (9.16):

$$k_M = \sqrt{k'k''} = \frac{|M|}{\sqrt{L_1L_2}} \leq 1. \quad (9.22)$$

Как видим, величина взаимной индуктивности не может превысить среднегеометрическое от обеих индуктивностей.

При $k_m = 1$ имеем совершенную связь — потоки рассеяния отсутствуют и весь поток является потоком взаимной индукции, который сцепляется со всеми витками обеих катушек; при этом матрица (9.21) — особенная: $\det \mathbf{L} = 0$. Приблизиться к этому предельному случаю можно, используя ферромагнитный сердечник с высокой магнитной проницаемостью и применяя плотную без зазоров намотку витков катушек. Другого предельного случая ($k_m = 0$) можно достичь, располагая ось одной катушки перпендикулярно оси другой так, чтобы точка пересечения оказалась в ее центре.

Дифференцирование (9.20) дает напряжения обеих ветвей (входов) элемента в виде наложения напряжений, наведенных собственным потоком и потоком взаимной индукции:

$$\begin{aligned} u_1 &= u_{11} + u_{12} = L_1 \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt}; \\ u_2 &= u_{21} + u_{22} = L_{21} \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt}. \end{aligned} \quad (9.23)$$

В установившемся синусоидальном режиме уравнения индуктивно связанного элемента, выражающие напряжения через токи ветвей, можно записать:

$$\dot{U}_1 = j\omega L_{11} \dot{I}_1 + j\omega L_{12} \dot{I}_2; \quad \dot{U}_2 = j\omega L_{21} \dot{I}_1 + j\omega L_{22} \dot{I}_2. \quad (9.24)$$

Матрица параметров уравнений

$$z = j\omega \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{bmatrix} = j\omega \mathbf{L} \quad (9.25)$$

является матрицей z -параметров — входных и передаточных сопротивлений холостого хода.

Обратим систему уравнений (9.24), т. е. выразим токи через напряжения ($s = j\omega$):

$$\dot{I}_1 = \frac{\Gamma_{11}}{s} \dot{U}_1 + \frac{\Gamma_{12}}{s} \dot{U}_2; \quad \dot{I}_2 = \frac{\Gamma_{21}}{s} \dot{U}_1 + \frac{\Gamma_{22}}{s} \dot{U}_2, \quad (9.26)$$

где Γ_{ik} — обратные индуктивности, являющиеся элементами матрицы, обратной (9.21):

$$\mathbf{\Gamma} = \mathbf{L}^{-1} = \frac{1}{L_{11}L_{22} - M^2} \begin{bmatrix} L_{22} & -L_{21} \\ -L_{12} & L_{11} \end{bmatrix}. \quad (9.27)$$

Матрица коэффициентов уравнений

$$\mathbf{y} = \frac{1}{s} \begin{bmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{bmatrix} \quad (9.28)$$

является матрицей параметров входных и передаточных проводимостей короткого замыкания.

Рассмотрим небольшой численный пример. Задано: $L_1 = 1$ Гн; $L_2 = 4$ Гн; $k_m = 0,5$. Требуется записать матрицы индуктивностей и обратных индуктивностей. Согласно (9.22), $M = k_m \sqrt{1 \cdot 4} = 1$ Гн

и матрица индуктивностей

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 4 \end{bmatrix}.$$

Определитель $\det \mathbf{L} = 3$ и матрица (9.27) обратных индуктивностей

$$\mathbf{\Gamma} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 4 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}.$$

На основе равенства нулю вещественной части комплексной мощности докажем выполнение условия $L_{12} = L_{21} = M$ обратимости или взаимности для реактивного элемента с индуктивной связью. Умножив каждое уравнение системы (9.24) на сопряженный ток \dot{I}_k и просуммировав левые и правые части, получим выражение комплексной мощности

$$\hat{P}_s = \dot{U}_1 \dot{I}_1^* + \dot{U}_2 \dot{I}_2^* = j\omega (L_{11} I_1^2 + L_{22} I_2^2) + j\omega (L_{12} \dot{I}_2 \dot{I}_1^* + L_{21} \dot{I}_1 \dot{I}_2^*).$$

Если положить $\dot{I}_1 = a_1 + jb_1$; $\dot{I}_2 = a_2 + jb_2$, то вещественная часть, представляющая активную мощность, потребляемую элементом $\text{Re } \hat{P}_s = \omega (L_{21} - L_{12}) (a_1 b_2 + a_2 b_1)$.

Это выражение обращается в нуль только при $L_{12} = L_{21}$, что доказывает обратимость индуктивно-связанного элемента.

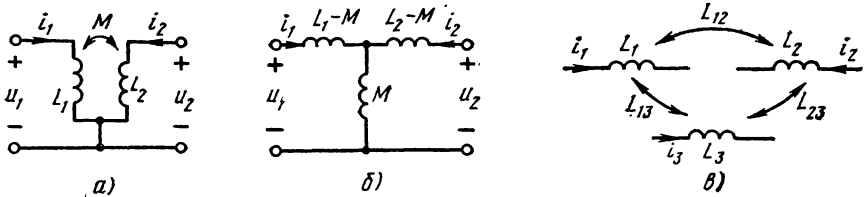


Рис. 9.4

Часто пара индуктивно-связанных ветвей имеет общую точку (рис. 9.4, а). Элемент в этом случае является трехполюсником. Трехполюсный индуктивно-связанный элемент можно представить эквивалентной электрической T -образной схемой замещения без магнитной связи из трех индуктивных ветвей (рис. 9.4, б). Приравнение коэффициентов уравнений этой схемы

$$\dot{U}_1 = s(L_a + L_c) \dot{I}_1 - sL_c \dot{I}_2; \quad \dot{U}_2 = -sL_c \dot{I}_1 + s(L_b + L_c) \dot{I}_2$$

и уравнений (9.24) дает значения параметров:

$$L_c = M; \quad L_a = L_1 - M; \quad L_b = L_2 - M. \quad (9.29)$$

При сильной связи и $L_1 \neq L_2$ одна из индуктивностей получается отрицательной.

Аналогично можно определить параметры Π -образной эквивалентной схемы. Замена трехполюсного индуктивно-связанного

элемента при расчетах позволяет применить метод преобразований схем.

Введем $2n$ -полюсный элемент с индуктивной связью, который состоит из n индуктивных ветвей, связанных между собой потоками взаимной индукции (рис. 9.4, *б*). Смысл и значения взаимных индуктивностей между ветвями можно выяснить, рассматривая ветви попарно, аналогично случаю двух катушек. Если пропускать ток по одной из катушек, например первой, то потоки взаимной индукции и наведенные ими напряжения в остальных разомкнутых катушках будут определяться взаимными индуктивностями $L_{21}, L_{31}, \dots, L_{n1}$. Между каждой парой катушек i и k с индуктивностями $L_i = L_{ii}$ и $L_k = L_{kk}$ получим взаимную индуктивность $L_{ik} = L_{ki}$ ($i \neq k$), знак которой определяется ориентацией положительных направлений токов по отношению к маркировкам однополярных выводов пар катушек.

При одновременном прохождении токов по всем ветвям потокосцепление каждой катушки можно найти путем наложения аналогично (9.20). Потокосцепления в случае n индуктивно-связанных катушек можем представить, обобщая (9.20), следующим образом:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= L_{11}i_1 + L_{12}i_2 + \dots + L_{1n}i_n; \\ \Psi_2 &= L_{21}i_1 + L_{22}i_2 + \dots + L_{2n}i_n; \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ \Psi_n &= L_{n1}i_1 + L_{n2}i_2 + \dots + L_{nn}i_n, \end{aligned} \tag{9.30}$$

где L_{ik} — элементы матрицы индуктивностей.

Введем векторы комплексов токов и напряжений ветвей и потокосцеплений:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{I}} &= [I_1 \ I_2 \ \dots \ I_n]^T; \\ \dot{\mathbf{U}} &= [U_1 \ U_2 \ \dots \ U_n]^T; \\ \dot{\Psi} &= [\Psi_1 \ \Psi_2 \ \dots \ \Psi_n]^T, \end{aligned}$$

а также квадратную матрицу индуктивностей n -го порядка

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} & \dots & L_{1n} \\ L_{21} & L_{22} & \dots & L_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ L_{n1} & L_{n2} & \dots & L_{nn} \end{bmatrix}.$$

Вектор комплексов потокосцеплений в зависимости от вектора токов ветвей можно записать

$$\dot{\Psi} = \mathbf{L}\dot{\mathbf{I}}. \tag{9.31}$$

В установившемся синусоидальном режиме векторы комплексов напряжений выразятся через векторы токов

$$\dot{\mathbf{U}} = s\dot{\Psi} = s\mathbf{L}\dot{\mathbf{I}} = \mathbf{z}\dot{\mathbf{I}}, \tag{9.32}$$

где $\mathbf{z} = s\mathbf{L}$ — матрица параметров входных и передаточных сопротивлений холостого хода.

Обращение системы (9.32) дает выражение вектора токов через вектор напряжений

$$\dot{\mathbf{i}} = \frac{1}{s} \mathbf{L}^{-1} \dot{\mathbf{U}} = \frac{1}{s} \mathbf{\Gamma} \dot{\mathbf{U}} = \mathbf{y} \dot{\mathbf{U}}, \quad (9.33)$$

где $\mathbf{y} = \mathbf{z}^{-1}$ — матрица параметров входных и передаточных проводимостей короткого замыкания.

Следует отметить характерную особенность рассматриваемых элементов: ветви индуктивно-связанного элемента не имеют внутренних электрических связей и изолированы друг от друга в электрическом отношении. Поэтому ветви элемента можно соединять между собой произвольно без нарушения уравнений и матрицы параметров индуктивностей элемента.

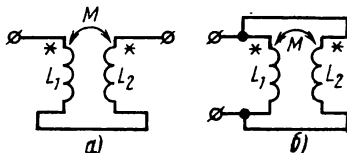


Рис. 9.5

Рассмотрим последовательное и параллельное соединение двух ветвей четырехполюсного элемента и определим эквивалентную входную индуктивность элемента. Необходимо сразу же подчеркнуть, что применение метода преобразования схем к ветвям, имеющим индуктивные связи, исключается. Нельзя суммировать сопротивления (проводимости) последовательно (параллельно) соединенных ветвей с индуктивными связями, преобразовывать звезду в треугольник и обратно и т. п. Анализ должен производиться путем составления уравнений.

Последовательное соединение ветвей индуктивно-связанного элемента (рис. 9.5, а). Через обе ветви проходит один и тот же ток. Напряжение на входе цепи равно сумме напряжений на обеих ветвях. Заменяя напряжение ветвей через ток $\dot{I} = \dot{I}_1 = \dot{I}_2$ согласно (9.24), получим

$$\dot{U} = \dot{U}_1 + \dot{U}_2 = s(L_1 + L_2 + 2M) \dot{I} = sL \dot{I}. \quad (9.34)$$

Эквивалентная индуктивность индуктивно-связанного элемента при последовательном включении обеих ветвей

$$L = L_1 + L_2 \pm 2|M|. \quad (9.35)$$

При $M > 0$ (согласное включение), когда потоки и напряжения самоиндукции и взаимной индукции в обеих катушках складываются, индуктивность при наличии магнитной связи возрастает на величину $2M$, а при $M < 0$ (встречное включение) из-за вычитания потоков и напряжений самоиндукции и взаимной индукции уменьшается на ту же величину. Выражение напряжения через токи вида (9.34) можно также получить, если для каждой ветви записывать отдельно напряжение самоиндукции (от собственного тока) и напряжение взаимной индукции от тока каждой связанной ветви.

Параллельное соединение ветвей индуктивно-связанного элемента (рис. 9.5, б). Напряжения обеих ветвей одинаковы. Ток на входе

цепи, равный сумме токов ветвей 1 и 2, после замены последних через общее напряжение $\dot{U} = \dot{U}_1 = \dot{U}_2$ согласно (9.26) выразится

$$\dot{I} = \dot{I}_1 + \dot{I}_2 = \frac{L_1 + L_2 - 2M}{s(L_1L_2 - M^2)} \dot{U}.$$

Эквивалентная индуктивность при параллельном включении ветвей индуктивно-связанного элемента

$$L = \Gamma^{-1} = \frac{L_1L_2 - M^2}{L_1 + L_2 \mp 2|M|}.$$

§ 9.3. ЗАВИСИМЫЕ (УПРАВЛЯЕМЫЕ) ИСТОЧНИКИ

Зависимый или управляемый источник представляет идеализированный четырехполюсный элемент, имеющий пару входных и пару выходных выводов, которые являются выводами двух ветвей. Входная ветвь в зависимости от типа представляет либо *короткое замыкание*, либо *разрыв*, а выходная — *источник напряжения* или *источник тока*. Короткозамкнутая входная ветвь имеет ток \dot{I}_1 и нулевое напряжение, а разомкнутая входная ветвь — напряжение \dot{U}_1 и нулевой ток. Входные величины — ток или напряжение — называются *управляющими*. Выходная ветвь в виде источника тока (источника напряжения) имеет ток \dot{I}_2 (напряжение \dot{U}_2), *пропорциональные управляющему току или управляющему напряжению входной ветви*.

Для четырехполюсной цепи в зависимости от того, какая из двух входных величин — \dot{U}_1 или \dot{I}_1 — является заданной и какая из двух выходных величин — \dot{U}_2 или \dot{I}_2 — является искомой реакцией, вводились четыре коэффициента или функции передачи (см. § 7.6). Аналогичные четыре вида коэффициентов, характеризующих меру передачи сигнала от входа к выходу, вводятся для частных случаев четырехполюсников — зависимых источников. Каждому виду коэффициента передачи — основного параметра будет соответствовать определенный тип зависимого источника. Для четырех возможных различных сочетаний входной и выходной величин вводят следующие четыре типа зависимых источников.

1. *Зависимый источник напряжения, управляемый напряжением* (ИНУН). Управляющей величиной является напряжение \dot{U}_1 между выводами входной ветви, представляющей разрыв. Входной ток равен нулю, входное сопротивление бесконечно велико. Выходной ветвью является источник напряжения, напряжение которого пропорционально напряжению на входе. Уравнения элемента:

$$\dot{I}_1 = 0; \quad \dot{U}_2 = k_U \dot{U}_1, \quad (9.36)$$

где $k_U = \dot{U}_2 / \dot{U}_1$ — безразмерный коэффициент передачи напряжений, равный отношению напряжений на выходе и входе.

Управляемый напряжением источник напряжения, называемый также *идеальным усилителем напряжения*, может рассматриваться как идеализация реального усилителя напряжения,

полученная в результате пренебрежения паразитными сопротивлениями и емкостями на входе и выходе, а также непостоянством усиления.

2. *Зависимый источник тока, управляемый током (ИТУТ).* Управляющей величиной является ток \dot{I}_1 входной ветви, представляющей короткое замыкание. Входное напряжение и входное сопротивление равны нулю. Выходной ветвью является источник тока, ток которого пропорционален току входной ветви; уравнения элемента:

$$\dot{U}_1 = 0; \quad \dot{I}_2 = k_I \dot{I}_1, \quad (9.37)$$

где $k_I = \dot{I}_2 / \dot{I}_1$ — безразмерный коэффициент передачи токов, равный отношению токов на выходе и входе.

Управляемый ток источник тока, называемый также идеальным усилителем тока, можно рассматривать как идеализацию реального усилителя тока.

3. *Зависимый источник напряжения, управляемый током (ИНУТ).* Управляющей величиной является ток \dot{I}_1 короткозамкнутой входной ветви. Входное напряжение и входное сопротивление элемента равны нулю. Выходной ветвью является источник напряжения, напряжение которого пропорционально току входа; уравнения элемента:

$$\dot{U}_1 = 0; \quad \dot{U}_2 = k_Z \dot{I}_1, \quad (9.38)$$

где $k_Z = \dot{U}_2 / \dot{I}_1$ — передаточное сопротивление, равное отношению напряжения на выходе к току входа.

4. *Зависимый источник тока, управляемый напряжением (ИТУН).* Управляющей величиной является напряжение \dot{U}_1 разомкнутой входной ветви. Входной ток равен нулю и входное сопротивление бесконечно велико. Выходной ветвью является источник тока, ток которого пропорционален входному напряжению; уравнения элемента:

$$\dot{I}_1 = 0; \quad \dot{I}_2 = k_V \dot{U}_1, \quad (9.39)$$

где $k_V = \dot{I}_2 / \dot{U}_1$ — передаточная проводимость элемента, равная отношению тока на выходе к напряжению входа.

Для изображения зависимых источников на схемах применяют различные символы: в виде обычных независимых источников, когда лишь запись тока или напряжения через управляющую величину указывает на зависимый характер источника, или в виде ромба со стрелкой или знаками «+» и «—» внутри, указывающими на источник тока или напряжения. Второе символическое изображение четко выделяет на схеме зависимый источник и поэтому более предпочтительно. На рис. 9.6 приведены принятые символические изображения четырех типов зависимых источников.

5. *Операционный усилитель (ОУ).* Идеальный операционный усилитель представляет ИНУН с бесконечно большим коэффициентом усиления ($k_U \rightarrow \infty$), бесконечным входным и нулевым выходным сопротивлениями. На рис. 9.7, а, б показана схема и

условное обозначение дифференциального ОУ с двумя входами, выходное напряжение которого пропорционально разности напряжений на входах

$$\dot{U}_3 = k_U (\dot{U}_1 - \dot{U}_2) = k_U \Delta \dot{U} \quad (k_U \rightarrow \infty).$$

Полярность напряжения инвертирующего входа 2 — обратна, а неинвертирующего входа 1 — одинакова с полярностью напряжения на выходе 3. ОУ может включаться по схеме с одним управляющим входом (рис. 9.7, в). ОУ выпускаются промышленностью серийно на основе современной интегральной технологии, так что они могут рассматриваться как самостоятельный многополюсный активный элемент. По условиям получения устойчивой работы в линейном режиме выход и вход противоположной полярности ОУ всегда соединяются ветвью так называемой обратной связи.

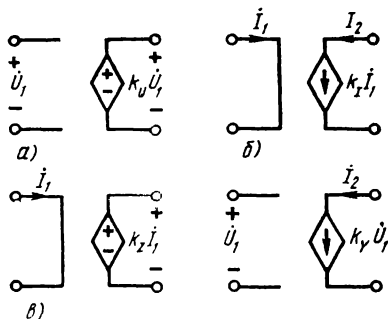


Рис. 9.6

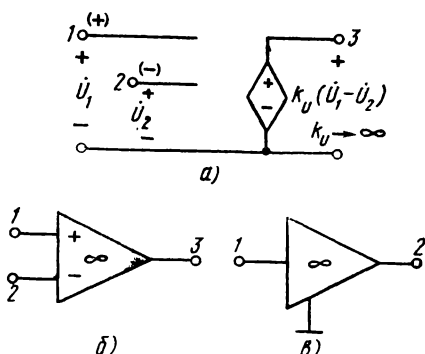


Рис. 9.7

Уравнения (9.36) — (9.39), связывающие токи и напряжения элементов, представляют линейные алгебраические уравнения с постоянными коэффициентами. Следовательно, зависимые источники следует отнести к классу *линейных резистивных четырехполюсных элементов*. Коэффициентами уравнений (9.38) и (9.39) являются соответственно параметры сопротивлений и параметры проводимостей, матрицы которых имеют вид:

$$z = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ k_z & 0 \end{bmatrix}; \quad y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ k_y & 0 \end{bmatrix}. \quad (9.40)$$

Аналогичным образом можно записать матрицы параметров уравнений (9.36) и (9.37).

Как видим, каждая матрица содержит только один параметр, остальные элементы матрицы равны нулю. Единственным параметром матрицы или уравнений зависимого источника является коэффициент передачи сигнала от входа к выходу; параметр передачи сигнала от выхода к входу, а также входные и выходные

параметры отсутствуют. Поскольку $z_{21} \neq z_{12} = 0$; $y_{21} \neq y_{12} = 0$, то условия взаимности или обратимости не выполняются. Следовательно, зависимый источник является *необратимым элементом с односторонней передачей сигнала только в прямом направлении — от входа к выходу*.

Уравнения зависимых источников содержат только по одному параметру; матрицы параметров всех уравнений будут особенными — их определители равны нулю. Следовательно, ни одно из уравнений (9.36) — (9.39) не может быть обращено.

Найдем потребляемую элементом мощность, которая равна сумме мощностей, поступающих через выводы входа и выхода. Поскольку вход представляет разрыв или короткое замыкание, то мощность, поступающая в элемент от присоединенного к нему независимого источника внешнего сигнала, равна нулю. Если к выходу элемента присоединить резистивный двухполюсник, то при выбранном положительном направлении тока полярность напряжения на выводах источника и мощность, поступающая в элемент, получаются отрицательными. Это означает, что мощность зависимого источника всегда отрицательна: $P < 0$. Отсюда следует, что зависимый источник не потребляет, а генерирует энергию и может снабжать энергией цепь, присоединенную к выходу элемента. Элемент, в котором потребляемая энергия может принимать отрицательные значения, называют активным. В активном элементе, способном при некоторых условиях генерировать энергию, возможно усиление сигнала, поступающего к входу. Зависимые источники, таким образом, являются *резистивными активными четырехполюсными элементами*.

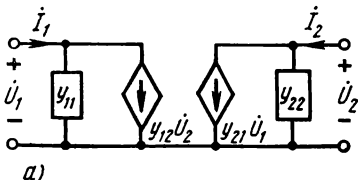
В заключение необходимо подчеркнуть, что зависимый источник является удобным способом представления параметра или коэффициента передачи сигнала от входа к выходу элемента. Его не следует смешивать с независимым источником, напряжение или ток которого является заданной функцией времени, не зависящей от переменных цепи.

§ 9.4. СХЕМЫ ЗАМЕЩЕНИЯ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

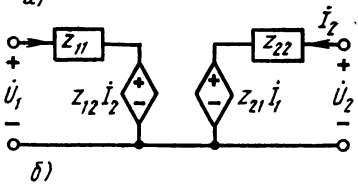
Зависимые источники позволяют получить схемы замещения (модели) любых четырехполюсных и многополюсных элементов, что очень важно для анализа цепей: при использовании ЦВМ необходимо иметь минимальное число базисных элементов. Если различные многополюсные устройства можно представить моделями из зависимых источников и обычных двухполюсных элементов, то при анализе цепей из сосредоточенных элементов можно ограничиться минимальным числом из пяти видов базисных элементов: R , L , C -элементов, независимых и зависимых источников.

Приведем схемы замещения четырехполюсников, заданных параметрами или уравнениями (9.3) с помощью зависимых источников. Составляющие тока на входе 1 с напряжением \dot{U}_1 : $\dot{I}_1 = y_{11}\dot{U}_1 + y_{12}\dot{U}_2$, пропорциональные напряжениям входов 1 и 2,

можно учесть двумя параллельными ветвями: ветвью с проводимостью y_{11} и зависимым источником тока, управляемым напряжением входа 2 (рис. 9.8, а). Аналогично слагаемые токи на входе 2 с напряжением $\dot{U}_2: \dot{I}_2 = y_{21}\dot{U}_1 + y_{22}\dot{U}_2$, пропорциональные напряжениям обоих входов, можно учесть также двумя параллельными ветвями: зависимым источником тока, управляемым напряжением входа 1, и пассивной ветвью с проводимостью y_{22} .

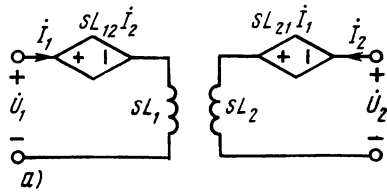


а)

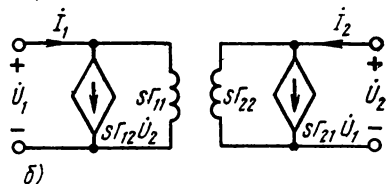


б)

Рис. 9.8



а)



б)

Рис. 9.9

На основе дуальной аналогии можно получить схему замещения четырехполюсников, заданных z -параметрами или уравнениями (9.1). Слагаемые напряжения на входе 1 с током $\dot{I}_1: \dot{U}_1 = z_{11}\dot{I}_1 + z_{12}\dot{I}_2$, пропорциональные токам обоих входов, можно получить с помощью двух последовательных ветвей: пассивной ветви с сопротивлением z_{11} и зависимого источника напряжения, управляемого током входа 2. Слагаемые напряжения на входе 2 с током $\dot{I}_2: \dot{U}_2 = z_{21}\dot{I}_1 + z_{22}\dot{I}_2$, можно получить также с помощью двух последовательных ветвей: пассивной ветви с сопротивлением z_{22} и зависимого источника напряжения, управляемого напряжением входа 1 (рис. 9.8, б).

Схемы замещения двух индуктивно-связанных ветвей можно получить как частный случай приведенных схем замещения четырехполюсников. Если задать индуктивно-связанный элемент уравнениями (9.24) с параметрами-сопротивлениями: $z_{ii} = sL_{ii}$; $z_{ik} = sL_{ik}$ ($k, i = 1, 2; i \neq k$), то получим схему замещения, показанную на рис. 9.9, а. Каждый вход состоит из индуктивной ветви, учитывающей индуктивность L_{ii} , и последовательно включенного источника напряжения, управляемого током другой ветви и учитывающего взаимную индуктивность, т. е. передаточное сопротивление sM .

Если задать индуктивно-связанный элемент уравнениями (9.26) с параметрами-проводимостями: $y_{ii} = \Gamma_{ii}/s$; $y_{ik} = \Gamma_{ik}/s$ ($k, i = 1, 2; i \neq k$), то получим схему замещения, приведенную на рис. 9.9, б. Каждый вход состоит из индуктивной ветви, учитывающей индук-

тивную проводимость Γ_{ii}/s , и параллельно включенного источника тока, управляемого напряжением другой ветви и учитывающего передаточную проводимость Γ_{ik}/s , обусловленную взаимной индуктивностью.

В случае $2n$ -полюсника получим схему замещения с n -входами. При задании многополюсника z -параметрами каждый вход будет состоять из двухполюсника с сопротивлением z_{kk} и последовательно соединенных $n - 1$ ИНУТ с управляющими параметрами z_{ki} ($i \neq k$). При задании y -параметрами каждый вход будет содержать двухполюсник с проводимостью y_{kk} и $n - 1$ ИТУН с управляющими параметрами y_{ki} ($i \neq k$).

Рассмотрим схемы замещения трехполюсных электронных приборов. Характеристики электронных ламп и транзисторов являются нелинейными, но при малом уровне сигналов, когда рабочая точка мало отклоняется от положения, определяемого напряжением смещения, режим можно приближенно принимать линейным.

Приведем без доказательств известные линейные схемы замещения электронного триода и биполярного транзистора.

Электронный триод. На рис. 9.10, *a* показано символическое изображение триода для переменной составляющей сигнала при обычном его включении с общим катодом. Триод представляет трехполюсник с входом — сеткой и выходом — анодом. В режиме малых сигналов ток отрицательно смещенной сетки равен нулю: $\dot{I}_1 = 0$, так что на входе схемы рис. 9.8, *a* ток зависимого источника $y_{12}\dot{U}_2 = 0$ и проводимость $y_{11} = 0$.

Выходная проводимость схемы при $\dot{U}_1 = 0$ $y_{22} = (\dot{I}_2/\dot{U}_2) = g_a = 1/r_a$ равна внутренней проводимости триода — отношению переменных составляющих тока и напряжения анода при нулевом приращении (постоянстве) напряжения сетки. Управляющий параметр — проводимость передачи от входа к выходу при $\dot{U}_2 = 0$ $y_{21} = (\dot{I}_2/\dot{U}_1) = S$ равна крутизне — отношению переменных составляющих тока анода и напряжения сетки при постоянстве анодного напряжения.

Полученная низкочастотная схема замещения триода приведена на рис. 9.10, *б*. Преобразование зависимого источника тока дает схему рис. 9.10, *в* с зависимым источником напряжения с управляющим параметром — коэффициентом усиления $\mu = \dot{U}_2/\dot{U}_1$ ($\dot{I}_2 = 0$), представляющим отношение переменных составляющих напряжений анода и сетки при постоянстве анодного тока. Средние значения параметров: триода — $r_a \approx 3 \cdot 10^4$ Ом; $S \approx 5$ мА/В; $\mu \approx 40$; пентода — $r_a \approx 1,5 \cdot 10^6$ Ом; $S \approx 10$ мА/В; $\mu \approx 10^3$. На высоких

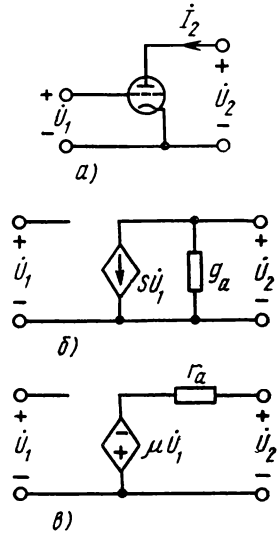


Рис. 9.10

частотах необходимо учитывать емкость между сеткой и анодом, а также емкости электродов и их выводов на землю.

Транзистор. На рис. 9.11, а, б приведены символические изображения биполярного *pnp* транзистора для переменной составляющей сигнала при включении с общей базой и общим эмиттером. Важнейшим параметром транзистора является отношение переменных составляющих тока короткозамкнутого коллектора и тока эмиттера ($\dot{U}_{кб} = 0$) $\alpha = (-I_{к}/I_{э})$.

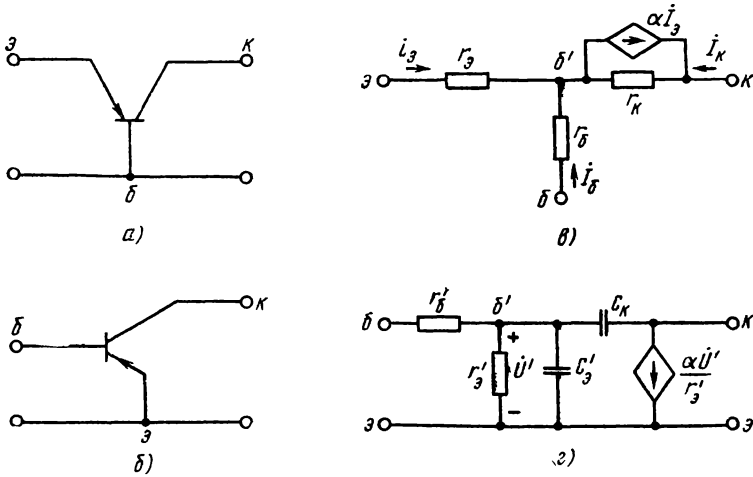


Рис. 9.11

Соответствующее отношение тока коллектора к току базы ($\dot{U}_{кб} = 0$)

$$\beta = (-I_{к}/I_{б}) = [-I_{к}/(I_{э} - I_{к})] = \frac{1}{1 - \alpha}.$$

В режиме малых амплитуд сигналов применяют в зависимости от частоты, требуемой точности и т. д., различные линейные схемы замещения биполярных транзисторов. Приведем две часто применяемые схемы.

T-образная низкочастотная резистивная схема замещения (рис. 9.11, в), состоящая из соединенных в общем узле б трех резистивных элементов: 1) $r_{э}$ — сопротивления смещенного в прямом направлении эмиттерного перехода; 2) $r_{к}$ — сопротивления смещенного в обратном направлении коллекторного перехода; 3) $r_{б}$ — сопротивления базовой области. Параллельно сопротивлению коллекторной области включается зависимый источник тока, управляемый током эмиттера с управляющим параметром α , учитывающим прямую передачу тока от эмиттера к короткозамкнутому коллектору. Узел б' соответствует внутренней точке базовой области. Типичные значения низкочастотных параметров транзистора следующие: $r_{э} \approx 25$ Ом; $r_{к} \approx 2 \cdot 10^6$ Ом; $r_{б} \approx 500$ Ом.

Смешанная П-образная высокочастотная резистивно-емкостная схема замещения (рис. 9.11, з), обычно применяемая для наиболее распространенного включения по схеме с общим эмиттером, дающего наибольшее усиление мощности. Получают эту схему путем эквивалентного преобразования части Т-образной схемы с присоединенными параллельно элементам r'_k и r'_s паразитными емкостями коллекторного и эмиттерного переходов (принимается $r'_k \approx \infty$). Параллельно выходу присоединен зависимый источник тока, управляемый напряжением между внутренним узлом b' и эмиттерным выводом, т. е. на сопротивлении r'_s , с управляющим параметром α/r'_s .

§ 9.5. СОСТАВЛЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ЦЕПИ С ЗАВИСИМЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

Рассмотрим составление узловых и контурных уравнений, сводящееся к записи матриц узловых проводимостей и контурных сопротивлений, а также уравнений состояния цепей с зависимыми источниками.

а. Узловые уравнения составляются для цепей с зависимыми источниками типа ИТУН. Зависимые источники других типов должны быть преобразованы в ИТУН.

При учете зависимых источников в первую очередь заменяют управляющие величины — напряжения выбранными переменными — узловыми напряжениями. Если зависимый источник управляется напряжением ветви, присоединенной между узлами i, j , то

$$i = y_m \dot{U}_{ij} = y_m (\dot{U}_i^y - \dot{U}_j^y), \quad (9.41)$$

где y_m — управляющий параметр.

Узловые уравнения удобно составлять наложением токов в узлах двух подцепей — подцепи из зависимых источников и подцепи из обычных двухполюсных элементов, которая получается при разрыве выводов всех ИТУН.

Для записи матрицы узловых проводимостей подцепи из зависимых источников рассмотрим ИТУН, выходная ветвь которого присоединена к паре узлов так, что ток направлен от узла k к узлу l . Если согласно (9.41) ток источника управляется напряжением узлов i и j , то токи, вносимые ИТУН в левые части узловых уравнений для узлов k и l , равны:

$$I_{ak} = y_m \dot{U}_i - y_m \dot{U}_j; \quad I_{al} = -y_m \dot{U}_i + y_m \dot{U}_j.$$

Соответствующая подматрица узловых параметров, которая определяет токи, отходящие от узлов к выводам ИТУН,

$$Y_a^y = \begin{matrix} & & i & & j & & \\ & & \dots & & \dots & & \\ & k & \dots & y_m & \dots & -y_m & \dots \\ & & \dots & & \dots & & \\ & l & \dots & -y_m & \dots & y_m & \dots \\ & & \dots & & \dots & & \end{matrix}. \quad (9.42)$$

Как видно, зависимый источник тока, присоединенный к узлу k и управляемый напряжением узла i , можно учесть, приняв управляющий параметр u_m в качестве элемента подматрицы Y_a^y на пересечении k -й строки и i -го столбца.

В общем случае параметр входит в четыре элемента подматрицы, которая имеет несимметричную структуру. В частных случаях параметр u_m будет входить только в два элемента с индексами ki и kj , если узел i является базисным, и с индексами ki и kl , если базисным является узел j . В том случае, когда оба узла j и l совпадают с базисным, параметр войдет в единственный элемент с индексом ki . В подматрицу (9.42) должны быть включены управляющие параметры всех ИТУН.

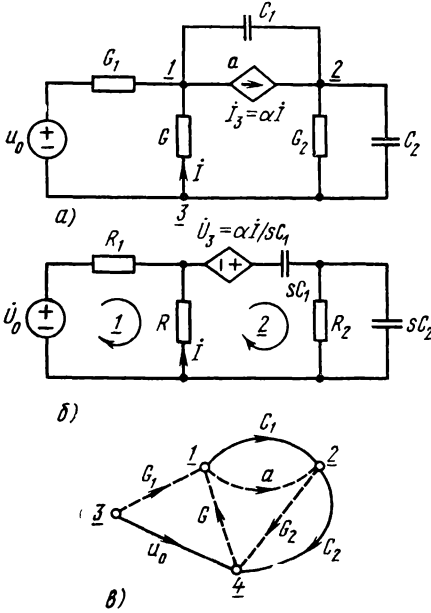


Рис. 9.12

Для подцепи, получающейся при разрыве выводов и удалении зависимых источников, легко составить непосредственно по схеме вектор узловых токов и симметричную матрицу узловых проводимостей, элементами которой являются собственные и взаимные проводимости узлов.

Просуммировав матрицы обеих подцепей, получим матрицу Y^y узловых проводимостей цепи с зависимыми источниками. Эта матрица в общем случае не будет симметричной.

Составим в качестве примера узловые уравнения цепи (рис. 9.12, а) с одним ИТУТ, представляющей схему замещения усилителя на одном транзисторе. Ток ИТУТ $i_3 = \alpha i$ определяется током ветви G ; выразив последний через напряжение $i = G\dot{U}$, получим источник тока, управляемый напряжением $\dot{U} = -\dot{U}^y$. Ток источника, направленный от узла 1 к узлу 2, равен: $i_3 = -\alpha G\dot{U}_1^y$. Подматрицу его параметров можно записать

$$Y_a^y = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -\alpha G & 0 \\ \alpha G & 0 \end{bmatrix}.$$

Добавив эту подматрицу к подматрице узловых проводимостей цепи без ИТУН, получим (источник \dot{U}_0 преобразован в источник

тока $G_1 \dot{U}_0$)

$$Y^y = \begin{bmatrix} G_1 + G(1 - \alpha) + sC_1 & -sC_1 \\ \alpha G - sC_1 & G_2 + s(C_1 + C_2) \end{bmatrix}.$$

Из уравнений, записанных с учетом тока $G_1 \dot{U}_0$ внешнего источника в узле 1, можно получить функцию передачи (усиления) цепи. При низких частотах ($C_1 = C_2 = 0$)

$$H_U = \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_0} = \frac{-\alpha R_2}{R + R_1(1 - \alpha)}.$$

Составим матрицу узловых проводимостей цепи (рис. 9.13, а) с индуктивно-связанным элементом. Замещение элемента схемой с зависимыми источниками тока и преобразование источника \dot{U}_0 в источник тока дают цепь, приведенную на рис. 9.13, б. Для упрощения записи матриц выбираем за базисный узел 4, в котором сходятся выводы обоих ИТУН. Управляющее напряжение первого зависимого источника, присоединенного к узлу 1: $\dot{U}_2 = \dot{U}_2^y$, а второго присоединенного к узлу 2: $\dot{U}_1 = \dot{U}_1^y$. Соответственно подматрица параметров обоих ИТУН

$$Y_a^y = 2 \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 \\ 1 & 0 & \frac{1}{s} \Gamma_{12} & 0 \\ 2 & \frac{1}{s} \Gamma_{21} & 0 & 0 \\ 3 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

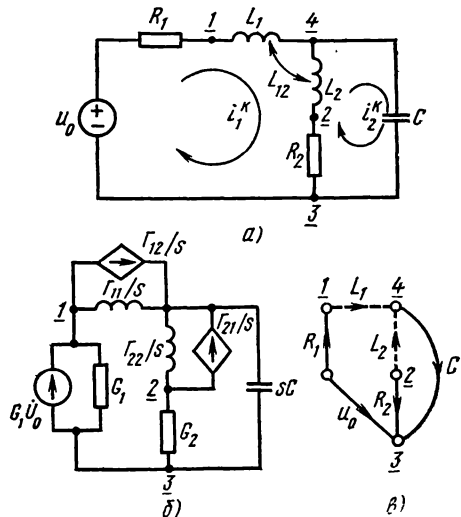


Рис. 9.13

Подматрица обратимого индуктивно-связанного элемента получается симметричной. Добавив ее к подматрице узловых проводимостей цепи с разомкнутыми выводами обоих ИТУН, получим

$$Y^y = \begin{bmatrix} G_1 + \frac{1}{s} \Gamma_{11} & \frac{1}{s} \Gamma_{12} & -G_1 \\ \frac{1}{s} \Gamma_{21} & G_2 + \frac{1}{s} \Gamma_{22} & -G_2 \\ -G_1 & -G_2 & G_1 + G_2 + sC \end{bmatrix}.$$

Составим матрицу узловых проводимостей цепи (рис. 9.14, а) с двумя ИТУТ. Заменяя управляющие токи напряжениями, получаем два зависимых источника, управляемых напряжениями

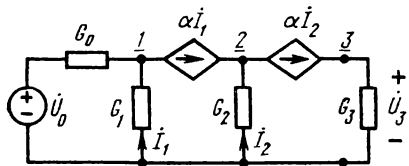
узлов 1 и 2. Ток первого источника $I_{12} = \alpha I_1 = -\alpha G_1 \dot{U}_1^y$ направлен от узла 1 к узлу 2, а ток второго источника $I_{23} = \alpha I_2 = -\alpha G_2 \dot{U}_2^y$ — от узла 2 к узлу 3. Соответствующая узловая подматрица

$$Y_a^y = 2 \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 \\ -\alpha G_1 & 0 & 0 \\ \alpha G_1 & -\alpha G_2 & 0 \\ 0 & \alpha G_2 & 0 \end{bmatrix}.$$

При учете подцепы, получающейся при разрыве выводов ИТУН, матрица узловых проводимостей цепи

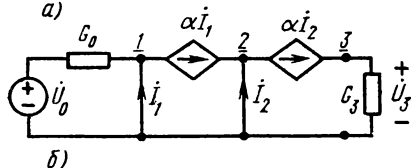
$$Y^y = \begin{bmatrix} G_0 + G_1(1 - \alpha) & 0 & 0 \\ \alpha G_1 & G_2(1 - \alpha) & 0 \\ 0 & \alpha G_2 & G_3 \end{bmatrix}.$$

Рассмотрим предельный случай равенства нулю сопротивлений G_1 и G_2 (рис. 9.14, б), когда невозможно преобразование ИТУТ в ИНУН. Здесь следует составить уравнения по ЗТК в узлах:



$$\begin{aligned} G_0 \dot{U}_0 + I_1(1 - \alpha) &= 0; \\ \alpha I_1 + I_2(1 - \alpha) &= 0; \quad \alpha I_2 = G_3 \dot{U}_3. \end{aligned}$$

Из решения этой системы имеем



$$H_U = \frac{\dot{U}_3}{\dot{U}_0} = \frac{\alpha^2}{(1 - \alpha)^2} G_0 / G_3.$$

Рассмотрим составление матриц узловых проводимостей в часто встречающемся случае цепей с зависимыми источниками

типа ИНУН, а также операционного усилителя. Здесь достаточно составить только подматрицу Y_b^y узловых проводимостей подцепы, получающейся при разрыве выводов зависимых источников. Последние учитываются простыми преобразованиями строк и столбцов матрицы Y^y . Пусть входное и выходное напряжения ИНУН определяются напряжениями узлов j и k : $\dot{U}_j^y = K \dot{U}_k^y$. Напряжение узла k из-за наличия ИНУН получается пропорциональным (в K раз большим) напряжения узла j . В силу жесткой связи узловых напряжений можно объединить оба узла в один, для чего элементы k -го столбца следует, умножив на K , добавить к элементам столбца j , а затем вычеркнуть столбец k и строку k , поскольку узел k устраняется.

Составим узловые уравнения схемы активного RC-фильтра (рис. 9.15, а), состоящей из идеального усилителя напряжения

(ИНУН) с коэффициентом усиления K , двух резистивных и двух емкостных элементов. Напряжения на входе и выходе ИНУН равны напряжениям узлов 2 и 3: $\dot{U}_3^y = K\dot{U}_2^y$. Для подцепы, получающейся при разрыве выводов зависимого источника, имеем

$$Y_b^y = \begin{bmatrix} G_1 + G_2 + sC_1 & -G_2 & -sC_1 \\ -G_2 & G_2 + sC_2 & 0 \\ -sC_1 & 0 & sC_1 \end{bmatrix}.$$

Объединяем узлы 3 и 2, для чего элементы столбца 3, умножив на K , добавляем к элементам столбца 2 и вычеркиваем стол-

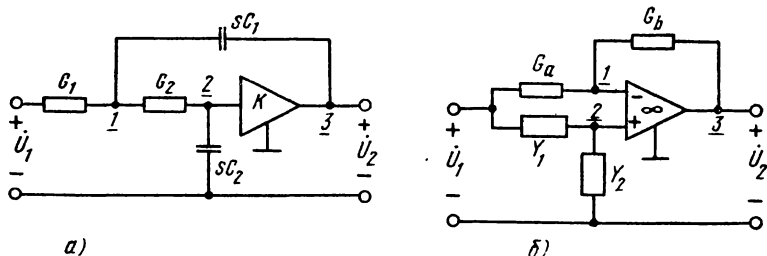


Рис. 9.15

бец 3 и строку 3. В результате получаем матрицу узловых проводимостей цепи

$$Y^y = \begin{bmatrix} G_1 + G_2 + sG_1 & -(G_2 + sKC_1) \\ -G_2 & G_2 + sC_2 \end{bmatrix}.$$

Решение соответствующей системы уравнений с учетом вектора узловых токов $\dot{I}^y = [G_1\dot{U}_0 \ 0]^T$ дает выражение функции передачи

$$H(s) = \frac{\dot{U}_3}{\dot{U}_0} = \frac{K\dot{U}_2^y}{\dot{U}_0} = \frac{KG_1G_2/C_1C_2}{s^2 + [(G_1 + G_2)/C_1 - (K-1)G_2/C_2]s + G_1G_2/C_1C_2}.$$

Как видно, зависимый источник ИНУН можно не преобразовывать в ИТУН.

Перейдем к рассмотрению учета операционного усилителя преобразованием матрицы узловых проводимостей подцепы из обычных двухполюсных элементов, получающейся при разрыве выводов ОУ. Пусть выводы 1, 2 входов дифференциального ОУ (см. рис. 9.7, б) присоединены к узлам i и j , а выход 3 — к узлу k . Особенности учета ОУ при составлении матрицы узловых проводимостей вытекают из следующих свойств.

1. Отсутствие входного тока ($R_{вх} \rightarrow \infty$) — входы ОУ не изменяют параметров узлов i и j цепи.

2. Нулевое входное напряжение ($k_U \rightarrow \infty$) $\Delta U_1 = U_i^y - U_j^y = 0$, приводящее к равенству напряжений узлов, к которым присоеди-

нены входы $\dot{U}_i^y = \dot{U}_j^y$. Оба узла можно объединить в один с напряжением \dot{U}_i^y , для чего параметры столбца j добавляют к параметрам столбца i и затем вычеркивают. В случае ОУ с одним входом в узле i $\dot{U}_j^y = 0$, поэтому вычеркивают столбец j .

3. Ток узла k , к которому присоединен выход ОУ, должен принять такое значение, чтобы удовлетворялось условие $\Delta \dot{U}_1 = \dot{U}_i^y - \dot{U}_j^y \rightarrow 0$; ток \dot{I}_k , следовательно, является зависимой переменной, поэтому соответствующая k -я строка матрицы должна быть вычеркнута.

Рассмотрим цепь рис. 9.15, б. После преобразования источника напряжения \dot{U}_1 в источники тока имеем для подцепи из двухполюсных ветвей

$$\mathbf{Y}_b^y = \begin{bmatrix} G_a + G_b & 0 & -G_b \\ 0 & Y_1 + Y_2 & 0 \\ 0 & -G_b & G_b \end{bmatrix}; \quad \mathbf{i}^y = \begin{bmatrix} G_a \dot{U}_1 \\ Y_1 \dot{U}_1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

В соответствии с соединениями выводов ОУ вычеркиваем столбец 2, добавив его элементы к элементам столбца 1, и строку 3:

$$\mathbf{Y}^y = \begin{bmatrix} G_a + G_b & -G_b \\ Y_1 + Y_2 & 0 \end{bmatrix}.$$

Узловые уравнения цепи:

$$(G_a + G_b) \dot{U}_1^y - G_b \dot{U}_3^y = G_a \dot{U}_1; \quad (Y_1 + Y_2) \dot{U}_1^y = Y_1 \dot{U}_1.$$

Отсюда функция передачи цепи

$$\dot{H}_U = \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} = \frac{\dot{U}_3^y}{\dot{U}_1} = \frac{Y_1 - G_a}{Y_1 + G_b}.$$

б. *Контурные уравнения* составляются для цепей с зависимыми источниками типа ИНУТ, поэтому источники других типов должны быть преобразованы в ИНУТ.

В первую очередь необходимо выразить управляющий ток через выбранные контурные токи. Если зависимый источник управляется током ветви, входящей в пару контуров i, j , то

$$\dot{U} = z_m \dot{I}_{ij} = z_m (\dot{I}_i^k - \dot{I}_j^k), \quad (9.43)$$

где z_m — управляющий параметр.

Рассмотрим составление матрицы контурных сопротивлений с помощью наложения напряжений в контурах двух подцепей — подцепи из зависимых источников тока и подцепи из обычных двухполюсных элементов, которая получается при коротком замыкании выводов всех ИНУТ.

Пусть через выходную ветвь ИНУТ замыкаются контуры k, l так, что его напряжение направлено согласно (встречно) с направлением контура k (контура l). Тогда напряжения, вносимые

в левые части контурных уравнений контуров k и l источником, напряжение которого управляется токами согласно (9.43), равны:

$$\begin{aligned}\dot{U}_{ak} &= z_m i_i^k - z_m i_j^k, \\ \dot{U}_{al} &= -z_m i_i^k - z_m i_j^k.\end{aligned}$$

Соответствующая подматрица контурных параметров, которая определяет напряжения, вносимые в контуры ИНУТ,

$$\mathbf{Z}_a^k = \begin{matrix} & i & j \\ \begin{matrix} k \\ l \end{matrix} & \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & z_m & \dots & -z_m & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & -z_m & \dots & z_m & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \end{matrix}. \quad (9.44)$$

Зависимый источник напряжения, входящий в контур k и управляемый током узла i , можно учесть, приняв его управляющий параметр в качестве элемента подматрицы \mathbf{Z}_a^k с индексами ki .

Составим матрицу контурных сопротивлений цепи рис. 9.12, а. Преобразовав ИТУТ в эквивалентный зависимый источник напряжения, получим схему (см. рис. 9.12, б) с одним ИНУТ, напряжение которого управляется током ветви R , равным разности токов контуров 2 и 1:

$$\dot{U}_3 = (\alpha/sC_1) \dot{I} = (\alpha/sC_1) (i_2^k - i_1^k),$$

где α/sC_1 — управляющий параметр, зависящий от частоты.

ИНУТ входит только в контур 2 с встречной полярностью, поэтому подматрицу контурных сопротивлений можно записать

$$\mathbf{Z}_a^k = \begin{matrix} & 1 & 2 \\ \begin{matrix} 1 \\ 2 \end{matrix} & \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \alpha/sC_1 & -\alpha/sC_1 \end{bmatrix} \end{matrix}.$$

Добавив соответствующую подматрицу \mathbf{Z}_b^k цепи при коротком замыкании выводов ИНУТ, получим матрицу контурных сопротивлений

$$\mathbf{Z}^k = \mathbf{Z}_a^k + \mathbf{Z}_b^k = \begin{bmatrix} R_1 + R_2 & -R_2 \\ -R_2 + \alpha/sC_1 & R_2 + Z_2 + 1/sC_1 \end{bmatrix},$$

где $Z_2 = 1/(G_2 + sC_2)$.

в. Уравнения состояния цепи с зависимыми источниками составляются, как и для обычных цепей, на основе: 1) уравнений соединений, которые записываются для главных сечений и контуров, соответствующих выбранному нормальному дереву графа, и 2) уравнений элементов, с помощью которых исключаются переменные резистивных элементов.

Составим уравнения состояния цепи с зависимым источником (см. рис. 9.12, а). Для нормального дерева (см. рис. 9.12, в) имеем:

$$\begin{aligned} 1. \quad i_{C_1} &= i_1 + i(1 - \alpha); & 4. \quad u_1 &= -u_{C_1} - u_{C_2} + u_0; \\ 2. \quad i_{C_2} &= i_1 + i - i_2; & 5. \quad u &= -u_{C_1} - u_{C_2}; \\ 3. \quad i_1 &= -i_0; & 6. \quad u_a &= u_{C_1}; \quad u_2 = u_{C_2}. \end{aligned}$$

Из уравнений 1 и 2 с помощью уравнений элементов и 4, 5, 6 исключаем токи резистивных ветвей и получаем уравнения состояния:

$$\begin{aligned} \frac{du_{C_1}}{dt} &= -\frac{G_1 + G(1 - \alpha)}{C_1} u_{C_1} - \frac{G_2 + G(1 - \alpha)}{C_1} u_{C_2} + \frac{G_1}{C_1} u_0; \\ \frac{du_{C_2}}{dt} &= \frac{G_1 + G}{C_2} u_{C_1} - \frac{G_1 + G_2 + G}{C_2} u_{C_2}. \end{aligned}$$

§ 9.6. СОСТАВЛЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ЦЕПИ ПО МАТРИЦАМ ПАРАМЕТРОВ МНОГОПОЛЮСНИКОВ

Рассмотрим составление уравнений цепи в тех случаях, когда многополюсный элемент задан не схемой замещения, а матрицей параметров.

Матрицы коэффициентов уравнений будем составлять наложением, разбивая цепь на подцепь из многополюсных элементов и подцепь из двухполюсных элементов с симметричной матрицей узловых проводимостей. Запись матрицы параметров первой подцепи следует начинать с замены токов или напряжений в правых частях уравнений элемента через выбранные переменные цепи — узловые напряжения или контурные токи. При этом многополюсник, представляющий элемент любого вида (триод, транзистор, индуктивно-связанный элемент), учитывается одинаково.

а. *Узловые уравнения* составляются для цепей, многополюсные элементы которых заданы матрицами проводимостей. Четырехполюсный элемент с двумя входами описывается уравнениями (9.3).

Сначала необходимо выразить напряжения элемента через узловые напряжения. Пусть входы 1 и 2 четырехполюсника подключены к парам узлов i, j и k, l , так что $\dot{U}_1 = \dot{U}_i^y - \dot{U}_j^y$; $\dot{U}_2 = \dot{U}_k^y - \dot{U}_l^y$. Тогда ток, направленный от узла i к входу 1 четырехполюсника,

$$\dot{I}_{ai} = y_{11}(\dot{U}_i^y - \dot{U}_j^y) + y_{12}(\dot{U}_k^y - \dot{U}_l^y), \quad (9.45)$$

в общем случае зависящий от четырех узловых напряжений, можно учесть, приняв в качестве элементов строки i узловой подматрицы параметры y_{1q} ($q = 1, 2$):

$$i \quad j \quad k \quad l \\ i [\dots y_{11} \dots - y_{11} \dots y_{12} \dots - y_{12} \dots].$$

Ток входа 1 одновременно направлен к узлу j , поэтому элементы строки j будут равны по величине, но обратны по знаку

элементам строки i . Аналогично параметрами y_{2q} ($q = 1, 2$) учитывается ток входа 2, направленный от узла k к узлу l : элементы y_{21}, y_{22} строк k и l будут отличаться по знаку.

Для упрощения узловой подматрицы за базисный следует принимать узел, в котором сходится наибольшее число выводов многополюсных элементов.

В частном случае, когда выводы обоих входов подключены к базисному узлу ($\dot{U}_j^y = \dot{U}_l^y = 0$), получим

$$Y_a^y = \begin{matrix} & \begin{matrix} i & k \end{matrix} \\ \begin{matrix} i \\ k \end{matrix} & \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & y_{11} & \dots & y_{12} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & y_{21} & \dots & y_{22} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \end{matrix} \quad (9.46)$$

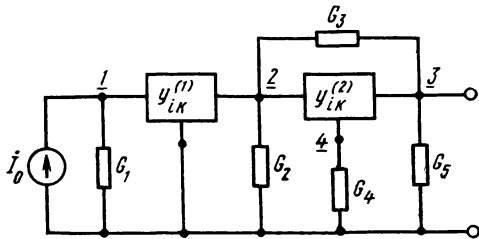


Рис. 9.16

Для трехполюсных элементов (или n -полюсников) составление подматрицы можно упростить, вводя неопределенную y -матрицу (9.7).

Составим матрицу узловых проводимостей цепи (рис. 9.16), содержащей два трехполюсных элемента с параметрами проводимостей

$$y^{(1)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ S_1 & g_{a1} \end{bmatrix}; \quad y^{(2)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ S_2 & g_{a2} \end{bmatrix}.$$

На схеме указаны четыре независимых узла цепи; за базисный принят нижний узел. Общий вывод первого трехполюсника присоединен к базисному узлу, а вход и выход — к узлам 1 и 2. Следовательно, параметры $y_{ik}^{(1)}$ следует ввести в подматрицу Y_a^y в качестве элементов с индексами 11, 12 (нулевые параметры) и 21, 22 (параметры S_1, g_{a1}).

Общий вывод второго трехполюсника присоединен к узлу 4, а вход и выход — к узлам 2 и 3. Соответственно строки и столбцы неопределенной y -матрицы трехполюсника получают номера узлов 2, 3, 4.

$$y^{(2)} = \begin{matrix} & \begin{matrix} 2 & 3 & 4 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 2 \\ 3 \\ 4 \end{matrix} & \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ S_2 & g_{a2} & -(S_2 + g_{a2}) \\ -S_2 & -g_{a2} & S_2 + g_{a2} \end{bmatrix} \end{matrix}.$$

Подматрица узловых проводимостей обоих трехполюсников

$$Y_a^y = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ S_1 & g_{a1} & 0 & 0 \\ 0 & S_2 & g_{a2} & -(S_2 + g_{a2}) \\ 0 & -S_2 & -g_{a2} & S_2 + g_{a2} \end{bmatrix}.$$

Просуммировав эту подматрицу с матрицей параметров подцепи, получающейся при разрыве выводов трехполюсников, получим

$$Y^y = \begin{bmatrix} G_1 & 0 & 0 & 0 \\ S_1 & G_2 + G_3 + g_{a1} & -G_3 & 0 \\ 0 & S_2 - G_3 & G_3 + G_5 + g_{a2} & -(S_2 + g_{a2}) \\ 0 & -S_2 & -g_{a2} & G_1 + g_{a2} + S_2 \end{bmatrix}.$$

Составим матрицу узловых проводимостей цепи (см. рис. 9.13, а), содержащей четырехполюсник в виде индуктивно-связанного элемента, который задан уравнениями (9.26) через проводимости короткого замыкания.

Выводы входов четырехполюсника присоединены к узлам 1, 2 и к узлу 4, принятому за базисный, так что $\dot{U}_1 = \dot{U}_1^y$; $\dot{U}_2 = \dot{U}_2^y$. Ненулевые элементы подматрицы параметров четырехполюсника совпадают с элементами y -матрицы

$$Y_a^y = \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} & \underline{1} & \underline{2} & \underline{3} \\ 1 & \Gamma_{11}/s & \Gamma_{12}/s & 0 \\ 2 & \Gamma_{21}/s & \Gamma_{22}/s & 0 \\ 3 & 0 & 0 & 0 \end{array} \end{array}.$$

Искомую матрицу узловых проводимостей цепи найдем суммированием Y_a^y с узловой матрицей подцепи из двухполюсных элементов, получающейся при разрыве выводов четырехполюсника

$$Y^y = \begin{bmatrix} G_1 + \Gamma_{11}/s & \Gamma_{12}/s & 0 \\ \Gamma_{21}/s & G_2 + \Gamma_{22}/s & 0 \\ 0 & 0 & G_2 + 1/sC \end{bmatrix}.$$

6. *Контурные уравнения* составляются для цепей, многополюсные элементы которых заданы z -параметрами и описываются уравнениями вида (9.1).

В первую очередь необходимо выразить токи элемента через выбранные контурные токи. Если по входам 1 и 2 четырехполюсника проходят токи контуров i , j и k , l , то $I_1 = I_i^k - I_j^k$; $I_2 = I_k^k - I_l^k$. Напряжение входа 1, включенного в контур 1 с согласной полярностью,

$$\dot{U}_{a1} = z_{11}(I_i^k - I_j^k) + z_{12}(I_k^k - I_l^k) \quad (9.47)$$

можно учесть, приняв в качестве элементов строки i контурной подматрицы параметры z_{1q} ($q = 1, 2$):

$$i \left[\dots z_{11} \dots - z_{11} \dots z_{12} \dots - z_{12} \dots \right].$$

Напряжение входа 1 войдет в контур j с встречной полярностью, так что элементы строки j будут обратны по знаку элементам строки i . Аналогично составляются из параметров z_{21} ,

z_{22} элементы строк k и l , учитывающие напряжение входа 2 четырехполюсника.

Для упрощения контурной подматрицы желательно, чтобы через каждый вход многополюсного элемента замыкался один контурный ток. Тогда в случае четырехполюсника будем иметь $i_j^k = i_l^k = 0$ и

$$Z_a^k = \begin{matrix} & i & k \\ \begin{matrix} i \\ \dots \\ k \end{matrix} & \begin{bmatrix} \dots & \dots \\ z_{11} & \dots & z_{12} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ z_{21} & \dots & z_{22} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \end{matrix} \quad (9.48)$$

Часто ряд ветвей индуктивно-связанного многополюсника входит в контур i . Здесь элементы строки i -й контурной подматрицы определяются суммированием параметров при одинаковых контурных токах в выражениях напряжений всех ветвей.

Рассмотрим двухконтурную цепь рис. 9.13, а с индуктивно-связанным четырехполюсником. В контур 1 входят обе ветви L_1 и L_2 , а контур 2 — одна ветвь L_2 . Напряжения ветвей:

$$\dot{U}_1 = sL_1 i_1^k + sM(i_1^k - i_2^k); \quad \dot{U}_2 = sM i_1^k + sL_2(i_1^k - i_2^k).$$

Элементы строки 1 получим суммированием коэффициентов при i_1^k и i_2^k в выражениях напряжений \dot{U}_1 и \dot{U}_2 , а строки 2 — напряжения $-\dot{U}_2$. Контурная подматрица

$$Z_a^k = s \begin{bmatrix} L_1 + L_2 + 2M & -(L_2 + M) \\ -(L_2 + M) & L_2 \end{bmatrix}.$$

Если первый контур выбрать проходящим через ветви R_1 , L_1 и C , то в него, так же как в контур 2, войдет только одна индуктивная ветвь. В этом случае не требуется суммировать параметры — контурная подматрица совпадает с z -матрицей элемента.

Составим матрицу контурных сопротивлений цепи (рис. 9.17) с шестиполюсным индуктивно-связанным элементом, заданным следующей матрицей сопротивлений:

$$z = s \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 2 & 2 \\ 0 & 2 & 3 \end{bmatrix}.$$

На схеме указаны численно заданные значения сопротивлений ветвей и выбранные контуры. В контур 1 входят ветви L_1 и L_2 , а в контуры 2 и 3 — ветви L_2 и L_3 соответственно. Напряжения ветвей ($j = s$):

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= s i_1^k + s(i_1^k - i_2^k); \\ \dot{U}_2 &= s i_1^k + 2s(i_1^k - i_2^k) + 2s i_3^k; \\ \dot{U}_3 &= 2s(i_1^k - i_2^k) + 3s i_3^k. \end{aligned}$$

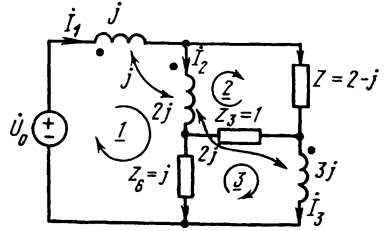


Рис. 9.17

Суммирование коэффициентов при контурных токах в выражениях напряжений ветвей, входящих в контуры, дает искомую подматрицу

$$\mathbf{Z}_a^k = j \begin{bmatrix} 5 & -3 & 2 \\ -3 & 2 & -2 \\ 2 & -2 & 3 \end{bmatrix}.$$

Добавив к \mathbf{Z}_a контурную подматрицу цепи, получающуюся при коротком замыкании входов многополюсника, получим искомую матрицу цепи

$$\mathbf{Z}^k = \begin{bmatrix} 6j & -3j & j \\ -3j & 3+j & -1+2j \\ -j & -1-2j & 1+4j \end{bmatrix}.$$

Все изложенное о ветвях многополюсника, входящих в один и тот же контур, можно перенести на дуальный случай, когда ряд ветвей индуктивно-связанного элемента присоединен к одному узлу. Здесь для получения элементов подматрицы \mathbf{Y}_a^y необходимо суммировать y -параметры многополюсника при одинаковых узловых напряжениях в выражениях токов всех ветвей, присоединенных к узлу.

в. Составим *уравнения состояния* цепи с четырехполюсным индуктивно-связанным элементом (см. рис. 9.13, а). Для нормального дерева графа цепи (см. рис. 9.13, в) имеем:

1. $i_C = i_{L1} + i_{L2}$;
2. $i_2 = -i_{L2}$;
3. $u_{L1} = -u_C - u_1 + u_0$;
4. $u_{L2} = -u_C + u_2$;
3. $i_1 = i_{L1} = -i_0$;

Берем за основу уравнения 1, 3 и 4. Используя уравнения двухполюсных элементов и соотношения 2, 3, исключаем u_1 , u_2 из 3, 4 и получаем с учетом уравнений индуктивного элемента:

$$u_{L1} = -u_C - R_1 i_{L1} + u_0 = L_1 \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt};$$

$$u_{L2} = -u_C - R_2 i_{L2} = L_{21} \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt}.$$

Решение этой системы относительно производных и соотношения 1 после небольших преобразований дают уравнения состояния:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_C}{dt} &= \frac{1}{C} i_{L1} + \frac{1}{C} i_{L2}; \\ \frac{di_{L1}}{dt} &= \frac{-1}{L_1 L_2 - L_{12}^2} [(L_2 - L_{12}) u_C + R_1 L_2 i_{L1} - R_1 L_{12} i_{L2} - L_2 u_0]; \\ \frac{di_{L2}}{dt} &= \frac{-1}{L_1 L_2 - L_{12}^2} [(L_1 - L_{12}) u_C - R_1 L_{12} i_{L1} + R_2 L_1 i_{L2} + L_{12} u_0]. \end{aligned} \right\} \quad (9.49)$$

§ 9.7. ФОРМИРОВАНИЕ УЗЛОВЫХ УРАВНЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ МАТРИЧНЫХ ВЫРАЖЕНИЙ

Матричное уравнение (3.23), записанное для цепи из резистивных двухполюсных элементов и связывающее векторы узловых напряжений и узловых токов через матрицу соединений и матрицу проводимостей ветвей, применимо и для цепей с многополюсными элементами. В установившемся синусоидальном режиме вместо напряжений и токов будем иметь их комплексные амплитуды, а вместо вещественных проводимостей — комплексные проводимости. Соответственно уравнения запишем

$$\mathbf{Y}\mathbf{U} = (\mathbf{Y}\mathbf{A}^T) \mathbf{U} = \mathbf{A}\mathbf{I}_0 = \mathbf{I}'\mathbf{y}. \quad (9.50)$$

Основное отличие от цепи из двухполюсных элементов состоит в том, что матрица \mathbf{Y} проводимостей ветвей не будет диагональной, а при наличии необратимых элементов — симметричной. Рассмотрим учет зависимых источников и индуктивно-связанных элементов при записи матрицы проводимостей ветвей.

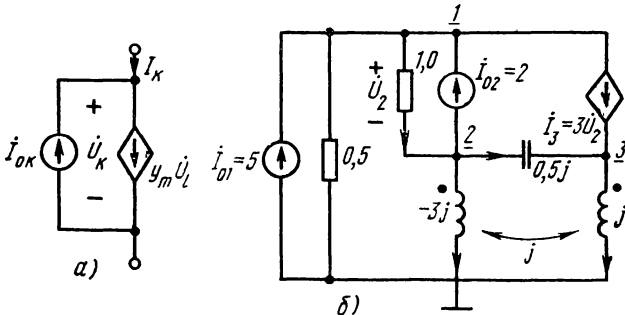


Рис. 9.18

1. Зависимый ИТУН можно учитывать, включая его в составную ветвь с независимым источником тока (рис. 9.18, а), аналогичную составной ветви для обычного двухполюсного элемента (см. § 3.3), лишь вместо проводимости Y_k элемента и уравнения $I_k = Y_k U_k$ имеем управляющий параметр-проводимость передачи y_m и уравнение $I_k = y_m U_l$. Соответственно параметр y_m ИТУН k -й составной ветви образует элемент матрицы \mathbf{Y} , лежащий на пересечении строки k и столбца l (l — номер управляющей ветви).

2. Каждая ветвь индуктивно-связанного элемента включается в составную ветвь совместно с независимым источником тока как обычный двухполюсный элемент. Если одна его ветвь входит в составную ветвь i , а другая — в ветвь k , то согласно уравнениям элемента проводимости Γ_{ii}/s и Γ_{kk}/s будут диагональными, а взаимные проводимости Γ_{ik}/s и Γ_{ki}/s — не диагональными элементами.

Параметр взаимной индукции можно также учитывать с помощью двух ИТУН с токами $\Gamma_{ik} \dot{U}_k/s$ и $\Gamma_{ki} \dot{U}_i/s$, которые включаются

параллельно ветвям i и k в соответствии со схемой замещения (см. рис. 9.9, б).

Составим на основе (9.50) уравнения узловых напряжений для цепи рис. 9.18, б содержащей ИТУН и индуктивно-связанный элемент. Граф цепи из 6 составных ветвей имеет матрицу соединений

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & -1 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

ИТУН входит в составную ветвь 3 и управляется напряжением ветви 2, включенной между узлами 1 и 2, так что $I_3 = 3U_2$. Индуктивно-связанные ветви имеют номера 5 и 6 и матрицу обратных индуктивностей

$$\mathbf{\Gamma} = -j \begin{bmatrix} 3 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}.$$

Матрица проводимостей ветвей равна

$$\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} 0,5 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,5j & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -3j & j \\ 0 & 0 & 0 & 0 & j & -j \end{bmatrix}.$$

Вектор источников токов

$$I_0 = [5 \ 2 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T.$$

Подставив найденные величины в (9.50), имеем:

$$\mathbf{Y}u = \begin{bmatrix} 4,5 & -4 & 0 \\ -1 & 1 - 2,5j & 0,5j \\ -3 & 3 + 0,5j & -0,5j \end{bmatrix}; \quad Iu = [7 \ -2 \ 0]^T.$$

Как отмечалось в § 3.6, матрицы \mathbf{Y} и \mathbf{A} являются сильно разреженными, т. е. содержат большое число нулевых элементов, производить на ЦВМ операции над ними оказывается невыгодным и поэтому лучше применять алгоритм последовательного введения параметров каждой составной ветви непосредственно в матрицы $\mathbf{Y}u$ и Iu , без использования матриц соединений и проводимостей ветвей. Сначала вводятся поочередно параметры ветвей с двухполюсными элементами, а затем — с зависимыми источниками, через которые представляются все многополюсные элементы. Параметры составных ветвей вводят аналогично их учету при составлении узловой матрицы и вектора узловых токов непосредственно по схеме.

Если обычная составная ветвь из двухполюсника Y и независимого источника тока I_0 направлена от узла i к узлу j , то следует ввести: 1) $+Y$ в элементы Y^y с индексами ii и jj и $-Y$ — с индексами ij и ji ; 2) $+I_0$ в элемент вектора I^y с индексом i и $-I_0$ — с индексом j .

Если составная ветвь из источника тока I_0 и зависимого источника тока, управляемого напряжениями узлов k и l : $I = y_m(\dot{U}_k^y - \dot{U}_l^y)$, направлена от узла i к узлу j , то следует ввести: 1) $+y_m$ в элементы матрицы Y^y с индексами ik и jl и $-y_m$ — с индексами il и jk ; 2) $+I_0$ и $-I_0$ в элементы вектора I^y с индексами i и j .

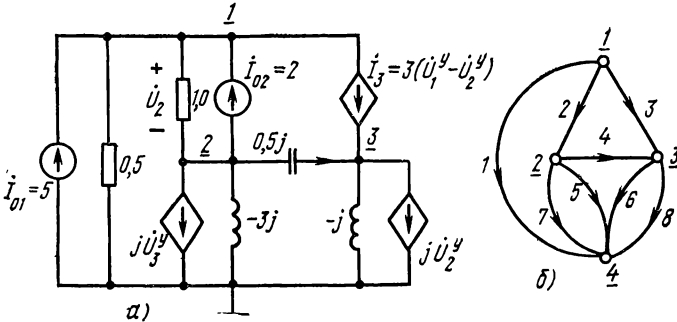


Рис. 9.19

Составим матрицы Y^y и I^y для цепи рис. 9.19, а, полученной из цепи рис. 9.18, б заменой индуктивной связи парой ИТУН. Граф цепи, показанный на рис. 9.19, б, состоит из пяти обычных составных ветвей (1, 2, 4, 5, 6) и трех ветвей (3, 7, 8) — с зависимыми источниками. ИТУН ветви 3, включенной между узлами 1, 3, управляется напряжением $\dot{U}_2 = \dot{U}_1^y - \dot{U}_3^y$, а источники ветвей 6 и 7, подключенные к узлам 2 и 3, — напряжениями \dot{U}_3^y и \dot{U}_2^y .

Из рассмотрения данных и включений обеих групп составных ветвей можно установить, что значения их параметров войдут в элементы Y^y и I^y со следующими индексами (в скобках):

Ветвь	Y^y	I^y
1	0,5 (1,1)	5 (1)
2	1,0 [(1,1); (2,2)]; — 1,0 [(1,2); (2,1)]	2 (1); — 2 (2)
4	0,5j [(2,2); (3,3)]; — 0,5j [(2,3); (3,2)]	—
5	— 3j (2,2)	—
6	— j (3,3)	—
3	3 [(1,1); (3,2)]; — 3 [(3,1); (1,2)]	—
7	j (2,3)	—
8	j (3,2)	—

Суммируя параметры, вошедшие в каждый элемент, можно убедиться, что результаты сходятся с ранее полученными значениями \dot{Y}_y и \dot{I}_y .

Данные каждой ветви — значения параметров, номера узлов, определяющих индексы элемента, поступают в ЦВМ с очередной перфокарты и добавляются в соответствующие элементы матрицы \dot{Y}_y и вектора \dot{I}_y . Поступление данных последней ветви завершает формирование матрицы узловых проводимостей и вектора узловых токов. Имеются программы, реализующие приведенный простой алгоритм получения узловых уравнений цепи.

§ 9.8. СВОЙСТВА ЦЕПЕЙ С АКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Активные цепи, которые наряду с пассивными элементами содержат и активные в виде зависимых источников и операционных усилителей, обладают рядом свойств, широко используемых в радиоэлектронике. Перечислим некоторые свойства активных цепей.

1. Активные цепи, как правило, являются необратимыми, что обуславливает преимущественную передачу сигнала в одном направлении. Соответственно матрицы узловых проводимостей и контурных сопротивлений активных цепей, как было показано в § 9.5, имеют несимметричную структуру.

2. В активных цепях возможно усиление мощности — мощность на выходе превышает мощность действующего на входе сигнала. Для рассмотренной в § 9.5 цепи с одним ИТУТ (см. рис. 9.12, а) на низких частотах при $R=0$, $R_1=R_2$ и $\alpha=0,98$ коэффициент усиления $H_U=\alpha/(1-\alpha)\approx 50$. Цепь рис. 9.14, б при $G_0=G_3$ и $\alpha=0,98$ имеет коэффициент усиления $H_U\approx 2500$. Следует иметь в виду, что усиление связано с преобразованием энергии источника питания активного прибора в энергию частоты сигнала.

3. Активные цепи позволяют: а) изменять на обратный знак сопротивления и иметь элементы типов $-R$, $-L$ и $-C$; б) преобразовывать вид элемента и получить, например, с помощью емкостного элемента индуктивный; в) перемещать нули и полюсы функций цепи; г) производить интегрирование, дифференцирование и суммирование сигналов и т. д.

4. В активной цепи возможна неустойчивость режима; приводящая к неограниченному нарастанию собственных колебаний или реакции при приложении импульсного сигнала. На явлении нарушения устойчивости, принципиально невозможном в пассивной цепи, основана работа очень важных устройств генерирования различных колебаний.

Рассмотрим идеальные активные четырехполюсные элементы с зависимыми источниками или операционными усилителями, предназначенные для преобразования сигналов, а также вида и характера элементов цепи.

Интегрирующие и дифференцирующие цепи. На рис. 9.20, а изображена цепь с одним дифференциальным операционным уси-

лителем, ветвями Y_1 , G_2 входов и ветвью Y_3 обратной связи, соединяющей выход усилителя с входом. Согласно методике, изложенной в § 9.5, составляем матрицу узловых проводимостей, объединяя узлы 1 и 2:

$$Y_u = \begin{bmatrix} Y_1 + Y_3 & -Y_3 \\ G_2 & 0 \end{bmatrix}.$$

Из соответствующих узловых уравнений

$$(Y_1 + Y_3) \dot{U}_1 - Y_3 \dot{U}_3 = Y_1 \dot{U}_1; \quad G_2 \dot{U}_1 = 0$$

получаем функцию передачи напряжений

$$H_U = \frac{\dot{U}_3}{\dot{U}_1} = -\frac{Y_3}{Y_1}. \quad (9.51)$$

Если входную ветвь принять резистивной ($Y_1 = G_1$), а ветвь обратной связи — в виде емкости ($Y_3 = sC_3$), то $H_U = -G_1/sC_3$ — имеем интегрирующую цепь (рис. 9.20, б) с инверсией полярности. Если же входная ветвь емкостная ($Y_1 = sC_1$), а ветвь

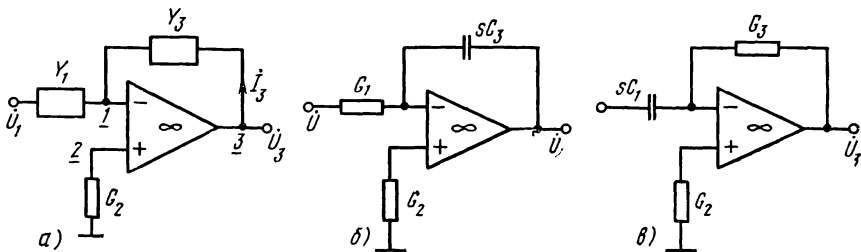


Рис. 9.20

обратной связи — резистивная ($Y_3 = G_3$), то получим дифференцирующую цепь (рис. 9.20, в) с $H_U = -sC_1/G_3$, также с инверсией полярности.

Зависимые источники ИНУН и ИТУН. Если входная ветвь и ветвь обратной связи резистивные: $Y_1 = G_1$ и $Y_3 = G_3$, то получим инвертирующий идеальный усилитель напряжения (ИНУН) с коэффициентом усиления $H_U = k_U = -G_1/G_3$.

Если при тех же проводимостях в качестве выходной величины выбрать ток в ветви G_3 , то будем иметь инвертирующий зависимый источник тока, управляемый напряжением входа с параметром $-G_1$. С помощью цепи с операционным усилителем можно также получить остальные два типа зависимых источников.

Конвертор отрицательного сопротивления (КОС). На рис. 9.21, а показана цепь с одним ИТУТ, включенным параллельно выводам входа и выхода; ток источника пропорционален входному току: $I = k_I I_1$. Уравнения цепи

$$\dot{U}_1 = \dot{U}_2; \quad I_1 = k_I I_1 - I_2. \quad (9.52)$$

Ток на выходе $\dot{I}_2 = -Y_2 \dot{U}_2$, а ток на входе при $k_I = 2$ $\dot{I}_1 = -\dot{I}_2 = -Y_2 \dot{U}_1$. Входная проводимость цепи $Y_1 = -Y_2$.

Входное сопротивление получается равным сопротивлению на выходе цепи с обратным знаком. Обращение знака сопротивления вызывается тем, что ИТУТ изменяет на обратный знак или фазу выходного тока. Поэтому рассматриваемую схему называют конвертором отрицательного сопротивления токового типа (КОСТ).

Конвертор отрицательного сопротивления с обращением знака или фазы напряжения (КОСН) можно получить с помощью схемы рис. 9.19, б с последовательно включенным между выводами входа и выхода ИНУН, напряжение которого пропорционально напряжению входа: $\dot{U} = k_U \dot{U}_1$. Уравнения цепи:

$$\dot{I}_1 = -\dot{I}_2; \quad \dot{U}_1 = k_U \dot{U}_1 + \dot{U}_2. \quad (9.53)$$

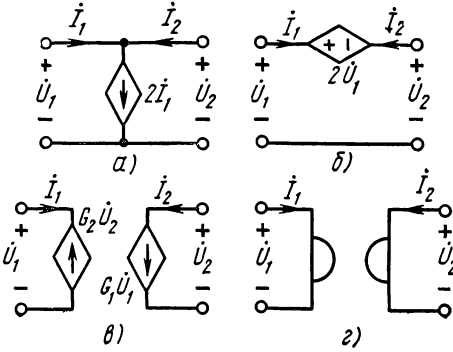


Рис. 9.21

Напряжение на входе при $\dot{U}_2 = -Z_2 \dot{I}_2$ и $k_U = 2$: $\dot{U}_1 = -\dot{U}_2 = -Z_2 \dot{I}_1$. Входное сопротивление цепи $Z_1 = -Z_2$.

Конверторы сопротивления в принципе позволяют получать отрицательные сопротивления, в частности элементы $-R$, $-L$, $-C$.

Гиратор. На рис. 9.21, в изображена цепь с двумя ИТУН на входе и выходе, токи которых пропорциональны напряжениям выхода и входа:

$$\dot{I}_1 = -G_2 \dot{U}_2; \quad \dot{I}_2 = G_1 \dot{U}_1. \quad (9.54)$$

Входное сопротивление цепи

$$Z_1 = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = \frac{-\dot{I}_2}{G_1 G_2 \dot{U}_2} = \frac{1}{G_1 G_2 Z_2} \quad (9.55)$$

получается обратным по величине сопротивлению нагрузки на выходе. В частном случае емкостной нагрузки $Z_2 = 1/sC$ входное сопротивление получается индуктивным

$$Z_1 = \frac{1}{G_1 G_2} sC = sL_1, \quad (9.56)$$

где $L_1 = C/G_1 G_2$ — эквивалентная входная индуктивность.

С помощью емкости и гиратора можно имитировать индуктивность, что очень важно для практики, так как изготовление индуктивных элементов по интегральной технологии затруднительно. При $G_1 = G_2 = G$ получаем идеальный гиратор с нулевой

потребляемой мощностью $\dot{I}_1 \dot{U}_1 + \dot{I}_2 \dot{U}_2 = 0$ и матрицей проводимостей

$$y = \begin{bmatrix} 0 & -G \\ G & 0 \end{bmatrix}. \quad (9.57)$$

На рис. 9.21, а показано условное обозначение гиратора, который относят к классу основных четырехполосных идеальных элементов цепи.

В заключение остановимся на вопросе устойчивости линейных активных цепей. В § 8.1 было указано, что для устойчивости линейной цепи в свободном режиме (при отсутствии независимых источников) необходимо и достаточно, чтобы частоты собственных колебаний или полюсы функций цепи s_k располагались в левой полуплоскости s . Для этого вещественные частоты и вещественные части комплексных частот собственных колебаний, т. е. корней характеристического уравнения, должны быть отрицательными. В устойчивой цепи свободные (собственные) колебания или, согласно § 6.2, импульсные характеристики, определяемые выражением

$$h(t) = \sum_{k=1}^n A_k e^{s_k t} = \sum_l A_l e^{\sigma_l t} + \sum_j A_j e^{\sigma_j t} \cos(\omega_j t + \alpha_j),$$

при $t \rightarrow \infty$ должны затухать и обращаться в нуль. В предельном случае равенства нулю вещественных частей у некоторых простых (некратных) корней характеристического уравнения свободные колебания (импульсные характеристики) будут ограниченными функциями при $t \rightarrow \infty$. В случае корней кратности m появятся множители t^{m-1} перед экспонентами или косинусами — колебания будут неограниченно нарастать.

Устойчивость цепи в свободном или, как иногда говорят, автономном (без внешнего воздействия) режиме определяют следующим образом: *цепь устойчива* (в смысле А. М. Ляпунова), если при любых начальных условиях в момент $t = t_0$ свободные колебания или импульсные характеристик остаются ограниченными в интервале $t_0 \leq t < \infty$.

Цепь *асимптотически устойчива*, если она устойчива по Ляпунову, и, кроме того, свободные колебания обращаются в нуль при $t \rightarrow \infty$.

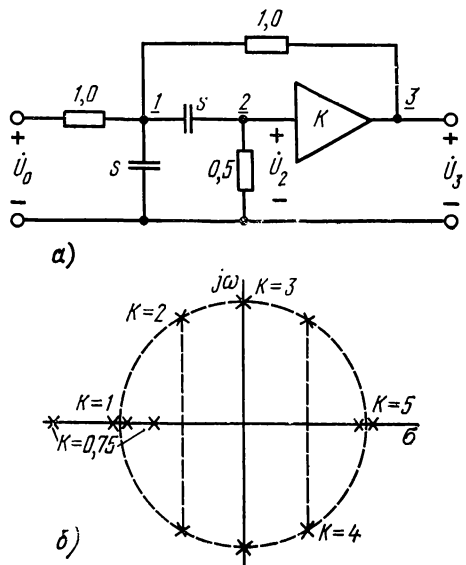


Рис. 9.22

В отличие от пассивной линейной цепи, составленной из пассивных элементов с постоянными параметрами, которая всегда устойчива, активная цепь при некоторых условиях может стать неустойчивой — часть полюсов функции цепи может оказаться в правой полуплоскости — свободные колебания будут неограниченно нарастать (при сохранении линейной модели).

Покажем на примере звена активного RC полосового фильтра (рис. 9.22, *a*) с идеальным усилителем напряжения и резистивной ветвью обратной связи влияние величины коэффициента усиления на положение полюсов функции передачи и устойчивость. Численно заданные значения проводимостей элементов указаны на схеме. Для пассивной подцепи, получающейся при разрыве выводов усилителя, имеем:

$$Y_b^y = \begin{bmatrix} 2 + 2s & -s & -1,0 \\ -s & 0,5 + s & 0 \\ -1,0 & 0 & 1,0 \end{bmatrix}; \quad I^y = \begin{bmatrix} 1 \cdot \dot{U}_0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Объединяя узлы 2 и 3 согласно изложенному в § 9.5 приему, получим

$$Y^y = \begin{bmatrix} 2(s+1) & -(s+K) \\ -s & s+0,5 \end{bmatrix}.$$

Из решения узловых уравнений имеем для функции передачи

$$H_U(s) = \frac{\dot{U}_3}{\dot{U}_0} = \frac{K \dot{U}_b^y}{\dot{U}_0} = \frac{Ks}{s^2 + (3-K)s + 1}.$$

Полюсы функции

$$s_{1,2} = -0,5(3-K) \pm \sqrt{(3-K)^2/4 - 1}$$

существенно зависят от значения коэффициента усиления. На рис. 9.22, *б* показано расположение корней при различных значениях K . При $K \leq 1$ и $K \geq 5$ получаем вещественные корни — отрицательные и положительные соответственно. При $1 < K < 5$ корни — комплексные сопряженные, лежат на окружности с радиусом, равным 1. При $K = 3$ корни чисто мнимые. При $K < 3$ корни лежат в левой полуплоскости — цепь устойчива, при $K > 3$ — в правой полуплоскости — цепь неустойчива. Как видим, активная цепь может быть неустойчивой. Нормальная работа схемы в режиме неустойчивости исключается.

Следует обратить внимание на то, что активная RC -цепь может иметь комплексные частоты собственных колебаний в отличие от пассивной RC -цепи, у которой частоты колебаний могут быть только вещественными отрицательными.

§ 9.9. ТРАНСФОРМАТОРЫ

Широко используемые в электротехнике двухобмоточные трансформаторы представляют две индуктивно связанные катушки, называемые **о б м о т к а м и**.

В трансформаторах с сильной связью ($k_c \approx 1$) обмотки располагаются на общем ферромагнитном сердечнике. Трансформатор со слабой связью ($k_c \ll 1$) без ферромагнитного сердечника называют воздушным.

Предполагая отсутствие насыщения сердечника, будем считать режим в трансформаторе линейным. Схему трансформатора, представленную на рис. 9.23, а с учетом сопротивлений обмоток, можно рассматривать как четырехполюсник, описываемый уравнениями (9.1), в которых $z_{11} = R_1 + j\omega L_1$; $z_{22} = R_2 + j\omega L_2$; $z_{12} = z_{21} = j\omega M$ — параметры сопротивлений холостого хода.

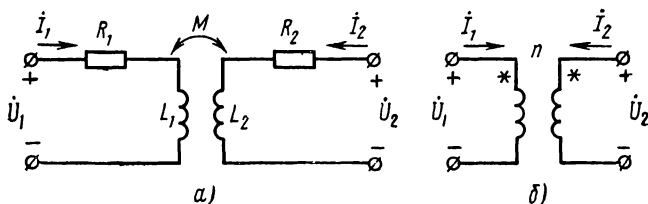


Рис. 9.23

Со стороны входа (с первичной стороны) режим трансформатора определяется входным сопротивлением. Из уравнений (9.1) получаем выражение входного сопротивления трансформатора

$$Z = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = z_{11} - \frac{z_{21}^2}{z_{22} + Z_H} = (R_1 + j\omega L_1) + \frac{\omega^2 M^2}{R_2 + j\omega L_2 + Z_H}. \quad (9.58)$$

Первое слагаемое здесь зависит только от параметров первичной стороны трансформатора. Второе слагаемое зависит от параметров вторичной стороны, включая сопротивление нагрузки, а также от коэффициента взаимной индукции и учитывает влияние выходного контура на входной. Его называют вносимым сопротивлением: оно вносится из вторичной обмотки в первичную благодаря индуктивной связи и зависит не только от нагрузочного сопротивления, но и от степени связи.

Запишем выражения функций, характеризующих трансформатор с точки зрения передачи токов и напряжений с первичной стороны (входа) ко вторичной стороне (выходу).

Из второго уравнения (9.1) получаем функцию передачи токов

$$\frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} = \frac{-z_{21}}{z_{22} + Z_H} = \frac{-j\omega M}{R_2 + j\omega L_2 + Z_H}, \quad (9.59)$$

где Z_H — сопротивление нагрузки.

Отношение уравнений (9.1) с учетом (9.59) дает функцию передачи напряжений

$$\frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} = \frac{z_{12} Z_H}{z_{11} (z_{22} + Z_H) - z_{12}^2} = \frac{j\omega M Z_H}{(R_1 + j\omega L_1) (R_2 + j\omega L_2 + Z_H) + \omega^2 M^2}. \quad (9.60)$$

Для ряда применений трансформаторов необходимо, чтобы функции передачи не зависели от частоты в возможно широкой полосе частот.

Если пренебречь потерями в обмотках и принять $R_1 = R_2 = 0$, то, как можно видеть из выражения (9.60), условием независимости от частоты функции передачи напряжений является идеальная магнитная связь между обмотками ($k_m = 1$ и $M = \sqrt{L_1 L_2}$), когда

$$\frac{\dot{U}_2}{U_1} = \frac{M}{L_1} = \sqrt{L_2/L_1} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{n}. \quad (9.61)$$

Здесь принято, что индуктивности обмоток, расположенные на одном ферромагнитном сердечнике, пропорциональны квадратам чисел витков; отношение чисел витков называют коэффициентом трансформации трансформатора.

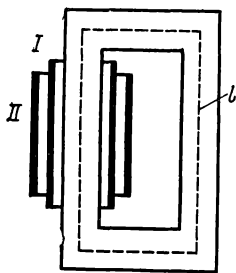


Рис. 9.24

Условием независимости от частоты функции передачи токов, как следует из выражения (9.59), является $L_2 \rightarrow \infty$ и, следовательно, в силу пропорциональности чисел витков, $L_1 \rightarrow \infty$. Если одновременно $k_m = 1$, то из выражения (9.59) имеем

$$\frac{i_2}{i_1} = \frac{-M}{L_2} = -\sqrt{L_1/L_2} = -\frac{N_1}{N_2} = -n. \quad (9.62)$$

Здесь знак «минус» обусловлен выбором положительного направления тока i_2 . Чтобы сделать более наглядным последующее изложение, будем рассматривать трансформатор с ненасыщенным ферромагнитным сердечником со средней длиной l , сечением S , проницаемостью μ и двумя обмотками с числами витков N_1 и N_2 (рис. 9.24).

Получим соотношения (9.61) и (9.62) менее формальным путем. Условие $k_m = 1$ совершенной связи может быть достигнуто при $\mu \rightarrow \infty$. При этом потоки рассеяния отсутствуют — весь поток Φ , замыкающийся в сердечнике, сцепляется с обеими обмотками, так что потокоцепления $\Psi_1 = N_1 \Phi = L_1 i_1$ и $\Psi_2 = N_2 \Phi = L_2 i_2$. Отношение напряжений по закону электромагнитной индукции

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{d\Psi_1/dt}{d\Psi_2/dt} = \frac{N_1}{N_2} = n. \quad (9.63)$$

Условие бесконечной индуктивности обмоток также достигается при $\mu \rightarrow \infty$. Приняв магнитное поле в сердечнике однородным с напряженностью H , по закону полного тока линейный интеграл от нее по замкнутому контуру можем представить так:

$$\oint \vec{H} \vec{dl} = Hl_m = N_1 i_1 + N_2 i_2 = N_1 i_m, \quad (9.64)$$

где i_m — ток намагничивания, создающий поток.

Поток сердечника $\Phi = \mu HS$, поэтому при $\mu \rightarrow \infty$ $H \rightarrow 0$, $i_m \rightarrow 0$. Из (9.64) отношение токов

$$\frac{i_1}{i_2} = -\frac{N_2}{N_1} = -\frac{1}{n}. \quad (9.65)$$

При $\mu < \infty$ для создания потока необходим конечный намагничивающий ток, равный току холостого хода при разрыве выводов выходной обмотки. Полагая в (9.64) сначала $i_2 = 0$, а затем $i_1 = 0$, для индуктивностей обмоток имеем:

$$L_1 = \frac{\Psi_1}{i_1} = \frac{\mu H S N_1}{i_1} = \frac{\mu S N_1^2}{l_m}; \quad L_2 = \frac{\mu S N_2^2}{l_m}. \quad (9.66)$$

Индуктивности обмоток пропорциональны квадратам чисел витков. Согласно (9.63) и (9.65), потребляемая мощность $u_1 i_1 + u_2 i_2 = 0$.

Трансформатор без потерь с коэффициентом связи $k_m = 1$ и бесконечно большими значениями индуктивностей, в котором отношения напряжений и токов определяются выражениями (9.63) и (9.65), называется идеальным. Идеальный трансформатор, условное обозначение которого дано на рис. 9.23, б, представляет новый идеализированный четырехполюсный элемент цепи, преобразующий уровни напряжений и тока в n раз при постоянстве их произведения, т. е. мощности.

Входное сопротивление идеального трансформатора, нагруженного сопротивлением Z_n , с учетом (9.63) и (9.65)

$$Z = \frac{\dot{U}_1}{I_1} = n^2 \frac{\dot{U}_2}{(-I_2)} = n^2 Z_n. \quad (9.67)$$

Идеальный трансформатор изменяет модуль сопротивления нагрузки в n^2 раз. Поэтому трансформаторы часто применяют для изменения уровня сопротивлений с целью согласования нагрузки с конечным внутренним сопротивлением источника. Трансформаторы используются также для изменения уровня напряжений или токов в устройствах передачи и распределения электрической энергии, для электрической развязки (изоляции) двух цепей, для изменения полярности напряжения и т. д.

Реальные трансформаторы имеют характеристики, в той или иной мере отличающиеся от характеристик идеального трансформатора. Прежде всего коэффициент связи $k_m < 1$ и имеются потоки рассеяния. Индуктивности обмоток конечны и поэтому ток намагничивания, связанный с общим потоком взаимной индукции в сердечнике, отличен от нуля. Не равны нулю также потери энергии в обмотках и сердечнике. Учет указанных паразитных эффектов удобнее всего производить путем введения соответствующих сосредоточенных элементов цепи аналогично тому, как это делается для учета паразитных эффектов в реальных R -, L -, C -элементах. В результате введения указанных элементов получим электрическую схему замещения трансформатора, широко приме-

няемую при расчетах цепей с трансформаторами и проектировании самих трансформаторов.

В § 9.2 была получена схема замещения для двух индуктивно-связанных катушек в виде Т-образной схемы, которая является чисто расчетной схемой. Для трансформаторов более целесообразна так называемая приведенная схема замещения, элемент которой имеют простой физический смысл и могут быть вычислены или измерены. Эту схему замещения можно, так же как и упомянутую Т-образную схему, получить формальным

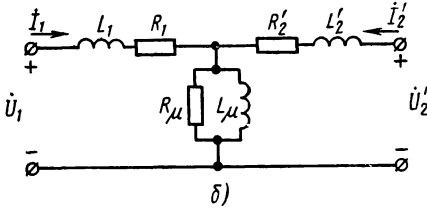
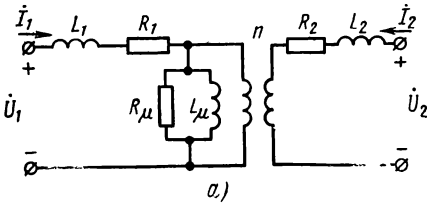


Рис. 9.25

путем из уравнений трансформатора. Но для наглядности получим ее, взяв за основу идеальный трансформатор (рис. 9.25, а) и добавляя к нему элементы, учитывающие основные паразитные эффекты.

Потери энергии в обмотках трансформатора при протекании в них токов естественно учитывать активными сопротивлениями R_1 и R_2 , включенными последовательно с катушками первичной и вторичной стороны.

Энергия, запасаемая в магнитных потоках рассеяния, также определяется токами

обмоток. Поэтому индуктивности рассеяния, учитывающие эффект запаса энергии и наведения напряжения в обмотках от потоков рассеяния, $L_{d1} = N_1 \Phi_{d1} / I_1$; $L_{d2} = N_2 \Phi_{d2} / I_2$ также включаются последовательно с катушками.

Поток взаимной индукции, который создается намагничивающей силой, обусловленной током намагничивания, будет наводить в первичной обмотке трансформатора напряжение $\dot{U}_1 = j\omega N_1 \Phi$. Поэтому величина тока намагничивания получается пропорциональной напряжению:

$$i_\mu = \frac{\Phi N_1}{L_\mu} = \frac{\dot{U}_1}{j\omega L_\mu}. \quad (9.68)$$

Здесь ωL_μ — сопротивление индуктивности намагничивания, равное отношению напряжения и тока намагничивания.

В случае ферромагнитных сердечников индуктивность намагничивания равна индуктивности первичной обмотки. В схему она включается в соответствии с (9.68) параллельно катушке первичной стороны идеального трансформатора.

Параллельно индуктивности L_μ необходимо включить сопротивление R_m , учитывающее потери в сердечнике — на гистерезис

и вихревые токи в листах стали, которые пропорциональны квадрату магнитной индукции и, следовательно, напряжения.

Идеальный трансформатор в схеме производит лишь деление напряжения и умножение тока в n раз. Если на схеме замещения вместо величин вторичной стороны ввести величины, приведенные к первичной стороне: $I'_2 = I_2/n$; $U'_2 = nU_2$; $Z'_2 = n^2Z_2$, то идеальный трансформатор можно убрать из схемы. В результате получим электрическую схему замещения с приведением величин к первичной стороне (рис. 9.25, б). Подобным же образом можно приводить величины первичной стороны ко вторичной.

Схема замещения реального трансформатора имеет функции передачи с ограниченной полосой частотных характеристик, ширина которой определяется значениями паразитных параметров. В области низких частот передача сигнала ограничивается шунтирующим действием параллельной индуктивности L_{μ} , а в области высоких частот — падением напряжения от тока нагрузки в последовательных индуктивностях рассеяния.

В трансформаторах, работающих в области высоких частот, становится заметным влияние запаса энергии электрической энергии в емкостях между слоями обмоток. Этот эффект учитывают обычно с помощью П-образной схемы из трех емкостей.

ИЗОБРАЖЕНИЯ ПО ЛАПЛАСУ И СПЕКТРЫ СИГНАЛОВ

§ 10.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

До сих пор имели дело с анализом установившегося режима в предположении действия источников синусоидального или экспоненциального сигналов одной и той же частоты. Анализ производился с помощью метода комплексных амплитуд, который рассматривался как метод преобразования синусоидальных и экспоненциальных сигналов в частотную область. Для обобщения метода анализа в частотной области на случай действия сигналов произвольной формы на основе принципа наложения применяют ряды Фурье и преобразования Фурье и Лапласа.

Ряды Фурье позволяют представлять периодические сигналы бесконечной суммой синусоид кратных частот, а преобразования Фурье и Лапласа — аperiodические сигналы бесконечными суммами элементарных составляющих в виде синусоидальных функций непрерывных частот и нарастающих по экспоненте синусоидальных функций. При использовании указанных преобразований получаем общий частотный метод анализа.

Метод преобразования Лапласа, называемый также *операторным методом*, позволяет производить анализ переходных процессов при действии сигналов любой формы. В отличие от классического метода операторный метод не требует определения произвольных постоянных интегрирования, что существенно упрощает вычисления. Анализ производится без разделения решения на свободную и вынужденную составляющие: эти составляющие можно выделить из полного решения. Метод преобразования Лапласа позволяет вводить операторные сопротивления и операторные функции передачи при действии сигналов произвольной формы; его можно считать обобщением анализа вынужденного режима при действии сигналов в виде обобщенных экспонент.

Метод преобразования Фурье, называемый также спектральным методом, является обобщением анализа вынужденного синусоидального режима. Его достоинство — наглядность и возможность производить простые качественные и приближенные количественные оценки переходных процессов по характеристикам цепи в установившемся синусоидальном режиме. Метод преобразования Фурье широко применяется в анализе цепей.

Ряды и преобразование Фурье тесно связаны с преобразованием Лапласа. Поэтому они рассматриваются совместно, точно так же, как рассматривались совместно вынужденные синусоидальный и экспоненциальный режимы.

В данной главе изложим основные понятия и свойства рядов Фурье и преобразований Фурье и Лапласа, уделяя главное внимание вопросам, важным для теории цепей.

§ 10.2. СПЕКТРЫ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ И ТОКОВ

Из математики известно, что ограниченная однозначная периодическая функция $f(t)$, имеющая в интервале периода конечное число максимумов и минимумов и конечное число разрывов первого рода, может быть разложена в ряд Фурье, т. е. представлена в виде бесконечной суммы синусоидальных функций кратных частот (гармоник):

$$f(t) = a_0/2 + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos k\omega_1 t + \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin k\omega_1 t \quad (k = 1, 2, 3, \dots), \quad (10.1)$$

где $a_0/2$ — постоянная составляющая, равная среднему значению функции за период; a_k, b_k — коэффициенты ряда (амплитуды гармоник); $\omega_1 = 2\pi/T$ — основная угловая частота.

При определении коэффициентов ряда Фурье используется свойство ортогональности тригонометрических функций относительно периода T , которое состоит в том, что интеграл от произведений синусоидальных функций кратных частот в пределах периода

$$\begin{aligned} \int_{-T/2}^{T/2} \sin k\omega_1 t \sin i\omega_1 t dt &= \begin{cases} 0 & i \neq k; \\ T/2 & i = k; \end{cases} \\ \int_{-T/2}^{T/2} \sin k\omega_1 t \cos i\omega_1 t dt &= \begin{cases} 0 & \neq k; \\ T/2 & i = k. \end{cases} \end{aligned} \quad (10.2)$$

Справедливость этих выражений можно установить непосредственно интегрированием.

Если умножить обе части выражения (10.1) сначала на $\cos i\omega_1 t$, а затем на $\sin i\omega_1 t$ и применить свойство ортогональности, то получим коэффициенты ряда Фурье:

$$\begin{aligned} a_k &= \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos k\omega_1 t dt; \\ b_k &= \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin k\omega_1 t dt. \end{aligned} \quad (10.3)$$

Объединение синуса и косинуса одной частоты в выражении (10.1) дает

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos(k\omega_1 t - \alpha_k), \quad (10.4)$$

где

$$A_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}; \quad \alpha_k = \arctg \frac{b_k}{a_k}.$$

В частном случае четной периодической функции, когда $f(t) = f(-t)$, из (10.3) следует $b_k = 0$, так что $\alpha_k = 0$ и получается разложение по косинусам. В случае же нечетной функции, когда $f(t) = -f(-t)$, имеем $a_k = 0$, $\alpha_k = \pi/2$ и ряд состоит только из синусоидальных гармоник.

Периодические напряжения и токи полностью определяются коэффициентами всех гармоник. Амплитуды и фазы гармоник, зависящие от значений частоты, кратных основной частоте, дают эквивалентное представление периодических функций времени в частотной области.

В теории цепей удобнее иметь дело с комплексной или экспоненциальной формой ряда Фурье, которую можно получить, представляя каждую гармонику в (10.4) через экспоненты от мнимого аргумента так, как это делали в методе комплексных амплитуд:

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{A_k}{2} e^{jk\omega_1 t} + \frac{A_k^*}{2} e^{-jk\omega_1 t} \right]. \quad (10.5)$$

Здесь каждая гармоника представлена в виде полусуммы двух вращающихся навстречу друг другу векторов.

Комплексная амплитуда k -й гармоники, включающая начальную фазу, называется комплексным коэффициентом ряда

$$A_k = a_k - jb_k = A_k e^{-j\alpha_k}. \quad (10.6)$$

Ее вещественная и мнимая части являются соответственно коэффициентами при косинусе и синусе ряда (10.1).

Если обозначить сопряженную амплитуду через комплексную амплитуду с отрицательным индексом

$$A_k^* = a_k + jb_k = A_{-k}, \quad (10.7)$$

то обе суммы в (10.5) можно заменить суммированием по одной экспоненте при изменении индекса от $-\infty$ до $+\infty$ (включая нуль). В результате получим ряд Фурье в следующей комплексной форме:

$$f(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{A_k}{2} e^{jk\omega_1 t}. \quad (10.8)$$

Для комплексных коэффициентов ряда Фурье в экспоненциальной форме имеем после подстановки в (10.6) выражений (10.3)

$$A_k = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-jk\omega_1 t} dt = A_k(jk\omega_1), \quad (10.9)$$

где $A_0 = a_0$.

Комплексные коэффициенты ряда, определяющие амплитуды и начальные фазы гармоник и являющиеся функциями дискретных значений частоты, кратных основной частоте, называют комплексным частотным спектром. Их составляющие $A(k\omega_1)$ и $\alpha(k\omega_1)$, называемые амплитудным и фазовым спектрами, для наглядности изображают графически в виде пропорциональных их значениям отрезков вертикальных линий в точках $\omega = k\omega_1$ (см. рис. 10.1, б, в). Периодические функции времени, следовательно, имеют дискретный или линейчатый спектр.

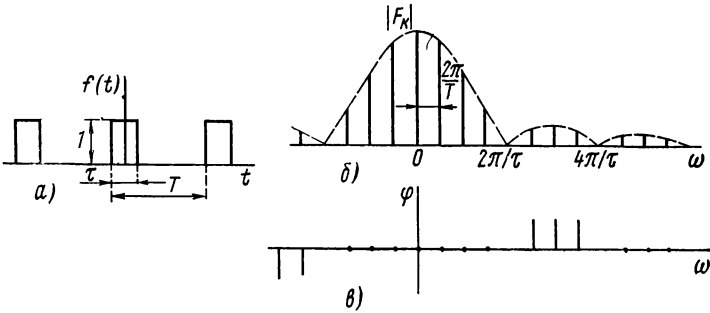


Рис. 10.1

Выражение (10.9) удобно рассматривать как преобразование непрерывной периодической функции времени в комплексную спектральную функцию дискретных значений частоты, а выражение (10.8) суммы бесконечного числа гармоник кратных частот, представленных через экспоненты от мнимого аргумента с комплексными коэффициентами, — как обратное преобразование дискретного частотного спектра в периодическую функцию времени. При этом дискретная функция частоты $A_k(k\omega_1)$ полностью определяет периодическую функцию времени и является ее эквивалентным спектральным представлением.

Выражения (10.8) и (10.9) ряда Фурье в комплексной форме не только имеют более компактный вид, чем выражения (10.3) и (10.4), но облегчают вычисление коэффициентов ряда. Важное их достоинство состоит в том, что они позволяют установить связь между рядами Фурье и преобразованиями Фурье и Лапласа.

Рассмотрим простейший пример. Найдем коэффициенты разложения в ряд Фурье периодической последовательности прямоугольных импульсов длительностью τ , амплитудой 1 и периодом T (рис. 10.1, а). Подставив в (10.9) $f(t) = 1$ и пределы интегрирования $-\tau/2, \tau/2$, получим

$$A_k = a_k - jb_k = \frac{2}{T} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{-jk\omega_1 t} dt = \frac{2\tau}{T} \cdot \frac{\sin(k\omega_1\tau/2)}{k\omega_1\tau/2}. \quad (10.10)$$

Вещественность \dot{A}_k означает, что ряд состоит из косинусных членов — функция времени является четной.

Амплитудный спектр

$$|\dot{F}_k| = \frac{|\dot{A}_k|}{2} = \frac{\tau}{T} \cdot \frac{|\sin(k\omega_1\tau/2)|}{k\omega_1\tau/2} = \frac{\tau}{T} \cdot \frac{|\sin(k\pi\tau/T)|}{k\pi\tau/T}. \quad (10.11)$$

Его огибающая изменяется по закону $\left| \frac{\sin x}{x} \right|$. Узлы огибающей располагаются при значениях частоты, обращающих синус в нуль (кроме $\omega = 0$):

$$\omega_y = l \frac{2\pi}{\tau} \quad (l = 1, 2, 3, \dots). \quad (10.12)$$

Число гармоник в интервале между двумя узлами равно отношению $\frac{2\pi}{\tau\omega_1} = T/\tau$. На рис. 10.1, б показан амплитудный спектр, являющийся четной функцией, для случая $T/\tau = 4$.

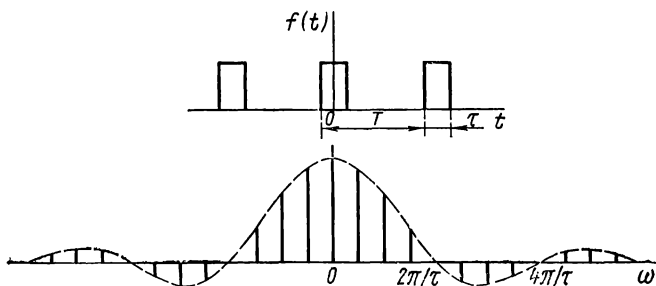


Рис. 10.2

Фаза (10.11) принимает либо нулевое значение в тех интервалах между узлами, где синус положителен, либо значение π — в интервалах, где синус отрицателен. Фазовый спектр, представляющий нечетную функцию, показан на рис. 10.1, в. Спектр (10.10) в силу его вещественности можно изображать на одном графике (рис. 10.2); положительным ординатам соответствует нулевой фазовый угол, а отрицательным — π .

§ 10.3. СПЕКТРЫ АПЕРИОДИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФУРЬЕ

Как уже отмечалось, периодические функции времени имеют дискретный или линейчатый спектр. Если задана аperiodическая функция, то она может быть периодически продолжена с периодом T и также представлена в виде ряда Фурье, который будет сходиться к исходной функции только в пределах первого периода.

Рассмотрим, что произойдет с указанным представлением, если увеличивать период, когда в пределе при $T \rightarrow \infty$ во временной области получим переход от периодической к исходной аperiodической функции. Увеличение периода прежде всего приводит

к уменьшению основной частоты и пропорциональному увеличению числа гармоник, лежащих в некоторой конечной полосе частот. Следовательно, линии спектра будут располагаться гуще и в пределе сольются, образуя сплошной спектр. Одновременно, как видно из (10.9), амплитуды гармоник уменьшаются, так как значение интеграла не зависит от периода: в паузах между импульсами временная функция тождественно равна нулю и интегрирование фактически производится в пределах начального значения периода. При изменении периода удобнее различать гармоники не по порядковым номерам, а по их частотам, кратным основной частоте:

$$\omega = \omega_k = k\omega_1. \quad (10.13)$$

Соответственно формулы рядов Фурье (10.9) и (10.8) запишем в виде:

$$\begin{aligned} \dot{A}(j\omega_k) &= \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-j\omega_k t} dt; \\ f(t) &= \frac{1}{2} \sum_{\omega_k = -\infty}^{\infty} A(j\omega_k) e^{j\omega_k t}. \end{aligned} \quad (10.14)$$

Проиллюстрируем предельный переход на примере спектра периодической последовательности прямоугольных импульсов, для которой имели соотношение (10.10):

$$\dot{A}(\omega_k) = \frac{2}{T} \left[\frac{\tau \sin(0,5\tau\omega_k)}{0,5\tau\omega_k} \right] = \frac{2\tau}{T} \cdot \frac{\sin x}{x}. \quad (10.15)$$

Выражение в квадратных скобках, представляющее значение интеграла в (10.14), не зависит от периода. Поэтому огибающая амплитуд гармоник, определяемая функцией вида $\sin x/x$, также не зависит от периода, так что относительное распределение амплитуд гармоник остается неизменным при увеличении периода.

На рис. 10.3, а, б показаны спектры для T/τ , равного 3 и 9. Число гармоник в интервале между узлами равно T/τ , поэтому с увеличением периода линии спектра располагаются гуще, а их амплитуды уменьшаются; при $T \rightarrow \infty$ число гармоник в любом конечном диапазоне частот неограниченно растет, а их амплитуды стремятся к нулю с сохранением относительного распределения по частоте.

При исследовании спектров периодических функций в процессе увеличения периода вместо амплитуд гармоник, обращающихся в пределе в нуль, удобнее рассматривать интеграл, входящий в (10.14):

$$F(j\omega_k) = \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-j\omega_k t} dt. \quad (10.16)$$

Значение этого интеграла, называемого спектральной функцией или спектральной плотностью, не зависит

от T . Спектральная функция, согласно (10.14), пропорциональна отношению амплитуд спектра к основной частоте:

$$F(j\omega_k) = \frac{TA(j\omega_k)}{2} = \frac{\pi A(j\omega_k)}{\omega_1}. \quad (10.17)$$

В пределе при $T \rightarrow \infty$ дискретная частота обращается в непрерывную частоту $\omega_k = k\omega_1 \rightarrow \omega$ и спектральная функция (10.16) — в непрерывную функцию

$$F(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (10.18)$$

Полученный интеграл, преобразующий заданную аperiodическую функцию времени в комплексную спектральную функцию от частоты, называют прямым преобразованием Фурье.

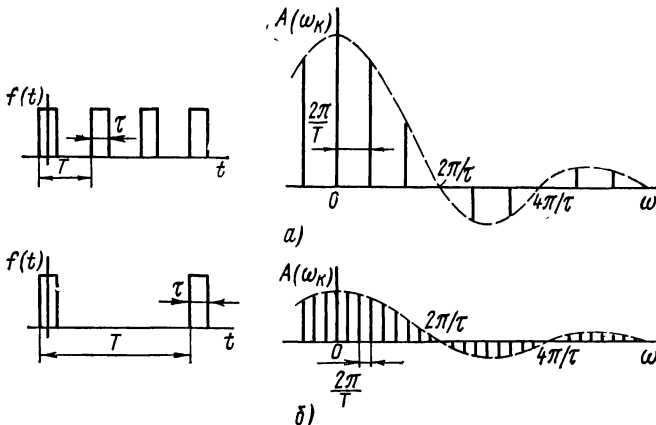


Рис. 10.3

Для существования этого интеграла временная функция должна удовлетворять условию абсолютной интегрируемости

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)| dt < \infty.$$

Хотя этому условию удовлетворяют все реальные сигналы, для ряда идеализированных сигналов, например для ступенчатой или синусоидальной функций, преобразование Фурье неприменимо.

Из сравнения (10.18) и (10.15) с учетом (10.16) получаем спектральную функцию одиночного прямоугольного импульса

$$F(j\omega) = \frac{\tau \sin(0,5\tau\omega)}{0,5\tau\omega}.$$

В процессе предельного перехода основную частоту можно рассматривать как приращение переменной (частоты) $\omega_1 = \Delta\omega_k = \Delta\omega$.

Выражение ряда Фурье (10.14) с учетом (10.17) можно записать в виде

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\omega_k = -\infty}^{\infty} F(j\omega_k) \Delta\omega_k e^{j\omega_k t}. \quad (10.19)$$

При $T \rightarrow \infty$, когда приращение переменной (частоты) $\Delta(k\omega_1) = \Delta\omega \rightarrow d\omega$, сумма (10.19) обратится в интеграл, называемый обратным преобразованием Фурье:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(j\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (10.20)$$

Выражение (10.17) получит вид

$$F(j\omega) = \pi \lim_{\Delta(k\omega_1) \rightarrow 0} \frac{\Delta A(k\omega_1)}{\Delta(k\omega_1)} = \pi \frac{dA(\omega)}{d\omega}. \quad (10.21)$$

Отсюда видно, что множитель при экспоненте под знаком интеграла (10.20)

$$\frac{1}{2\pi} F(j\omega) d\omega = \frac{dA(\omega)}{2}$$

представляет бесконечно малую комплексную амплитуду гармоники с частотой ω . Следовательно, интеграл (10.20) можно рассматривать как *представление аperiodической функции времени в виде суммы бесконечно большого числа гармоник с непрерывно распределенными частотами и бесконечно малыми амплитудами*. Комплексные амплитуды этих элементарных синусоидальных функций определяются выражением (10.18) спектральной функции.

Для рассматриваемых при анализе переходных процессов функций, обращающихся в нуль при $t < 0$, получаем одностороннее преобразование Фурье с нулевым нижним пределом:

$$F(j\omega) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (10.22)$$

Обратное преобразование всегда остается двусторонним, так как суммируются сопряженные гармоники.

§ 10.4. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА СПЕКТРАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

Перепишем полученную пару взаимобратных преобразований Фурье — прямого, дающего спектральную функцию заданной аperiodической функции времени, и обратного, позволяющего найти

временную функцию по заданному ее спектру:

$$\begin{aligned}
 F(j\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt; \\
 f(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(j\omega) e^{j\omega t} d\omega.
 \end{aligned}
 \tag{10.23}$$

Оба выражения указывают на определенное сходство между прямым и обратным преобразованиями Фурье. Это сходство отражает свойство двойственности преобразования Фурье. Свойство двойственности наиболее наглядно проявляется в случаях функций времени, обладающих четной или нечетной симметрией. Для того чтобы показать это, получим тригонометрическую форму преобразования Фурье. Рассмотрим сначала прямое преобразование.

Если $P(\omega)$ и $Q(\omega)$ — вещественная и мнимая части спектральной функции, то согласно (10.18)

$$\begin{aligned}
 F(j\omega) &= P(\omega) + jQ(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt = \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cos \omega t dt - j \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \sin \omega t dt.
 \end{aligned}$$

Отсюда составляющие преобразования Фурье:

$$\begin{aligned}
 P(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cos \omega t dt; \\
 Q(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \sin \omega t dt.
 \end{aligned}
 \tag{10.24}$$

Вещественная часть спектральной функции является косинусным преобразованием и, следовательно, четной функцией, а мнимая часть — синусным преобразованием и нечетной функцией: $P(\omega) = P(-\omega)$; $Q(\omega) = -Q(\omega)$.

Рассмотрим обратное преобразование Фурье. После подстановки в (10.20) выражения спектральной функции и экспоненты через их вещественные и мнимые составляющие имеем

$$\begin{aligned}
 f(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [P(\omega) + jQ(\omega)] (\cos \omega t + j \sin \omega t) d\omega = \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [P(\omega) \cos \omega t - Q(\omega) \sin \omega t] d\omega.
 \end{aligned}
 \tag{10.25}$$

Получающаяся здесь мнимая часть

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [P(\omega) \sin \omega t + Q(\omega) \cos \omega t] d\omega = 0 \quad (10.26)$$

как интеграл от нечетных функций в пределах от $-\infty$ до ∞ отброшена.

Подынтегральные функции в (10.25) являются четными, поэтому можно записать

$$f(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [P(\omega) \cos \omega t - Q(\omega) \sin \omega t] d\omega. \quad (10.27)$$

Если функция времени обращается в нуль при $t < 0$, то $f(-t) = 0$ и после обращения знака t в (10.27) получим

$$\int_0^{\infty} P(\omega) \cos \omega t d\omega = - \int_0^{\infty} Q(\omega) \sin \omega t d\omega. \quad (10.28)$$

С учетом этого равенства соотношение (10.24) можно записать в виде

$$f(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} P(\omega) \cos \omega t d\omega = - \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} Q(\omega) \sin \omega t d\omega. \quad (10.29)$$

Таким образом, функция времени, обращающаяся в нуль при $t < 0$, полностью определяется только вещественной или только мнимой частью спектральной функции.

Выражение (10.29) обратного преобразования Фурье в тригонометрической форме аналогично соответствующим формулам (10.24) прямого преобразования; это является следствием отмеченного ранее свойства двойственности преобразования Фурье.

Выражение (10.26) показывает, что вещественная и мнимая части спектральной функции, так же как определяемые ими амплитудный и фазовый спектры, связаны между собой. Задание одной из составляющих в пределах $0 < \omega < \infty$ полностью определяет другую составляющую; нельзя задавать обе составляющие независимо друг от друга — это может привести к нарушению равенства (10.26) и противоречиям.

В случае четной функции $f(t) = f(-t)$ и $Q(\omega) = 0$, так что спектр является вещественной четной функцией:

$$F(j\omega) = P(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cos \omega t dt;$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) \cos \omega t d\omega. \quad (10.30)$$

Если в этих интегралах произвести взаимную замену переменных, а именно заменить ω на t и t на ω , то получим, что функция $2\pi f(\omega)$ будет спектром функции $P(t)$, а функция $P(t)$ — обратным преобразованием функции $f(\omega)$ (рис. 10.4). Это свойство двойственности преобразования Фурье позволяет взаимно менять местами временную функцию и ее спектр.

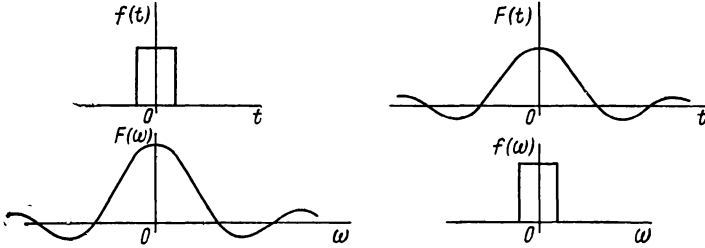


Рис. 10.4

В случае преобразований (10.23) общего вида, производя указанные замены переменных и подставляя $F(t)$ вместо $F(j\omega)$, получаем, что функция $2\pi f(-j\omega)$ будет преобразованием Фурье функции $F(t)$:

$$2\pi f(-j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (10.31)$$

Спектральные функции являются комплексными функциями одной переменной — вещественной частоты ω . Поэтому их составляющие (амплитуды и фазы или вещественные и мнимые составляющие) можно изображать в виде графиков — спектров. Построения подобных графиков — частотных характеристик цепей, которые, как будет показано в следующей главе, являются спектрами импульсных характеристик, были уже рассмотрены. Но в отличие от частотных характеристик, которые строятся по функциям цепей, определяемым из схем заданных цепей, спектры сигналов строятся по спектральным функциям заданных временных функций. Возможность графического изображения спектров придает большую наглядность анализу цепей с помощью преобразования Фурье.

Прежде чем изучать спектры различных функций времени, рассмотрим мощность и преобразование Лапласа, представляющее в некотором смысле обобщение преобразования Фурье.

§ 10.5. ВЫРАЖЕНИЕ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ ЧЕРЕЗ СПЕКТРЫ

Получим выражение средней за период мощности периодических токов и напряжений, представленных рядами Фурье. Мгновенная мощность, равная произведению периодических функций тока и напряжения одинакового периода, будет также периодической. Среднее за период значение мощности при представлении

напряжения рядом

$$u(t) = \frac{1}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{U}_{mk} e^{jk\omega_1 t}$$

будет равно

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} ui \, dt = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} i \left[\frac{i}{2} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{U}_{mk} e^{jk\omega_1 t} \right] dt = \\ &= \frac{1}{4} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{U}_{mk} \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} i e^{jk\omega_1 t} dt. \end{aligned} \quad (10.32)$$

Интеграл с множителем $2/T$ в последнем выражении, полученном изменением порядка суммирования и интегрирования, является сопряженной комплексной амплитудой k -й гармоники тока с частотой $(-jk\omega_1)$. Введя действующие значения токов и напряжений гармоник, имеем

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{4} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \dot{U}_{mk} \dot{I}_{mk} = U_0 I_0 + \operatorname{Re} \sum_{k=1}^{\infty} \dot{U}_k \dot{I}_k = \\ &= U_0 I_0 + \sum_{k=1}^{\infty} U_k I_k \cos \varphi_k = \sum_{k=1}^{\infty} P_k, \end{aligned}$$

где $U_0 = U_{m0}/2$ и $I_0 = I_{m0}/2$ — постоянные составляющие напряжения и тока, произведение которых дает мощность нулевой гармоники.

Слагаемое, равное произведению действующих значений напряжения и тока гармоники на косинус угла сдвига между ними:

$$P_k = U_k I_k \cos \varphi_k, \quad (10.33)$$

представляет среднюю за период (активную) мощность k -й гармоники.

Активная мощность периодического тока равна сумме активных мощностей всех гармоник, а реактивная мощность — сумме реактивных мощностей всех гармоник:

$$P_q = \sum_{k=1}^{\infty} P_{qk} = \sum_{k=1}^{\infty} U_k I_k \sin \varphi_k. \quad (10.34)$$

Положив в (10.32) значение напряжения численно равным значению тока, получим

$$\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt = I^2 = I_0^2 + \sum_{k=1}^{\infty} I_k^2. \quad (10.35)$$

Квадрат действующего значения периодического тока равен сумме квадратов действующих значений всех гармоник. Полученное

выражение с введением амплитудных значений гармоник (10.4) можно записать в виде

$$\frac{1}{T} \int_0^T [f(t)]^2 dt = \left(\frac{a_0}{2}\right)^2 + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k^2 + b_k^2). \quad (10.36)$$

Это выражение, называемое равенством Парсеваля, позволяет определять интеграл от квадрата периодической функции в пределах периода по значениям амплитуд гармоник.

Произведение действующих значений напряжения и тока называют полной мощностью периодического тока:

$$P_s = UI. \quad (10.37)$$

Вводят также расчетный коэффициент мощности периодических токов, который определяется как отношение средней мощности к полной:

$$\cos \varphi = \frac{P}{P_s} = \frac{U_0 I_0 + \sum_{k=1}^{\infty} U_k I_k \cos \varphi_k}{UI}. \quad (10.38)$$

Рассмотрим возможность вычисления энергии аperiodических токов и напряжений по их спектрам. Для этого найдем интеграл от произведения двух функций времени, каждая из которых удовлетворяет условию абсолютной интегрируемости. Представив одну из функций времени через обратное преобразование Фурье, будем иметь

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) f_2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_2(j\omega) e^{j\omega t} d\omega \right] dt.$$

Изменив порядок интегрирования в правой части

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) f_2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_2(j\omega) \left[\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) e^{j\omega t} dt \right] d\omega$$

и учитывая, что выражение в квадратных скобках является спектром функции $F_1(-j\omega)$, получим

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) f_2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_2(j\omega) F_1(-j\omega) d\omega. \quad (10.39)$$

В частном случае, когда $f_1(t) = f_2(t)$ является напряжением или током, интеграл будет представлять энергию (при сопротивлении в 1 Ом)

$$\int_{-\infty}^{\infty} [f_1(t)]^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |F_1(j\omega)|^2 d\omega. \quad (10.40)$$

Получили теорему Рейлея, аналогичную равенству Парсевала (10.36) для периодических функций, которая позволяет определять энергию при протекании в цепи аперiodического тока интегрированием квадрата его амплитудного спектра.

§ 10.6. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАПЛАСА

Преобразование Фурье, как уже указывалось, применимо только для сигналов, абсолютно интегрируемых между бесконечными пределами. Поэтому такие широко используемые в теории цепей сигналы, как ступенчатая или синусоидальная функции, не удовлетворяют условиям преобразования Фурье.

Если в прямом преобразовании Фурье (10.23) переменную $j\omega$ заменить комплексной частотой $s = \sigma + j\omega$, то у функции времени под знаком интеграла появится множитель $e^{-\sigma t}$. Этот множитель, внося затухание при соответствующем значении $\sigma > 0$, будет обеспечивать абсолютную интегрируемость подынтегрального выражения для всех значений $t > 0$. Но так как при $t < 0$ экспонента становится нарастающей, для обеспечения сходимости интеграла приходится ограничиваться функциями времени, равными нулю при $t < 0$, и принимать в качестве нижнего предела интеграла нуль. В результате получаем преобразование Лапласа

$$F(s) = \mathcal{L}[f(t)] = \int_{0-}^{\infty} f(t) e^{-st} dt. \quad (10.41)$$

Интеграл сходится, и преобразование Лапласа существует для функции времени, которая тождественно равна нулю при $t < 0$, а при $t > 0$ является однозначной кусочно-непрерывной функцией с конечным числом конечных разрывов, причем при $t \rightarrow \infty$ функция не должна расти быстрее, чем экспонента $Me^{\sigma_0 t}$. Для сходимости интеграла величину σ необходимо принимать больше граничного значения σ_0 , называемого абсциссой абсолютной сходимости.

Указанным условиям удовлетворяют практически все идеализированные функции времени, встречающиеся в теории цепей. Так как переходные процессы рассматриваются начиная с момента времени $t = 0$, то ограничение, требующее равенства нулю функции при $t < 0$, не имеет существенного значения.

С помощью интеграла (10.41), называемого прямым преобразованием Лапласа, заданная функция вещественной переменной t (оригинал) преобразуется в функцию комплексной переменной (комплексной частоты) s , называемую изображением оригинала.

В результате преобразования получаются пары однозначных соответствий двух функций: оригинала, определенного в вещественной или временной области (t -области), и изображения, определенного в комплексной или частотной области (s -области). Таким образом, с помощью преобразования Лапласа комплексная частот-

ная область вводится в более общем виде для произвольных функций времени.

Если теперь в обратном преобразовании Фурье (10.23) заменить $j\omega$ на $s = \sigma + j\omega$, то получим интеграл обратного преобразования Лапласа, позволяющий определить оригинал по известному изображению:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} F(s) e^{st} ds = \mathcal{L}^{-1}[F(s)]. \quad (10.42)$$

Интегрирование здесь производится по прямой, параллельной мнимой оси и отстоящей от нее на расстоянии $c > \sigma_a$.

Как известно, подстановка $j\omega = s$, использованная для получения преобразования Лапласа из преобразования Фурье, означает переход от синусоидальных функций времени к синусоидальным функциям, нарастающим или затухающим по экспоненте. Поэтому выражение (10.42) можно трактовать как *представление сигнала произвольной формы в виде суммы (наложения) бесконечного числа элементарных нарастающих по экспоненте (при $\sigma > 0$) синусоидальных функций с бесконечно малыми комплексными амплитудами* $dA = F(s) ds/\pi$. Очевидно, возможно множество таких представлений для любых выбранных значений $\sigma > \sigma_a$. Соответственно изображение (10.41) определяет комплексные амплитуды нарастающих по экспоненте синусоид.

Таким образом, преобразование Лапласа позволяет распространить метод анализа вынужденных режимов при экспоненциальном возбуждении на общий случай сигналов произвольной формы.

Как видно из изложенного, преобразование Фурье и Лапласа тесно связаны друг с другом. *При $s = j\omega$ преобразование Лапласа переходит в одностороннее преобразование Фурье.* Поэтому спектры временных функций, обращающихся в нуль при $t > 0$ и рассматриваемых при анализе переходных процессов, обычно получают из выражений изображений по Лапласу, полагая $s = j\omega$.

Все теоремы и свойства спектральных функций могут быть получены из соответствующих теорем и свойств преобразования Лапласа.

Ряды Фурье и их свойства также связаны с преобразованием Лапласа. Действительно, если в выражении (10.9) для комплексных коэффициентов рядов Фурье изменить пределы интегрирования и написать

$$\dot{A}_k = a_k - jb_k = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) e^{-jk\omega_1 t} dt, \quad (10.43)$$

а затем положить $jk\omega_1 = s$, то интеграл получится одинаковым с интегралом прямого преобразования Лапласа временной функции, совпадающей с периодической функцией в пределах периода $0 - T$ и обращающейся в нуль при $t > T$. Поэтому комплексные коэффициенты, выраженные через изображения одного периода перио-

дической функции,

$$\dot{A}_k = \frac{2}{T} F(s) \Big|_{s=jk\omega_1} = \frac{2}{T} F(jk\omega_1) \quad (10.44)$$

и коэффициенты при косинусах и синусах

$$\begin{aligned} a_k &= \frac{2}{T} \operatorname{Re} F(jk\omega_1); \\ b_k &= -\frac{2}{T} \operatorname{Im} F(jk\omega_1) \quad (k=0, 1, 2, \dots). \end{aligned} \quad (10.45)$$

Следовательно, коэффициенты рядов Фурье можно определять, используя таблицы изображений и соответствующие теоремы преобразования Лапласа, не прибегая к интегрированию.

Далее основные свойства и теоремы изображений и спектров рассматриваются совместно: они формулируются применительно к преобразованию Лапласа, а затем переносятся на спектральные функции.

Спектры сигналов, значения которых равны нулю при $t < 0$, будем также получать, определяя сначала их изображения по Лапласу.

При получении спектральных функций из изображений, а также переносе свойств и теорем преобразования Лапласа на преобразование Фурье подстановкой $s = j\omega$ следует знать, что наряду с тесной связью имеются определенные различия между ними, которые иногда исключают допустимость указанного переноса или требуют внесения соответствующей поправки.

Прежде всего для существования преобразования Фурье временная функция должна быть абсолютно интегрируемой в бесконечном интервале времени. Поэтому получать спектральные функции из преобразования Лапласа можно только для сигналов, удовлетворяющих условию абсолютной интегрируемости.

Преобразование Фурье является двусторонним с пределами в интеграле прямого преобразования от минус бесконечности до плюс бесконечности. Начальные условия при $t=0$ в преобразование Фурье не вводятся. Поэтому при переносе свойств и теорем преобразования Лапласа, содержащих начальные условия, на двустороннее преобразование Фурье следует исключать начальные условия.

Необходимо обратить внимание на то, что за нижний предел в интеграле (10.41) прямого преобразования принято время $t=0$ — в отличие от определяемого в математике преобразования Лапласа $F_+(s)$ с нижним пределом $t=0+$. Принятие расширенного нижнего предела вызывается следующими обстоятельствами: 1) необходимостью учета импульсной функции $\delta(t)$, которая существует при $t=0$ и поэтому не учитывается преобразованием $F_+(s)$; 2) удобством иметь дело с начальными условиями при $t=0-$, которые обычно и задаются. Требуемые в преобразовании $F_+(s)$ начальные условия при $t=0+$ должны определяться дополнительно.

При отсутствии в оригинале импульсной функции преобразование с расширенным нижним пределом совпадает с преобразованием $F_+(s)$. Поэтому все таблицы соответствий, включающие регулярные (без импульсов) оригиналы, пригодны и для принятого преобразования.

Главным достоинством преобразования Лапласа является то, что оно упрощает функции и особенно операции дифференцирования и интегрирования, в результате чего решение дифференциальных уравнений сводится к решению алгебраических уравнений. Кроме того, оно вводит в общем виде и использует для анализа понятие функции цепи — основной характеристики цепи в частотной области.

§ 10.7. ИЗОБРАЖЕНИЯ И СПЕКТРЫ НЕКОТОРЫХ ФУНКЦИЙ ВРЕМЕНИ

Рассмотрим временные функции, обращающиеся тождественно в нуль при $t < 0$, изображения и спектры которых являются дробно-рациональными функциями. Здесь следует указать на необходимость четкого разграничения понятий спектральных функций и частотных характеристик цепи. Частотные характеристики цепей из сосредоточенных элементов представляют модуль и начальную фазу дробно-рациональной функции цепи $H(s)$ при $s = j\omega$, всегда существующей для заданной цепи. Спектральные функции являются составляющими преобразования Фурье сигнала произвольной формы, но удовлетворяющего условию абсолютной интегрируемости. При этом $F(j\omega)$, как правило, представляет трансцендентную функцию частоты и как исключение — дробно-рациональную.

Найдем выражения изображений и спектров простейших сигналов.

Единичная импульсная функция. Для импульсной функции с учетом ее свойства выборки (фильтрации) из интеграла прямого преобразования Лапласа (10.41) имеем

$$F(s) = \mathcal{L}[\delta(t)] = \int_{0-}^{\infty} \delta(t) e^{-st} dt = \int_{0-}^{\infty} \delta(t) dt = 1. \quad (10.46)$$

Изображением единичной импульсной функции является постоянная величина — единица, не зависящая от аргумента (комплексной частоты).

Спектральная плотность единичной импульсной функции также будет равна единице, т. е. постоянной величине, не зависящей от частоты:

$$F(j\omega) = 1; \quad |F(j\omega)| = 1; \quad \theta(\omega) = 0. \quad (10.47)$$

Модуль спектральной функции, равный единице, и фазовый угол, равный нулю, не зависят от частоты. Это означает, что в непрерывном спектре сигнала присутствуют косинусные гармоники всех частот с равными бесконечно малыми амплитудами. Наложение бесконечного числа таких гармоник дает импульсную

функцию, равную нулю при всех t , за исключением $t=0$, где она принимает бесконечно большое значение.

Достаточно знать изображение импульсной функции, чтобы найти изображения большого числа других функций, не прибегая к интегрированию по формуле прямого преобразования, а используя только теоремы преобразования Лапласа.

Экспоненциальная функция времени. Для определения изображения затухающей экспоненты, претерпевающей конечный (единичный) разрыв при $t=0$,

$$F(s) = \mathcal{L} [e^{-\alpha t} \delta_1(t)]$$

используем то обстоятельство, что ее производная состоит из импульсной функции и экспоненты

$$\frac{d}{dt} e^{-\alpha t} \delta_1(t) = \delta(t) - \alpha e^{-\alpha t} \delta_1(t).$$

Преобразование этого выражения с использованием (10.46) дает $sF(s) = 1 - \alpha F(s)$. Отсюда искомое изображение экспоненты

$$F(s) = 1/(s + \alpha) \quad (10.48)$$

является простейшей дробно-рациональной функцией комплексной частоты. Функция имеет один вещественный полюс $s_1 = -\alpha$, который изображен в виде крестика на отрицательной вещественной полуоси плоскости s (табл. 10.1). Конечных нулей функция не имеет. В случае нарастающей экспоненты ($\alpha < 0$) полюс изображения располагается на положительной вещественной полуоси. Следует отметить, что диаграмма расположения нулей и полюсов с точностью до постоянного множителя определяет функцию комплексного переменного.

Затухающая экспонента абсолютно интегрируема в интервале $0 < t < \infty$. Положив в (10.48) $s = j\omega$, получим спектральную функцию

$$F(j\omega) = \frac{1}{\alpha + j\omega} = \frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} - j \frac{\omega}{\alpha^2 + \omega^2} = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \omega^2}} e^{-j \arctg \omega/\alpha}. \quad (10.49)$$

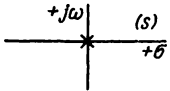
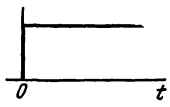

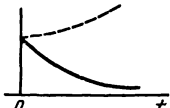
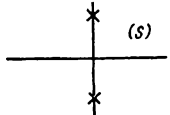
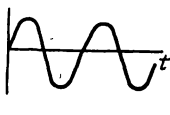
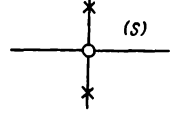
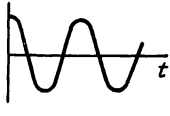
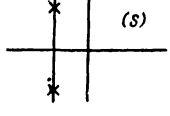
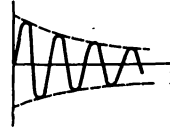
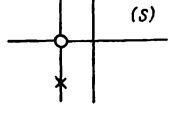
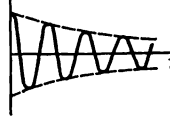
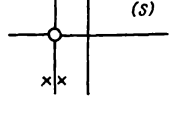
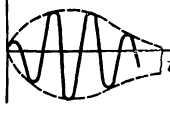
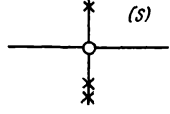
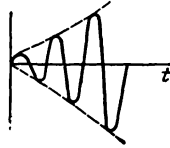
Модуль и фаза спектральной функции одинаковы с частотными характеристиками (8.17) RL -контура, изображенными на рис. 8.3, а. При частотах $\omega > 3\alpha$ модуль спадает почти обратно пропорционально частоте, а фазовый угол стремится к постоянной величине -90° .

Единичная ступенчатая функция. Изображение единичной функции можно получить, положив в (10.48) $\alpha = 0$:

$$F(s) = \mathcal{L} [\delta_1(t)] = \frac{1}{s}. \quad (10.50)$$

Изображение имеет один полюс, расположенный в начале координат (табл. 10.1). Ступенчатая функция не удовлетворяет условию абсолютной интегрируемости. Поэтому ее спектральную

Таблица 10.1

$F(s)$	$f(t)$	s — плоскость	График $f(t)$
$\frac{1}{s}$	$\delta_1(t)$		
$\frac{1}{s \pm \alpha}$	$e^{\mp \alpha t}$		
$\frac{1}{s^2 + \beta^2}$	$\frac{1}{\beta} \sin \beta t$		
$\frac{s}{s^2 + \beta^2}$	$\cos \beta t$		
$\frac{s}{(s + \alpha)^2 + \beta^2}$	$\frac{1}{\beta} e^{-\alpha t} \sin \beta t$		
$\frac{s + \alpha}{(s + \alpha)^2 + \beta^2}$	$e^{-\alpha t} \cos \beta t$		
$\frac{s + \alpha}{[(s + \alpha)^2 + \beta^2]^2}$	$\frac{1}{2\beta} t e^{-\alpha t} \sin \beta t$		
$\frac{s}{(s^2 + \beta^2)^2}$	$\frac{1}{2\beta} t \sin \beta t$		

функцию следует получать из спектра затухающей экспоненты (10.49) с помощью предельного перехода $\alpha \rightarrow 0$:

$$F(j\omega) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\alpha + j\omega} \right) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} - j \frac{\omega}{\alpha^2 + \omega^2} \right).$$

Вещественная часть

$$P(\omega) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} = \begin{cases} 0 & \omega \neq 0; \\ \infty & \omega = 0 \end{cases} \quad (10.51)$$

является импульсной функцией частоты $a\delta(\omega)$, поскольку она обращается в нуль при всех частотах, отличных от нуля, и в бесконечность при $\omega = 0$. Площадь, ограниченная кривой вещественной части, равна значению импульсной функции

$$a = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha d\omega}{\alpha^2 + \omega^2} = 2\alpha \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\alpha^2 + \omega^2} = 2 \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\alpha} \Big|_0^{\infty} = \pi.$$

Спектральная плотность единичной ступенчатой функции получает вид

$$F(j\omega) = \pi\delta(\omega) - j/\omega. \quad (10.52)$$

Ее составляющие изображены на рис. 10.5. Наличие импульсной вещественной части не отражается на амплитудном и фазовом спектре.

Если подставить $s = j\omega$ в (10.50), то получим только мнимую составляющую, т. е. неверный результат: спектр конечной функции, обращаемой в нуль при $t < 0$ и содержащей четную и нечетную части, согласно (10.29), должен иметь как мнимую, так и вещественную составляющие.

В табл. 10.1 приведены также другие дробно-рациональные изображения с указанием расположения нулей, полюсов и их оригиналов, представляющих экспоненциальные и синусоидальные функции времени. Эти соответствия можно получить, подставляя функции времени в (10.41) или с помощью теорем преобразования Лапласа.

Из таблицы можно видеть связь между расположением полюсов простейших изображений и характером изменения временной функции. Простому полюсу на вещественной оси соответствует экспоненциальная функция времени, затухающая или нарастающая при расположении полюса в левой или правой полуплоскости.

Паре простых сопряженных полюсов соответствует синусоидальная функция, затухающая или нарастающая в зависимости от расположения в левой или правой полуплоскости и неизменная

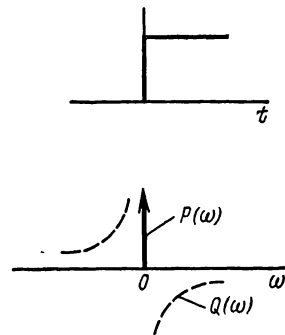


Рис. 10.5

по амплитуде при расположении на мнимой оси. Наличие кратных полюсов на мнимой оси приводит к нарастанию амплитуды оригинала по закону целых степеней времени.

Таким образом, по расположению полюсов изображения можно судить о характере временной функции.

§ 10.8. СВОЙСТВА И ТЕОРЕМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ЛАПЛАСА И ФУРЬЕ

Рассмотрим наиболее важные теоремы преобразований Лапласа и Фурье, уделяя основное внимание вопросам, представляющим интерес для анализа цепей.

Применение преобразования Лапласа к решению линейных интегро-дифференциальных уравнений основано на свойстве линейности и преобразованиях операций дифференцирования и интегрирования во временной области.

Свойство линейности. Это свойство, которое легко установить с помощью выражения (10.41), записывают следующим образом:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}[af(t)] &= aF(s); \\ \mathcal{L}[f_1(t) + f_2(t)] &= F_1(s) + F_2(s).\end{aligned}\tag{10.53}$$

При умножении оригинала на постоянную величину a изображение также умножается на a , а изображение суммы двух функций времени равно сумме изображений каждой из функций.

Дифференцирование и интегрирование в вещественной области. Преобразование операции дифференцирования по времени функции $f(t)$, имеющей изображение $F(s)$ и начальное значение $f(0-)$ (при $t=0-$), можно получить, интегрируя выражения (10.41) по частям: $\int u dv = uv - \int v du$.

Полагая $u = f(t)$; $dv = e^{-st} dt$, после подстановки пределов получим

$$F(s) = \int_{0-}^{\infty} f(t) e^{-st} dt = \frac{f(0-)}{s} + \frac{1}{s} \int_{0-}^{\infty} f'(t) e^{-st} dt.$$

Отсюда

$$\mathcal{L}\left[\frac{df(t)}{dt}\right] = \int_{0-}^{\infty} f'(t) e^{-st} dt = sF(s) - f(0-).\tag{10.54}$$

Для получения изображения производной по времени достаточно умножить изображение оригинала на s и вычесть его начальное значение.

Применяя формулу (10.54) к равенству

$$\frac{d}{dt} \left[\int_{0-}^t f(t) dt \right] = f(t),$$

получим

$$s\mathcal{L}\left[\int_{0-}^t f(t) dt\right] = F(s).$$

Отсюда преобразование операции интегрирования по времени оригинала с изображением $F(s)$ получает вид

$$\mathcal{L}\left[\int_{0-}^t f(t) dt\right] = \frac{F(s)}{s}. \quad (10.55)$$

Для получения изображения интеграла от функции времени в пределах $(0-t)$ достаточно разделить ее изображение на s .

Формулу (10.54) легко распространить на случай n -й производной, а формулу (10.55) — на случай n -кратного интеграла.

При $s = j\omega$ полученные свойства переносятся на преобразование Фурье, только начальные условия не будут входить в преобразование, так как интегрирование в двустороннем преобразовании (10.23) производится начиная от $t = -\infty$. Преобразования по Фурье производной и интеграла в пределах $-\infty-t$ от сигнала $f(t)$ со спектральной функцией $F(j\omega)$ равны $j\omega F(j\omega)$ и $F(j\omega)/j\omega$.

Рассмотрим пример применения полученных сведений к решению дифференциального уравнения цепи.

Для преобразования по Лапласу линейного дифференциального уравнения каждое его слагаемое умножается на e^{-st} и производится интегрирование в пределах от 0 до ∞ . Например, для уравнения

$$L \frac{di}{dt} + Ri = U\delta_1(t)$$

с начальным условием $i(0-) = I_0$ после выполнения указанных действий находим с учетом того, что $\mathcal{L}[\delta_1(t)] = 1/s$,

$$LI(s) - LI_0 + RI(s) = U/s.$$

Отсюда изображение искомого тока

$$I(s) = I_0 \frac{s + U/LI_0}{s(s + R/L)}. \quad (10.56)$$

С помощью таблиц и разложения на простые дроби получаем выражение тока

$$i = \frac{U}{R} - \left(\frac{U}{R} - I_0\right) e^{-Rt/L}. \quad (10.57)$$

Это выражение совпадает с полученным ранее на основе классического метода (см. § 5.1). В отличие от классического метода решение получено без разбиения тока на вынужденную и свободную составляющие и без нахождения произвольной постоянной интегрирования. Последнее обстоятельство существенно облегчает анализ, особенно в сложных цепях. Как видно из (10.56), начальный ток в индуктивности учитывается в виде члена LI_0 , добавляемого к изображению действующего в цепи сигнала.

Рассмотрим получение изображений на основе вытекающего из (10.55) положения: делению изображения на s во временной

области соответствует интегрирование

$$\frac{F(s)}{s} = \mathcal{L} \left[\int_{0-}^t f(t) dt \right].$$

За исходную функцию возьмем единичную ступенчатую функцию с изображением

$$F(s) = \int_{0-}^{\infty} \delta_1(t) e^{-st} dt = 1/s. \quad (10.58)$$

Интегрирование единичной ступенчатой функции дает линейно нарастающую функцию, изображение которой получится путем деления (10.58) на s :

$$\int_{0-}^t \delta_1(t) dt = t = \mathcal{L}^{-1}(1/s^2). \quad (10.59)$$

Интегрирование линейной функции дает параболически нарастающую функцию, изображение которой получится делением (10.59) на s :

$$\int_{0-}^t t dt = \frac{t^2}{2} = \mathcal{L}^{-1}(1/s^3). \quad (10.60)$$

Продолжая этот процесс дальше, получим

$$\mathcal{L}[t^n] = n!/s^{n+1}. \quad (10.61)$$

Изображение имеет полюс кратности $n + 1$ при $s = 0$.

Как видно из (10.59) и (10.60), с каждым этапом интегрирования временная функция становится все более гладкой: интегрирование улучшает, а дифференцирование ухудшает структуру функции.

Сопоставляя приведенные соответствия, можно установить важную связь между структурой (видом) временной функции и быстротой убывания модуля изображения или амплитудного спектра от частоты.

Если функция времени имеет конечный разрыв (как у ступенчатой функции), то ее изображение и спектр (или амплитуды гармоник для периодической функции) убывают обратно пропорционально частоте (или номеру гармоники); если у непрерывной функции времени конечный разрыв претерпевает первая производная, то спектр убывает обратно пропорционально квадрату частоты, если вторая — то кубу частоты, и т. д. Следовательно, *чем более гладкую структуру имеет временная функция, тем быстрее убывает ее спектр*. Отсюда следует, что медленно убывающая с ростом частоты (высокочастотная) составляющая спектра связана с быстрыми изменениями временной функции.

Теорема об изменении масштаба (подобия). Если в интеграле прямого преобразования, записанном в виде

$$\int_{0-}^{\infty} f(\tau) e^{-p\tau} d\tau = F(p),$$

умножить и разделить τ на положительную постоянную a и положить $t = \tau/a$, $s = pa$, то значение интеграла не изменится и тогда получим

$$a \int_{0-}^{\infty} f(at) e^{-st} dt = F(p) = F(s/a).$$

Следовательно, $F(s/a) = \mathcal{L}[af(at)] \quad (a > 0).$ (10.62)

Делению частоты в комплексной области на постоянную величину соответствует умножение времени и функции в вещественной области на ту же величину.

Если в выражении изображения производится нормировка частоты путем ее деления на базисную частоту a , то в соответствии с (10.62) во временной области масштабы времени и функции должны увеличиться в a раз.

При $a > 1$ происходит уменьшение частот — нули и полюсы изображения на плоскости s будут стягиваться к началу координат. В области t получим соответственно растяжение графика оригинала в a раз по осям времени и функции.

Дифференцирование и интегрирование в комплексной области. Дифференцирование по s интеграла прямого преобразования Лапласа (10.41)

$$\frac{d}{ds} F(s) = \frac{d}{ds} \int_{0-}^{\infty} f(t) e^{-st} dt = \int_{0-}^{\infty} (-t) f(t) e^{-st} dt,$$

выполненное под знаком интеграла, дает

$$\frac{d}{ds} F(s) = \mathcal{L}[-tf(t)]. \quad (10.63)$$

Умножение оригинала на вещественную переменную соответствует дифференцированию изображения по комплексной переменной со знаком «минус».

Если в качестве примера применить (10.63) к соответствию

$$\mathcal{L}[e^{-\alpha t}] = \frac{1}{s + \alpha},$$

то получим

$$\mathcal{L}[te^{-\alpha t}] = -\frac{d}{ds} \left(\frac{1}{s + \alpha} \right) = \frac{1}{(s + \alpha)^2}.$$

Интегрирование по s обеих частей формулы прямого преобразования Лапласа (10.41) в пределах от s до ∞ при изменении

порядка интегрирования

$$\int_s^{\infty} F(s) ds = \int_s^{\infty} \int_{0-}^{\infty} f(t) e^{-st} dt ds = \int_{0-}^{\infty} f(t) \left[\int_s^{\infty} e^{-st} ds \right] dt = \int_{0-}^{\infty} \frac{f(t)}{t} e^{-st} dt$$

при условии существования интеграла дает

$$\int_s^{\infty} F(s) ds = \mathcal{L} \left[\frac{f(t)}{t} \right]. \quad (10.64)$$

Деление оригинала на вещественную переменную соответствует в комплексной области интегрированию изображения в пределах от s до ∞ .

Выражения (10.63) и (10.64) являются двойственными выражениям (10.54) и (10.55) дифференцирования и интегрирования в вещественной области.

Теорема о начальном значении $f(0+)$. Если в выражении изображения производной

$$\mathcal{L}_+ [f'(t)] = \int_{0+}^{\infty} f'(t) e^{-st} dt = sF_+(s) - f(0+) \quad (10.65)$$

положить $s \rightarrow \infty$, то интеграл обращается в нуль (при отсутствии импульсной функции в оригинале) и начальное значение оригинала

$$f(0+) = \lim_{s \rightarrow \infty} [sF_+(s)] \quad (10.66)$$

определяется поведением изображения при $s \rightarrow \infty$.

С помощью этой теоремы можно найти начальные значения функции и ее производных, а также выяснить характер изменения функции вблизи $t=0+$ по виду изображения и его поведению при $s \rightarrow \infty$ без вычисления обратного преобразования. Согласно (10.66), например, для функции e^{-t} имеем $sF(s) = s/s + 1$, которое при $s \rightarrow \infty$ дает $f(0+) = 1$.

Теорема о предельном значении. В выражении (10.54) положим $s=0$ и представим левую часть в виде предельного перехода

$$\int_{0-}^{\infty} f^{(1)}(t) dt = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_{0-}^t df(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} [f(t) - f(0-)] = \lim_{s \rightarrow 0} [sF(s) - f(0-)]. \quad (10.67)$$

Отсюда значение функции времени при $t = \infty$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} f(t) = \lim_{s \rightarrow 0} sF(s) \quad (10.68)$$

определяется поведением изображения $sF(s)$ при $s \rightarrow 0$ и может быть найдено без вычисления обратного преобразования. Для существования интеграла (10.67) необходимо, чтобы функция $sF(s)$ не имела полюсов в правой полуплоскости и на мнимой оси,

поэтому теорему (10.68) можно применять только для изображений, удовлетворяющих этим требованиям. Оригиналы таких изображений являются затухающими функциями.

§ 10.9. ТЕОРЕМА СМЕЩЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕННОЙ ОБЛАСТИ

Теорема сдвига вещественной переменной утверждает, что если временная функция (рис. 10.6, а) имеет изображение $F(s) = \mathcal{L}[f(t)]$, то изображение той же функции, смещенной вправо

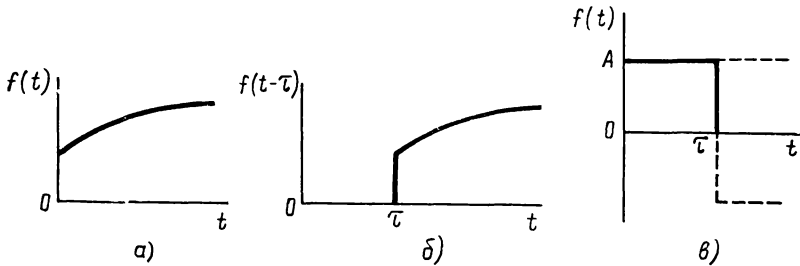


Рис. 10 6

(запаздывающей) на время τ (рис. 10.6, б), равно исходному изображению, умноженному на $e^{-s\tau}$:

$$\mathcal{L}[f(t - \tau)] = e^{-s\tau} F(s). \quad (10.69)$$

Действительно, в силу того, что при отрицательных значениях аргумента $(t - \tau) < 0$ необходимо положить $f(t - \tau) = 0$, введя переменную $t_1 = t - \tau$, получим

$$\mathcal{L}[f(t - \tau)] = \int_{\tau}^{\infty} f(t - \tau) e^{-st} dt = \int_0^{\infty} f(t_1) e^{-s(t_1 + \tau)} dt_1 = e^{-s\tau} F(s).$$

Если $s = j\omega$ и сдвиг производится вправо или влево по оси времени, то спектральная функция

$$F_{\text{см}}(j\omega) = e^{\mp j\omega\tau} F(j\omega). \quad (10.70)$$

При сдвиге временной функции по оси времени спектральная функция умножается на экспоненту от мнимого аргумента, модуль которой равен единице. Следовательно, амплитудный спектр и амплитуды гармоник в случае периодических функций не изменяются, изменяется лишь фазовый спектр на угол, пропорциональный частоте, т. е. соотношение между косинусными и синусными составляющими.

С помощью наложения смещенных функций можно аналитически записать большое число различных временных функций, а затем, используя теорему сдвига (10.69), найти их изображения и спектры. Приведем некоторые примеры.

1. Импульс идеальной прямоугольной формы длительностью τ и амплитудой A (рис. 10.6, в) можно рассматривать состоящим из двух ступенчатых функций: положительной и отрицательной, смещенной на время τ :

$$f(t) = A [\delta_1(t) - \delta_1(t - \tau)]. \quad (10.71)$$

Используя (10.50) и теорему смещения, имеем

$$F(s) = \frac{A}{s} (1 - e^{-s\tau}). \quad (10.72)$$

Положив $s = j\omega$ и $A = 1/\tau$, после несложных преобразований получим выражение спектральной функции

$$F(j\omega) = \frac{\sin(0,5\tau\omega)}{0,5\tau\omega} e^{-j\tau\omega/2}. \quad (10.73)$$

Амплитудный спектр (рис. 10.7, а) убывает обратно пропорционально частоте — функция имеет конечные разрывы. Хотя теоретически спектр неограничен, можно ввести некоторую граничную частоту существенной части спектра, в которой сосредоточена большая часть энергии импульса в соответствии с теоремой Рейля (10.40). Если исходить из условия сосредоточения в этой полосе 0,9 энергии импульса, то граничная частота по вычислениям составит 0,73 от частоты первого узла:

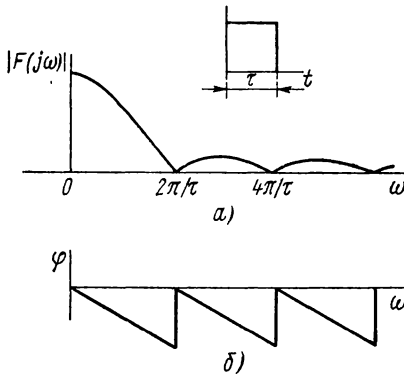


Рис. 10.7

$$\omega_m = 0,73 \frac{2\pi}{\tau}; \quad (10.74)$$

$$\omega_m \tau = 1,46\pi = \text{const.}$$

Получена закономерность, присущая, согласно теореме подобия (10.62), любой паре соответствий: *произведение длительности импульса и ширины его спектра является постоянной величиной.*

Ширина спектра обратно пропорциональна длительности импульса. С уменьшением τ ширина спектра растет, в пределе во временной области получим импульсную функцию, ее спектр должен быть бесконечно широким.

Фазовый спектр приведен на рис. 10.7, б. Скачки на угол π в узлах амплитудного спектра вызваны изменением знака синуса.

2. Приведем способ записи изображения временной функции в виде кусочно-линейного (или кусочно-параболического) представления, которое может быть приближением функции, заданной в графической форме.

Если дважды продифференцировать функцию (рис. 10.8), то, как было показано в гл. 6, вторая производная будет состоять из серии смещенных импульсных функций

$$f''_a(t) = \sum_{k=1}^n a_k \delta(t - \tau_k), \quad (10.75)$$

где a_k — значения импульсных функций, равные разностям угловых коэффициентов отрезков смежных интервалов; τ_k — моменты времени, в которые сопрягаются соседние интервалы.

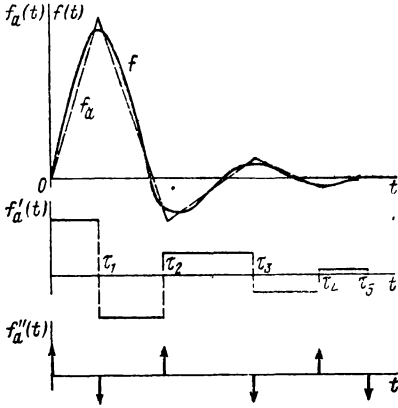


Рис. 10.8

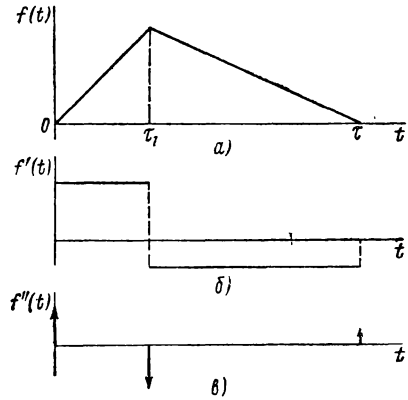


Рис. 10.9

Изображение каждого слагаемого в (10.75), согласно теореме запаздывания, будет вида $a_k e^{-s\tau_k}$. Чтобы найти изображение самой функции, необходимо разделить изображение f''_a на s^2 , так как исходная функция получается двукратным интегрированием (10.75) во временной области. Поэтому

$$\mathcal{L}[f(t)] \approx \mathcal{L}[f_a(t)] = \frac{1}{s^2} \sum_{k=0}^n a_k e^{-s\tau_k}. \quad (10.76)$$

3. Запишем изображение треугольного импульса с единичной амплитудой, длительностью τ и абсциссой вершины τ_1 (рис. 10.9, а). Угловые коэффициенты двух отрезков прямых, равные $1/\tau_1$ и $-1/\tau - \tau_1$, будут амплитудами прямоугольных импульсов, представляющими первую производную функции (рис. 10.9, б). Три импульсные функции (рис. 10.9, в), представляющие вторую производную функции и расположенные в точках 0 , τ_1 и τ , будут иметь значения $1/\tau_1$, $-\tau/(\tau - \tau_1)\tau_1$ и $1/(\tau - \tau_1)$. Согласно (10.76), искомое изображение треугольного импульса

$$\mathcal{L}[f(t)] = \frac{1}{s^2} \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{\tau}{\tau_1(\tau - \tau_1)} e^{-s\tau_1} + \frac{1}{\tau - \tau_1} e^{-s\tau} \right). \quad (10.77)$$

В случае равнобедренного треугольника, когда $\tau_1 = 0,5\tau$,

$$F(s) = \frac{2}{\tau s^2} (1 - 2e^{-0,5s\tau} + e^{-s\tau}) = \frac{2}{\tau s^2} (1 - e^{-0,5s\tau})^2. \quad (10.78)$$

Положив в (10.78) $s = j\omega$ и амплитуду $2/\tau$, получим после некоторых преобразований спектр треугольного импульса в виде

$$F(j\omega) = \frac{8}{\tau^2 \omega^2} \sin^2(\tau\omega/4) e^{-j\tau\omega/2} = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin(\tau\omega/4)}{\tau\omega/4} \right]^2 e^{-j\tau\omega/2}. \quad (10.79)$$

Амплитудный спектр, показанный на рис. 10.10, *a*, спадает обратно пропорционально квадрату частоты — функция непрерывна, разрывна ее первая производная. Если ширину спектра определять из того же энергетического условия, что и для прямоугольного импульса, то получим

$$\omega_m \tau = 0,92\pi = \text{const}. \quad (10.80)$$

Произведение ширины спектра и длительности импульса также постоянно, но здесь оно меньше, чем в (10.74), — при одинаковой длительности импульса спектр получается более узким вследствие лучшей структуры временной функции. Фазовый спектр представлен на рис. 10.10, *б*.

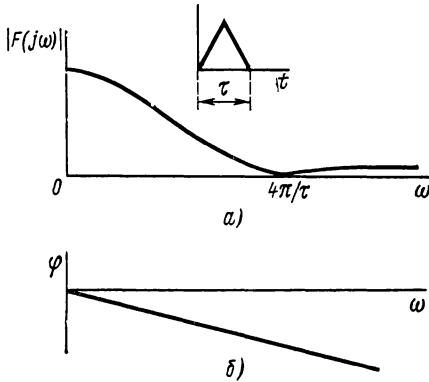


Рис. 10.10

4. Запишем изображения периодически продолженных при $t > 0$ функций. Пусть задана исходная функция времени $f(t)$ импульсного характера, обращающаяся в нуль при $t > \tau$ (рис. 10.11, *a*) и имеющая изображение $F(s)$. Можно двумя способами периодически продолжить ($t > 0$) эту функцию, как показано на рис. 10.11, *б*, *в*.

При первом способе исходный импульс можно получить, если из периодически продолженной функции вычесть ту же функцию, но смещенную на один период:

$$f_1(t) = f(t) - f(t - T).$$

Преобразовав это соотношение по теореме смещения, получим

$$F_1(s) = F(s) (1 - e^{-sT}).$$

Искомое изображение периодически продолженной функции

$$F(s) = \frac{F_1(s)}{1 - e^{-sT}}. \quad (10.81)$$

При втором способе исходный импульс можно получить суммированием периодически продолженной функции с той же функ-

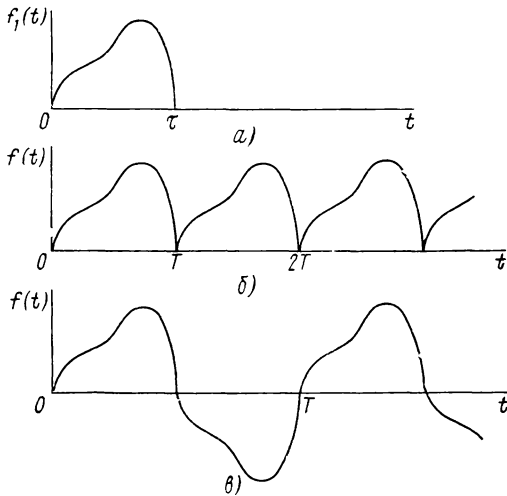


Рис. 10 11

цией, но смещенной на полпериода:

$$f_1(t) = f(t) + f(t + T/2).$$

Преобразованное соотношение

$$F_1(s) = F(s) (1 + e^{-sT/2}).$$

Изображение периодически продолженной функции

$$F(s) = \frac{F_1(s)}{1 + e^{-sT/2}}. \quad (10.82)$$

§ 10.10. ТЕОРЕМА СМЕЩЕНИЯ В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ. СПЕКТРЫ МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Теорема сдвига переменной в частотной области устанавливает, что если изображению $F(s)$ соответствует оригинал $f(t)$, то изображению, полученному путем сдвига комплексной переменной на s_0 , соответствует умножение исходного оригинала на $e^{-s_0 t}$:

$$F(s + s_0) = \mathcal{L} [e^{-s_0 t} f(t)]. \quad (10.83)$$

Действительно, подставив в интеграл прямого преобразования Лапласа $s + s_0$ вместо s , будем иметь

$$F(s + s_0) = \int_0^{\infty} e^{-(s + s_0)t} f(t) dt = \int_0^{\infty} e^{-st} e^{-s_0 t} f(t) dt = \mathcal{L} [f(t) e^{-s_0 t}].$$

С помощью этой теоремы найдем изображения некоторых функций времени.

а. При изменении комплексной переменной на вещественную величину $s_0 = \pm \sigma_0$ все нули и полюсы исходного изображения сместятся на плоскости комплексной частоты параллельно вещественной оси: влево — при знаке «плюс» и вправо — при знаке «минус». Если исходное изображение $F_1(s) = \mathcal{L}[f_1(t)]$, то указанному смещению в комплексной области, согласно (10.83), соответствует временная функция

$$F(s) = F_1(s \pm \sigma_0) = \mathcal{L}[e^{\mp \sigma_0 t} f_1(t)]. \quad (10.84)$$

Как видно, *смещение полюсов изображения влево увеличивает, а вправо уменьшает затухание оригинала*; если при этом полюс окажется в правой полуплоскости, то получим отрицательное затухание, временная функция будет неограниченно расти по экспоненте.

Применяя (10.84) к изображению (10.61) временных функций в виде целых степеней t , получаем новое соответствие

$$\frac{1}{(s + \sigma_0)^{n+1}} = \mathcal{L}\left(\frac{1}{n!} t^n e^{-\sigma_0 t}\right). \quad (10.85)$$

Полюсу кратности $n + 1$ соответствует в t -области умножение экспоненты на t в степени n . В случае простого полюса ($n = 0$) находим изображение экспоненты

$$\frac{1}{s + \sigma_0} = \mathcal{L}(e^{-\sigma_0 t}). \quad (10.86)$$

б. Изменение комплексной переменной на мнимую величину $s_0 = \mp j\omega_0$ означает смещение нулей и полюсов изображения на эту величину параллельно мнимой оси — вверх при знаке «минус» и вниз при знаке «плюс». Согласно (10.84), смещению на $\mp j\omega_0$ переменной изображения $F_1(s) = \mathcal{L}[f_1(t)]$ соответствует умножение оригинала на экспоненту с мнимым аргументом:

$$\begin{aligned} F_1(s - j\omega_0) &= \mathcal{L}[e^{j\omega_0 t} f_1(t)]; \\ F_1(s + j\omega_0) &= \mathcal{L}[e^{-j\omega_0 t} f_1(t)]. \end{aligned} \quad (10.87)$$

Так как оба выражения являются сопряженными, то, взяв их полусумму и полуразность, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} [F_1(s - j\omega_0) + F_1(s + j\omega_0)] &= \operatorname{Re}[F_1(s - j\omega_0)] = \mathcal{L}[f_1(t) \cos \omega_0 t]; \\ \frac{1}{2j} [F_1(s - j\omega_0) - F_1(s + j\omega_0)] &= \operatorname{Im}[F_1(s - j\omega_0)] = \mathcal{L}[f_1(t) \sin \omega_0 t]. \end{aligned} \quad (10.88)$$

Произведение функции $f_1(t)$ и синусоидальной функции, представляющее *синусоидальное колебание, амплитуда которого изменяется по заданному закону, называют модулированным по амплитуде колебанием*. Огибающую амплитуд колебания называют

модулирующей функцией. Изображение модулированных по амплитуде колебаний определяется, как видно из (10.88), наложением изображений, полученных путем смещения нулей и полюсов $F_1(s)$ на частоту колебаний ω_0 вверх и вниз параллельно мнимой оси.

Применяя (10.88) к случаю огибающей в виде экспоненты с изображением (10.86), получаем соответствия:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{s - j\omega_0 + \alpha} \right) &= \frac{s + \alpha}{(s + \alpha)^2 + \omega_0^2} = \mathcal{L} (e^{-\alpha t} \cos \omega_0 t); \\ \operatorname{Im} \left(\frac{1}{s - j\omega_0 + \alpha} \right) &= \frac{\omega_0}{(s + \alpha)^2 + \omega_0^2} = \mathcal{L} (e^{-\alpha t} \sin \omega_0 t). \end{aligned} \quad (10.89)$$

Положив $\alpha = 0$, находим изображения косинусоидальной и синусоидальной функций:

$$\begin{aligned} \frac{s}{s^2 + \omega_0^2} &= \mathcal{L} (\cos \omega_0 t); \\ \frac{\omega_0}{s^2 + \omega_0^2} &= \mathcal{L} (\sin \omega_0 t). \end{aligned} \quad (10.90)$$

Изображения этих функций, представляющих модулированные колебания с огибающей в виде единичной ступенчатой функции,

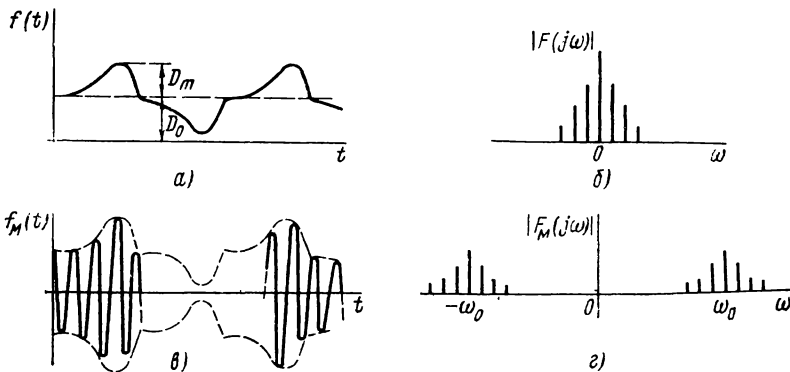


Рис. 10.12

можно было получить, применяя (10.88) к изображению ступенчатой функции.

Если теперь положить в (10.88) $s = j\omega$, то найдем спектры модулированных колебаний:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} [f_1(t) \cos \omega_0 t]_{s=j\omega} &= \frac{1}{2} [F_1(j\omega - j\omega_0) + F_1(j\omega + j\omega_0)]; \\ \mathcal{L} [f_1(t) \sin \omega_0 t]_{s=j\omega} &= \frac{1}{2j} [F_1(j\omega - j\omega_0) - F_1(j\omega + j\omega_0)]. \end{aligned} \quad (10.91)$$

Спектр модулированных по амплитуде косинусоидальных колебаний можно получить, если сместить по оси частот вправо и

влево на величину частоты колебаний ω_0 составляющие спектра огибающей: амплитудный и фазовый спектры или вещественную и мнимую составляющие:

$$F_1(j\omega \mp j\omega_0) = M_1(\omega \mp \omega_0) e^{j\varphi_1(\omega \mp \omega_0)} = P_1(\omega \mp \omega_0) + jQ_1(\omega \mp \omega_0). \quad (10.92)$$

Если огибающая модулированных колебаний представляет периодическую функцию, состоящую из ряда гармоник

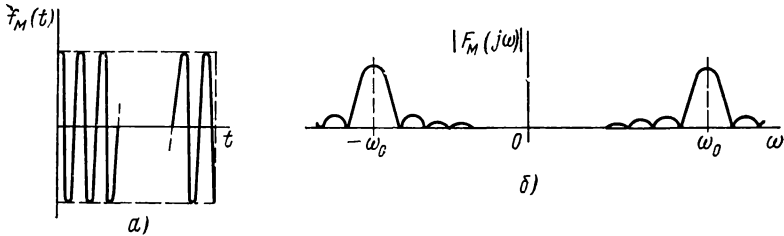


Рис. 10.13

(рис. 10.12, а), то ее спектр будет линейчатый (рис. 10.12, б). Согласно (10.91), спектр модулированных косинусоидальных колебаний (рис. 10.12, в) будет состоять из тех же линий, но половинной высоты, смещенных вправо и влево на частоту колебаний ω_0 (рис. 10.12, г). Отношение максимума переменной составляющей D_m к постоянной составляющей D_0 называют коэффициентом модуляции.

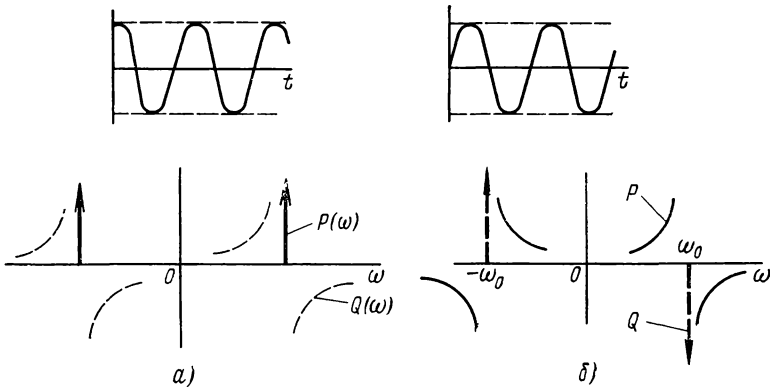


Рис. 10.14

Если же огибающая представляет аperiodическую функцию, например в виде прямоугольного импульса, то ее спектр будет непрерывным (см. рис. 10.4). Спектр модулированного колебания, называемого радиоимпульсом (рис. 10.13, а), получится также путем смещений спектра огибающей по оси частот вправо и влево на частоту колебаний ω_0 (рис. 10.13, б).

Косинусоидальная и синусоидальная функции с единичной ступенчатой огибающей. Применяя теорему смещения в частотной области в форме первого выражения (10.91) к преобразованию огибающей (10.52), получаем вещественный или мнимый спектр функции $\delta_1(t) \cos \omega_0 t$:

$$F(j\omega) = \frac{\pi}{2} [\delta(\omega - \omega_0) + \delta(\omega + \omega_0)] + j \frac{\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (10.93)$$

Очевидно, мнимую часть можно было получить сразу из выражения изображения по Лапласу, положив $s = j\omega$. На рис. 10.14, *a* представлены составляющие спектра (10.93), соответствующие смещениям на $\mp \omega_0$ составляющих спектра огибающей (см. рис. 10.5). Применение теоремы смещения в форме второго выражения (10.91) к преобразованию огибающей (10.52) дает спектральную плотность синусоидальной функции времени $\delta_1(t) \sin \omega_0 t$:

$$F(j\omega) = \frac{\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} - j \frac{\pi}{2} [\delta(\omega - \omega_0) - \delta(\omega + \omega_0)]. \quad (10.94)$$

Здесь вещественную часть также можно было получить сразу из выражения изображения по Лапласу при $s = j\omega$. На рис. 10.14, *б* представлены составляющие спектра (10.94), соответствующие смещениям на $\mp \omega_0$ составляющих спектра огибающей.

§ 10.11. О ЧИСЛЕННОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТОВ И СУММИРОВАНИИ РЯДОВ ФУРЬЕ

Вычисление коэффициентов рядов Фурье, согласно (10.3), сводится к нахождению в пределах периода определенных интегралов от функций $f(t) \cos(k\omega_1 t)$, $f(t) \sin(k\omega_1 t)$. Для вычисления можно использовать рассмотренную в § 1.9 подпрограмму интегрирования по методу трапеций. Будем полагать время (или частоту) нормированным, принимая период $T = 2\pi$ (или $\omega_1 = 1$). На рис. 10.15, *a* приведена подпрограмма SERF алгоритма вычисления коэффициентов ряда Фурье с вызовом подпрограммы DEFINT. На рис. 10.15, *б* дана программа определения коэффициентов Фурье для функции $|\cos(t/2)|$ с нормированным временем.

Суммирование рядов Фурье рассмотрим, приняв нормированный период, равный 2π . Запишем частную сумму ряда (10.4)

$$F(T) = A(0) + \sum_{J=1}^M C(J) \cos(JT + PH(J)), \quad (10.95)$$

где $C(J)$, $PH(J)$ — амплитуды и фазы гармоник.

Вычисление суммы гармоник производят в выбранных N дискретных точках, отстоящих на равных интервалах $DT = H = 2\pi/N$ в пределах периода ($N \geq (4M + 1)$). Значение (10.95) определяется последовательно в N точках через интервалы от $T = 0$ до $T = 2\pi$.

В каждой точке значение $F(T) = F(I\dot{H})$ принимается равным AO , затем к нему добавляются значения гармоник с номерами от $J = 1$ до M .

На рис. 10.16, а изображена блок-схема описанного алгоритма, а на рис. 10.16, б — соответствующая подпрограмма SUMF.

```

SUBROUTINE SERF (MF,N,AO,A,B,C,PH)
DIMENSION A(10),B(10),C(10),PH(10)
F(T)=FUN(T)
CALL DEFINT(0,6.28318,N,Y(0))
AO=Y(0)/3.14159
M=1
3 IF(M.GT.MF)RETURN
F(T)=COS(M*T)*FUN(T)
CALL DEFINT(0,6.28318,N,YA(M))
A(M)=YA(M)/3.14159
F(T)=SIN(M*T)*FUN(T)
CALL DEFINT(0,6.28318,N,YB(M))
B(M)=YB(M)/3.14159
C(M)=SQRT(A(M)**2+B(M)**2)
PH(M)=ATAN2(-B(M),A(M))*57.2958
M=M+1
GO TO 3
END

```

M — номер гармоники;
 MF — номер последней гармоники;
 $FUN(T)$ — функция с периодом 2π ;
 N — число интервалов интегрирования.

а)

```

FUNCTION FUN(T)
FUN(T)=ABS(COS(0.5*T))
RETURN
END

PROGRAM PROB4
DIMENSION A(10),B(10),C(10),PH(10)
MF=7
CALL SERF(MF,100,AO,A,B,C,PH)
WRITE(6,2)AO
2 FORMAT ('AO=',E10.4)
WRITE(6,4)M,(A(M),B(M),C(M),PH(M),M=1,MF)
4 FORMAT ('M=',I4,'A(M)=',E12.4,'B(M)=',E12.4,'C(M)=',E12.4,'PH=',E12.4)
STOP
END

```

б)

Рис. 10.15

Рассмотрим кратко другой алгоритм вычисления коэффициентов и частных сумм рядов, основанный на понятии дискретных рядов Фурье. Примем, что периодическая функция $f(t)$ в пределах периода задана дискретными значениями в n точках, отстоя-

щих на равных интервалах $h = T/n$, которые должны храниться в памяти машины:

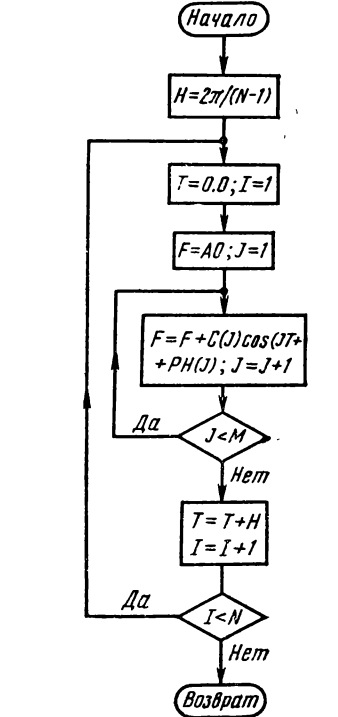
$$f_i = f(t_i) = f(ih) \quad i = 0, 1, 2, \dots, n-1.$$

Период $T = nh$ и основная частота $\omega_1 = 2\pi/T = 2\pi/nh$.

При дискретном представлении временной функции интеграл в формуле для определения коэффициентов ряда Фурье переходит в сумму ($dt \rightarrow h$):

$$\begin{aligned} C_k &= \frac{2}{T} \int_0^T f(t) e^{-jk\omega_1 t} dt \approx \\ &\approx \frac{1}{T} \sum_{i=0}^{n-1} f(t_i) e^{-jk\omega_1 t_i h} = \\ &= \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} f(ih) e^{-j2\pi i k/n}. \end{aligned}$$

Дискретный ряд Фурье при общем числе учитываемых гармо-



$M, C(J), PH(J)$ - число, амплитуды и фазы гармоник;
 N, H - число точек суммирования и интервалы;
 $A0$ - постоянная составляющая

```

SUBROUTINE SUMF (N,A0,M,C(J),PH(J))
DIMENSION C(10),PH(10)
TN=N-1
H=6 28318/TN
T=0.0
DO 5 I=1,N
F=A0
DO 3 J=1,M
X=J
3 F=F+C(J)*COS(X*T+PH(J))
5 T=T+H
RETURN
END
    
```

Рис. 10.16

ник равном M получает вид

$$f(ih) = \sum_{k=-M}^M C_k e^{-j2\pi i k/n} = A_0 + 2 \sum_{k=1}^M \text{Re}(C_k e^{j2\pi i k/n}).$$

Перед суммированием в память машины вводится массив коэффициентов C_k .

По приведенным выражениям нетрудно составить программы для определения коэффициентов Фурье и суммирования дающего дискретные значения периодической функции в n точках.

**СПЕКТРАЛЬНЫЙ И ОПЕРАТОРНЫЙ МЕТОДЫ АНАЛИЗА
ЛИНЕЙНЫХ ЦЕПЕЙ**

§ 11.1. АНАЛИЗ УСТАНОВИВШИХСЯ НЕСИНУСОИДАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ

Рассмотрим применение общих методов анализа в частотной области — спектрального и операторного для расчетов линейных цепей при действии сигналов произвольной формы. Изложение начнем с анализа установившегося режима при действии периодических сигналов.

Пусть к цепи приложено периодическое напряжение несинусоидальной формы и требуется найти установившееся значение реакции, например тока, в какой-либо ветви. Анализ цепи начнем с определения функции передачи, в данном случае функции проводимости передачи, в явном виде включающей частоту

$$Y_{12}(j\omega) = \frac{I_m}{\dot{U}_m} = |Y_{12}(j\omega)| e^{j\psi(\omega)}. \quad (11.1)$$

При расчете с помощью рядов Фурье разложим заданную периодическую функцию напряжения в ряд — определим комплексные амплитуды всех гармоник $\dot{U}_{mk} = \dot{U}_{mk} e^{j\alpha_{uk}}$ и получим

$$u(t) = \operatorname{Re} \left(\sum_{k=0}^{\infty} \dot{U}_{mk} e^{jk\omega_1 t} \right). \quad (11.2)$$

При действии на входе цепи k -й гармоники напряжения в рассматриваемой ветви получим соответствующую гармонику искомого тока. Ее комплексная амплитуда

$$I_{mk} = Y_{12}(jk\omega_1) \dot{U}_{mk} = |Y_{12}(k\omega_1)| U_{mk} e^{j(\psi_k + \alpha_{uk})}. \quad (11.3)$$

Так как цепь предполагается линейной, то в соответствии с принципом наложения результирующую установившуюся реакцию на действие напряжения (11.2) получим, просуммировав все гармоники тока:

$$i = \operatorname{Re} \left(\sum_{k=0}^{\infty} I_{mk} e^{jk\omega_1 t} \right). \quad (11.4)$$

Обычно ограничиваются частной суммой ряда, число гармоник которой зависит от быстроты сходимости ряда и требуемой точности анализа.

Рассмотрим пример. Пусть к цепи, изображенной на рис. 11.1, *a*, приложено напряжение, имеющее форму прямоугольных колеба-

ний (рис. 11.1, б) с периодом $T = 2\pi$ ($\omega_1 = 1$) и единичной амплитудой. Требуется найти установившийся ток в сопротивлении нагрузки $R = 3$.

Проводимость передачи цепи при $L = 1/3$ и $C = 1/3$

$$Y_{12}(s) = \frac{1}{LCR \left(s^2 + s \frac{1}{RC} + \frac{1}{LC} \right)} = \frac{3}{s^2 + s + 9}.$$

При $s = j\omega_k = jk$ имеем:

$$Y_{12}(j\omega_k) = \frac{3}{9 - \omega_k^2 + j\omega_k} = \frac{3}{9 - k^2 + jk} = \frac{3e^{j\psi_k}}{\sqrt{(9 - k^2)^2 + k^2}};$$

$$\psi_k = \arctg \frac{k}{9 - k^2}.$$

Как видно из амплитудной характеристики (рис. 11.1, в), цепь обладает избирательными свойствами. Коэффициенты разложения заданной функции в ряд Фурье можно получить из (10.10),

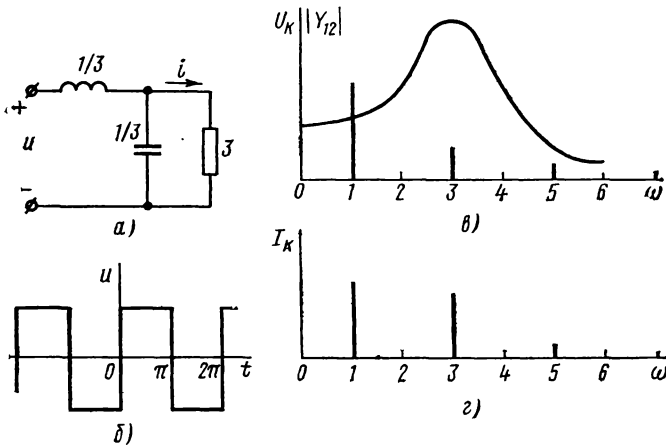


Рис. 11.1

если приравнять нулю постоянную составляющую, положить $\tau/T = 0,5$ и ввести множитель 2. В результате получим для комплексных амплитуд гармоник напряжения

$$\dot{U}_{mk} = -j \frac{4}{k\pi} = \frac{4}{k\pi} e^{-j\pi/2}.$$

Ряд Фурье напряжения

$$u(t) = \operatorname{Re} \left[\sum_{k=1}^{\infty} U_{mk} e^{j(\omega_k t - \pi/2)} \right] = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{4}{k\pi} \cos(kt - \pi/2)$$

$$(k = 1, 3, 5, \dots).$$

Комплексные амплитуды гармоник тока

$$I_{mk} = Y_{12}(j\omega_k) \dot{U}_{mk} = \frac{12e^{i(\psi_k - \pi/2)}}{k\pi \sqrt{(9-k^2)^2 + k^2}}$$

и ряд Фурье тока

$$i(t) = \operatorname{Re} \left(\sum_{k=1}^{\infty} I_{mk} e^{jkt} \right) = \\ = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{12}{k\pi} \frac{1}{\sqrt{(9-k^2)^2 + k^2}} \cos(kt + \psi_k - \pi/2) \quad (k=1, 3, 5, \dots).$$

Амплитуда 7-й гармоники составляет менее 3% от амплитуды 1-й гармоники тока. Ограничиваясь тремя гармониками, получим

$$i(t) \approx \frac{1}{\pi} [1,49 \cos(t - 83^\circ) + 1,33 \cos 3t + 0,143 \cos(5t + 76^\circ)].$$

На рис. 11.1, *г* показан спектр тока на выходе цепи.

В некоторых случаях требуется получить решение для установившейся реакции не в виде ряда, а в *замкнутой форме*. Рассмотрим одно из возможных решений с использованием преобразования Лапласа.

Если периодическое напряжение $u(t)$ с периодом T приложено к цепи при $t=0$, то реакция будет состоять из периодической и аperiodической частей: $i = i_n + i_a$. Записывая изображения периодических функций, согласно (10.81), через изображения $I_1(s)$, $U_1(s)$ функций, совпадающих с первым периодом и обращающихся в нуль при $t > T$, имеем для изображения реакции

$$I(s) = \frac{I_1(s)}{1 - e^{-sT}} + I_a(s) = H(s)U(s) = \frac{H(s)U_1(s)}{1 - e^{-sT}}, \quad (11.5)$$

где $H(s)$ — функция цепи.

Для решения задачи достаточно знать первый период периодической реакции, изображение которой из (11.5)

$$I_1(s) = H(s)U_1(s) - I_a(s)(1 - e^{-sT}). \quad (11.6)$$

При учете теорем смещения (10.69) и свертки (см. 11.35) в t -области получается соответствие

$$i_1(t) = \int_0^t u_1(\tau) h(t - \tau) d\tau - [i_a(t) - i_a(t - T)]. \quad (11.7)$$

При $t > T$ по условию i_1 и u_1 обращаются в нуль. Поэтому

$$i_a(t) - i_a(t - T) = \int_0^T u_1(\tau) h(t - \tau) d\tau \quad (t > T). \quad (11.8)$$

Аperiodическая часть $i_a(t)$ будет состоять из тех же экспоненциальных слагаемых, что и импульсная характеристика $h(t)$,

но с постоянными коэффициентами. Для определения последних составляется система линейных уравнений путем приравнивания коэффициентов при одинаковых экспонентах в выражении (11.8).

В качестве примера найдем установившийся ток в последовательном контуре из индуктивности и сопротивления ($R = 1$, $L = 1$) при действии напряжения в виде $u(t) = |\sin t|$ $t > 0$ с периодом $T = \pi$.

Проводимость и импульсная характеристика цепи

$$Y(s) = \frac{1}{s+1} = \mathcal{L}[h(t)] = \mathcal{L}[e^{-t}].$$

Подставив аperiodическую составляющую тока $i_a = Ae^{-t}$ в (11.8):

$$A(e^{-t} - e^{-(t-\pi)}) = Ae^{-t}(1 - e^\pi) = \int_0^\pi e^{-(t-\tau)} \sin \tau d\tau = e^{-t} \frac{e^\pi + 1}{2},$$

получим:

$$A = -\frac{e^\pi + 1}{2(e^\pi - 1)}; \quad i_a = -\frac{(e^\pi + 1)}{2(e^\pi - 1)} e^{-t}.$$

Искомое выражение периодического тока в первом периоде $0 < t < T = \pi$ получим из (11.7), где положим $i_n(t - T) = 0$:

$$i_1(t) = \int_0^t \sin \tau e^{-(t-\tau)} d\tau - i_a(t) = \frac{1}{2} (\sin t - \cos t + e^{-t}) + \\ + \frac{e^\pi + 1}{2(e^\pi - 1)} e^{-t} = \frac{1}{2} \left(\sin t - \cos t + \frac{2e^\pi}{e^\pi - 1} e^{-t} \right) \quad 0 \leq t \leq \pi.$$

Для проверки убедимся, что выполняется условие

$$i_1(0) = i_1(\pi) = \frac{e^\pi + 1}{2(e^\pi - 1)}.$$

§ 11.2. АНАЛИЗ ЛИНЕЙНЫХ ЦЕПЕЙ С ПОМОЩЬЮ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАПЛАСА

Наиболее рациональный путь применения преобразования Лапласа для анализа цепи состоит в непосредственном составлении алгебраических уравнений для изображений по операторной или преобразованной схеме замещения в частотной области. На этой схеме вместо напряжений и токов указываются их изображения, а элементы представляются операторными сопротивлениями и проводимостями, которые являются отношениями изображений напряжения и тока в двухполюснике:

$$Z(s) = \frac{1}{Y(s)} = \frac{U(s)}{I(s)}. \quad (11.9)$$

Операторные схемы замещения составляются для изображений с расширенным нижним пределом. В этом случае в схемы вводятся заданные начальные значения переменных при $t = 0$ — и

отпадает необходимость определения их для момента $t = 0 +$; кроме того, решение будет включать в себя как регулярную часть, так и импульсные составляющие, отдельное их определение не требуется.

Рассмотрим операторные вольт-амперные характеристики и операторные схемы замещения элементов, учитывающие начальные условия.

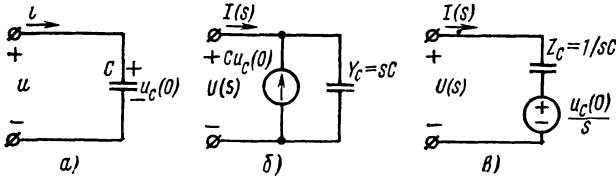


Рис. 11.2

Резистивный элемент. Так как $u = Ri$, то

$$U(s) = RI(s); I(s) = GU(s). \quad (11.10)$$

Следовательно, операторные сопротивление и проводимость резистивного элемента:

$$Z_R(s) = R; Y_R(s) = G. \quad (11.11)$$

Емкостный элемент. Применяя преобразование к вольт-амперной характеристике элемента $i = C du/dt$, получим при начальном напряжении $u_c(0) = u_c(0 -)$ (рис. 11.2, а):

$$\begin{aligned} I(s) &= sCU(s) - Cu_c(0); \\ U(s) &= \frac{1}{sC} I(s) + \frac{u_c(0)}{s}. \end{aligned} \quad (11.12)$$

При отсутствии начального заряда операторные сопротивление и проводимость емкостного элемента:

$$Z_C(s) = \frac{1}{sC}; Y_C(s) = sC. \quad (11.13)$$

Соотношениям (11.12) соответствуют две операторные схемы замещения емкостного элемента. В первой схеме (рис. 11.2, б) начальный заряд в емкости учитывается с помощью дополнительного источника импульсного тока (изображение тока $Cu_c(0)$), соединенного параллельно емкостной проводимости и направленного в сторону обкладки, имеющей положительный заряд. Во второй схеме (рис. 11.2, в) начальный заряд учитывается источником ступенчатого напряжения (изображение напряжения $u_c(0)/s$), соединенного последовательно с емкостным сопротивлением и имеющего полярность, совпадающую с полярностью начального заряда.

Индуктивный элемент. Преобразование вольт-амперной характеристики $u = L di/dt$ при начальном токе $i_L(0) = i_L(0^-)$ (рис. 11.3, а) можно записать в двух формах, дуальных (11.12):

$$U(s) = sLI(s) - Li_L(0); \quad I(s) = \frac{1}{sL} U(s) - \frac{i_L(0)}{s}. \quad (11.14)$$

При отсутствии начального тока операторные сопротивление и проводимость индуктивного элемента:

$$Z_L(s) = sL; \quad Y_L(s) = 1/sL. \quad (11.15)$$

Соотношениям (11.14) соответствуют две операторные схемы замещения индуктивного элемента, в которых начальный ток в

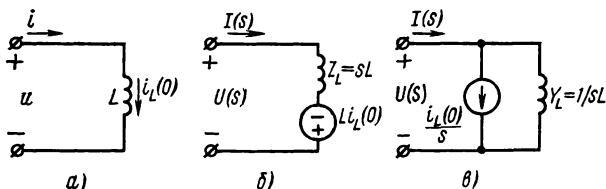


Рис. 11.3

индуктивности учитывается с помощью дополнительных источников: *источника импульсного напряжения* (изображение напряжения $Li_L(0)$), соединенного последовательно с индуктивным сопротивлением и имеющего полярность, совпадающую с направлением начального тока (рис. 11.3, б); *источника ступенчатого тока* (изображение тока $i_L(0)/s$), соединенного параллельно индуктивной проводимости и направленного одинаково с начальным током (рис. 11.3, в).

Индуктивно-связанный элемент. Применяя преобразование Лапласа к уравнениям (9.23) двух индуктивно-связанных ветвей с начальными токами $i_1(0)$ и $i_2(0)$, имеем:

$$\begin{aligned} U_1(s) &= sL_1I_1(s) + sMI_2(s) - L_1i_1(0) - Mi_2(0); \\ U_2(s) &= sMI_1(s) + sL_2I_2(s) - Mi_1(0) - L_2i_2(0). \end{aligned} \quad (11.16)$$

Этим соотношениям соответствует операторная схема, данная на рис. 11.4. Разрешив (11.16) относительно изображений токов, можно получить операторную схему с параллельными включенными источниками тока, учитывающими начальные условия.

Выражения (11.16) и соответствующие им операторные схемы легко обобщить на случай n индуктивно-связанных ветвей: число источников, учитывающих начальные токи, будет равно n .

Возможность учета эффекта начальных запасов энергии в реактивных элементах с помощью источников импульсного и ступенчатого напряжения или тока было рассмотрено при анализе цепей во временной области (см. гл. 6).

Из (11.11), (11.13) и (11.15) видно, что операторные сопротивления совпадают с комплексными сопротивлениями при $j\omega = s$. Следовательно, операторная схема замещения цепи будет совпадать с комплексной схемой для вынужденного экспоненциального режима — добавятся лишь источники, учитывающие начальные условия.

Законы Кирхгофа в операторной и комплексной формах также совпадают по виду:

$$\sum I_k(s) = 0; \quad \sum U_k(s) = 0. \quad (11.17)$$

Сумма изображений токов в узле и сумма изображений напряжений в контуре равны нулю. В эти суммы должны входить также изображения токов или напряжений источников, учитывающих начальные условия.

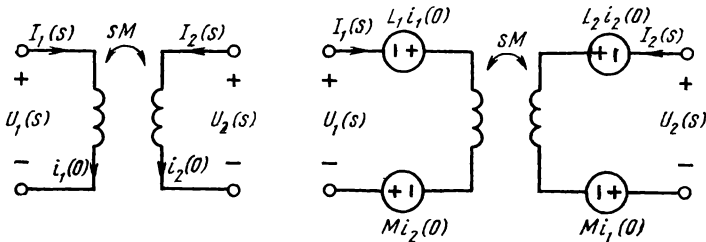


Рис. 11.4

Таким образом, основные расчеты в частотной области по определению изображений искомого реакции не отличаются от расчетов методом комплексных амплитуд, так что здесь могут применяться все методы, описанные в гл. 7. Отличие проявляется лишь на начальном этапе определения преобразования по Лапласу заданного сигнала и на конечном этапе определения оригинала полученного изображения искомой реакции.

§ 11.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРИГИНАЛОВ ДРОБНО-РАЦИОНАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

В общем случае определение временных функций по известному изображению требует вычисления контурного интеграла (10.42) с применением теоремы о вычетах Коши. Но нередко удается находить оригиналы из имеющихся подробных таблиц соответствий преобразования Лапласа.

В наиболее часто встречающемся случае дробно-рациональных изображений используют разложение на простые дроби. Если полюсы, т. е. корни знаменателя, правильной рациональной дроби простые, то

$$F(s) = \frac{M(s)}{N(s)} = \frac{M(s)}{(s-s_1)(s-s_2)\dots(s-s_n)} = \frac{B_1}{s-s_1} + \frac{B_2}{s-s_2} + \dots + \frac{B_n}{s-s_n}. \quad (11.18)$$

Значения коэффициентов B_k (вычетов в полюсах s_k) можно найти, если, умножив обе части (11.18) на $s - s_k$, положить $s = s_k$; тогда в правой части все слагаемые обратятся в нуль, останется лишь искомый коэффициент, который будет равен

$$B_k = (s - s_k) \frac{M(s)}{N(s)} \Big|_{s=s_k} = \frac{M(s_k)}{N'(s_k)}. \quad (11.19)$$

Здесь произведено раскрытие неопределенности, так как $N(s_k) = 0$.

Поскольку каждой простой дроби в (11.18) соответствует экспоненциальная функция времени (см. табл. 10.1), оригинал изображения будет выражаться так называемой формулой разложения

$$f(t) = \sum_{k=1}^n \frac{M(s_k)}{N'(s_k)} e^{s_k t}. \quad (11.20)$$

Основная трудность применения этой формулы заключается в необходимости *определения корней s_k алгебраического уравнения n -го порядка*. При степени знаменателя изображения $n > 4$, а практически и при $n > 2$ корни полинома могут быть определены только численно, путем последовательного приближения, требующего большой вычислительной работы. Такая же трудность встречается и в классическом методе при определении корней характеристического уравнения.

Представляют интерес два видоизменения формулы (11.20), удобные для двух частных случаев. При включении цепи на постоянное напряжение (или ток) в изображении часто появляется полюс $s = s_1 = 0$, так что $N(s) = s(s - s_2) \dots (s - s_n) = sN_1(s)$.

Слагаемое, соответствующее нулевому корню, согласно (11.20), будет равно $M(0)/N_1(0)$ и формула разложения получит вид

$$f(t) = \frac{M(0)}{N_1(0)} + \sum_{k=2}^n \frac{M(s_k)}{s_k N_1'(s_k)} e^{s_k t}. \quad (11.21)$$

Первое слагаемое представляет установившееся постоянное значение оригинала.

При воздействии на цепь *синусоидального сигнала* знаменатель изображения имеет два сопряженных корня на мнимой оси: $s_{1,2} = \pm j\omega_1$, так что $N(s) = (s - s_1)(s - s_2)N_2(s) = (s^2 + \omega_1^2)(s - s_3) \dots (s - s_n)$.

Два слагаемых, соответствующих корням s_1 и s_2 , в соответствии с (11.20) получаются сопряженными:

$$\frac{M(j\omega_1) e^{j\omega_1 t}}{2j\omega_1 N_2(j\omega_1)} - \frac{M(-j\omega_1) e^{-j\omega_1 t}}{2j\omega_1 N_2(-j\omega_1)} = \text{Im} \left[\frac{M(j\omega_1)}{\omega_1 N_2(j\omega_1)} e^{j\omega_1 t} \right].$$

Поэтому формула разложения приобретает вид

$$f(t) = \text{Im} \left[\frac{M(j\omega_1)}{\omega_1 N_2(j\omega_1)} e^{j\omega_1 t} \right] + \sum_{k=3}^n \frac{M(s_k) e^{s_k t}}{(s_k^2 + \omega_1^2) N_2'(s_k)}. \quad (11.22)$$

Здесь первое слагаемое дает установившуюся синусоидальную составляющую.

Примем теперь, что среди корней $N(s)$ имеются кратные корни. В случае одного двукратного корня s_1 разложение на простые дроби имеет вид

$$\frac{M(s)}{N(s)} = \frac{B_{11}}{s-s_1} + \frac{B_{12}}{(s-s_1)^2} + \frac{B_2}{s-s_2} + \dots + \frac{B_n}{s-s_n}.$$

Умножив обе части равенства на $(s-s_1)^2$ и положив $s=s_1$, после раскрытия неопределенности получим

$$B_{12} = \left. \frac{(s-s_1)^2 M(s)}{N(s)} \right|_{s=s_1} = \frac{2M(s_k)}{N''(s_k)}. \quad (11.23)$$

Продифференцировав получившееся после умножения на $(s-s_1)^2$ равенство по s и положив $s=s_1$, будем иметь

$$B_{11} = \frac{d}{ds} \left[(s-s_1)^2 \frac{M(s)}{N(s)} \right]_{s=s_1}. \quad (11.24)$$

Если $s=s_1$ является корнем кратности ν , то для коэффициентов разложения B_{1i} ($i=1, 2, \dots, \nu$) аналогично получим

$$B_{1i} = \frac{1}{(\nu-i)!} \left[\frac{d^{\nu-i}}{ds^{\nu-i}} (s-s_1)^\nu \frac{M(s)}{N(s)} \right]_{s=s_1}. \quad (11.25)$$

Слагаемым с кратными полюсами в разложении изображения на простые дроби соответствуют функции времени

$$\mathcal{L}^{-1} \left[\frac{B_{1i}}{(s-s_1)^i} \right] = \frac{t^{i-1}}{(i-1)!} e^{s_1 t} \quad (t \geq 0). \quad (11.26)$$

§ 11.4. ПРИМЕРЫ АНАЛИЗА ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ЛАПЛАСА

Рассмотрим примеры применения преобразования Лапласа для анализа переходных процессов в линейных цепях.

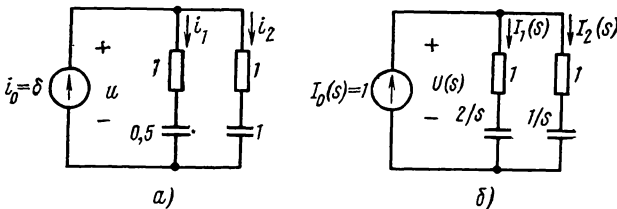


Рис. 11.5

1. Найти напряжение ветвей и ток во второй ветви схемы рис. 11.5, а при действии источника тока с единичным импульсным током.

Операторная схема замещения цепи с изображением импульсного тока $I_0(s)=1$ дана на рис. 11.5, б.

Операторные сопротивления ветвей:

$$Z_1(s) = \frac{1}{0,5s} + 1 = \frac{s+2}{s}; \quad Z_2(s) = \frac{1}{s} + 1 = \frac{s+1}{s}.$$

Проводимость цепи

$$Y(s) = \frac{1}{Z_1(s)} + \frac{1}{Z_2(s)} = \frac{s}{s+2} + \frac{s}{s+1} = \frac{2s(s+1,5)}{(s+1)(s+2)}.$$

Изображение напряжения ветвей после выделения целой части и разложения на простые дроби

$$U(s) = \frac{I_0(s)}{Y(s)} = \frac{(s+1)(s+2)}{2s(s+1,5)} = \frac{1}{2} + \frac{1}{1,5s} + \frac{1}{12(s+1,5)}$$

Напряжение ветвей

$$u(t) = 0,5\delta(t) + \frac{1}{1,5}\delta_1(t) + \frac{1}{12}e^{-1,5t}\delta_1(t).$$

Изображение тока во второй ветви

$$I_2(s) = U(s) \frac{1}{Z_1(s)} = \frac{s+1}{2(s+1,5)} = \frac{1}{2} - \frac{0,25}{s+1,5}.$$

Ток во второй ветви

$$i_2 = 0,5\delta(t) - 0,25e^{-1,5t}\delta_1(t).$$

Это выражение при известном напряжении $u(t)$ проще было бы получить из рассмотрения цепи во временной области.

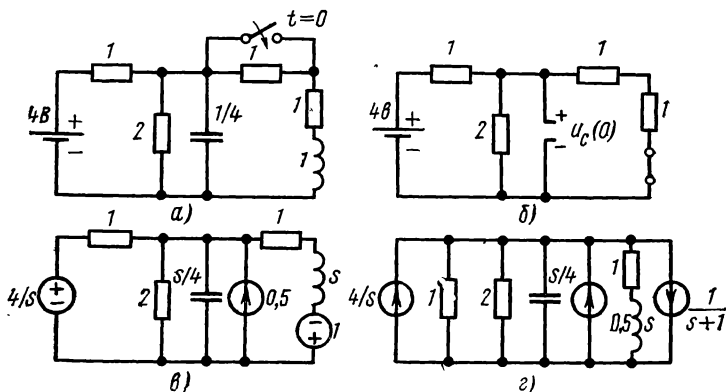


Рис. 11.6

2. Найти токи в цепи, подключенной к источнику постоянного напряжения $U = 4$ В, при замыкании ключа при $t = 0$ (рис. 11.6, а).

Из схемы (рис. 11.6, б) для режима до включения ключа ($t = 0 -$), где емкость заменена разрывом, а индуктивность — коротким замыканием, находим: $u_C(0) = 2$ В; $i_L(0) = 1$ А.

Для режима после включения ключа ($t > 0$), заменяя емкость параллельной, а индуктивность последовательной схемой, полу-

чаем операторную схему, представленную на рис. 11.6, в. Поскольку цепь имеет всего два узла, целесообразно применить метод узловых напряжений. Преобразовав источники напряжений в эквивалентные источники тока, получим схему, приведенную на рис. 11.6, г. Сумма указанных на схеме изображений токов трех источников тока

$$I(s) = \frac{4}{s} + \frac{1}{2} - \frac{1}{s+1} = \frac{s^2 + 7s + 8}{2s(s+1)}.$$

Результирующая проводимость цепи

$$Y(s) = 1,5 + \frac{s}{4} + \frac{1}{s+1} = \frac{s^2 + 7s + 10}{4(s+1)}.$$

Изображение узлового напряжения

$$U(s) = \frac{I(s)}{Y(s)} = \frac{2(s^2 + 7s + 8)}{s(s^2 + 7s + 10)}.$$

Корни полинома $N_1(s) = s^2 + 7s + 10$ равны $s_2 = -2$, $s_3 = -5$. Производная $N_1' = 2s + 7$. По формуле разложения (11.20) для узлового напряжения получим

$$\begin{aligned} u(t) &= \delta_1(t) \left(\frac{2 \cdot 8}{10} + \frac{2(2^2 - 7 \cdot 2 + 8)}{-2(-2 \cdot 2 + 7)} e^{-2t} + \frac{2(5^2 - 7 \cdot 5 + 8)}{-5(-2 \cdot 5 + 7)} e^{-5t} \right) = \\ &= \left(1,6 + \frac{2}{3} e^{-2t} - \frac{4}{15} e^{-5t} \right) \delta_1(t). \end{aligned}$$

Токи ветвей рассматриваемой несложной цепи можно найти во временной области по известному напряжению $u(t)$. В сложных цепях необходимо находить изображения токов из операторной схемы и затем определять их оригиналы.

3. Составить уравнения узловых напряжений цепи рис. 11.7, а с единичными значениями элементов и найти напряжение на емкости. Начальные условия в цепи: $i_L(0) = 1$; $u_C(0) = 0,5$. Ток источника тока $i_0 = \exp(-0,5t)$.

По операторной схеме (рис. 11.7, б) с источниками, учитывающими начальные условия, записываем матрицу узловых проводимостей

$$\begin{aligned} Y^y &= \begin{bmatrix} G_1 + 1/sL & -1/sL & 0 \\ -1/sL & G_2 + G_3 + 1/sL & -G_3 \\ 0 & -G_3 & G_3 + sC \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} 1 + 1/s & -1/s & 0 \\ -1/s & 2 + 1/s & -1 \\ 0 & -1 & 1 + s \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Вектор узловых токов источников

$$I^y(s) = [I_0(s) - i_L(0)/s \quad i_L(0)/s \quad u_C(0)].$$

Определитель матрицы

$$D(s) = \frac{2(s+1)^2}{s}.$$

Для изображения напряжения на емкости, равного напряжению узла 3, применяя правило Крамера, получим

$$U_C(s) \doteq U_3^y(s) = \frac{D_3}{D} = \frac{I_0(s)}{2(s+1)^2} + \frac{i_L(0) + (2s+3)u_C(0)}{2(s+1)^2}, \quad (11.27)$$

где D_3 — определитель, получающийся при замене в D столбца 3 правой частью уравнений.

Изображение искомой реакции представлено в виде наложения двух слагаемых: 1) составляющей, зависящей только от внешнего воздействия, и 2) составляющей, зависящей только от начальных условий. Подобное разбиение изображения полной реакции на две составляющие получается во всех случаях анализа цепи с помощью преобразования Лапласа.

Первая составляющая является изображением реакции при нулевых начальных условиях (отсутствие второго слагаемого), которое равно произведению изображения внешнего сигнала на функцию цепи $U_C^{(1)}(s) = H(s) I_0(s)$.

В данном случае функция передачи цепи $H_Z(s) = U_C(s)/I_0(s) = 1/2(s+1)^2$. Изображение реакции при нулевых начальных условиях определяется так же, как комплексная амплитуда установившейся реакции.

Вторая составляющая является изображением реакции при нулевом воздействии (отсутствии источника внешнего сигнала и первого слагаемого), вызванной наличием начального запаса энергии в реактивных элементах.

Подставив в (11.27) численные значения начальных условий, имеем

$$U_C(s) = \frac{1}{2(s+0,5)(s+1)^2} + \frac{s+2,5}{2(s+1)^2}.$$

Используя таблицы соответствий, получим

$$u_C = 2e^{-0,5t} - (2+t)e^{-t} + 0,5(1+1,5t)e^{-t}.$$

Здесь первое слагаемое является реакцией при нулевом внешнем воздействии.

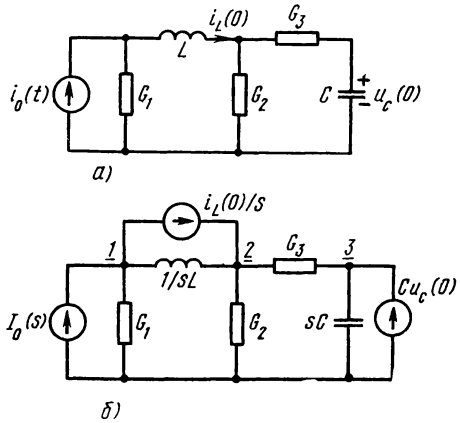


Рис. 11.7

§ 11.5. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАПЛАСА

Рассмотрим применение преобразования Лапласа к решению уравнений состояния. Сначала дадим решение полученной в примере § 5.4 системы для двух переменных состояния $\mathbf{x} = [i_L \ u_C]^T$. Для единичных численных значений элементов система имеет вид.

$$\begin{bmatrix} di_L/dt \\ du_C/dt \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_L \\ u_C \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_0 \\ u_0 \end{bmatrix} = \mathbf{Ax} + \mathbf{Be}.$$

Обозначим через $I_L(s)$ и $U_C(s)$ изображения переменных состояния, начальные значения которых равны $i_L(0-)$ и $u_C(0-)$, а через $U_0(s)$ и $I_0(s)$ — изображения напряжения и тока источников. Преобразование по Лапласу системы уравнений дает

$$s \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_L(s) \\ U_C(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_L(s) \\ U_C(s) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_0(s) \\ U_0(s) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} i_L(0-) \\ u_C(0-) \end{bmatrix}.$$

После переноса изображений переменных состояния в левую часть получим преобразованную систему для изображений

$$\begin{aligned} \left(s \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} I_L(s) \\ U_C(s) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} s+1 & 1 \\ -1 & s+1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_L(s) \\ U_C(s) \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_0(s) \\ U_0(s) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} i_L(0-) \\ u_C(0-) \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Коэффициенты левой части системы линейных уравнений образуются разностью единичной матрицы, умноженной на s , и матрицы параметров цепи: $(s\mathbf{1} - \mathbf{A})$. Решение этой системы относительно изображений переменных состояния формально сводится к определению обратной матрицы

$$(s\mathbf{1} - \mathbf{A})^{-1} = \begin{bmatrix} s+1 & 1 \\ -1 & s+1 \end{bmatrix}^{-1} = \frac{1}{D(s)} \begin{bmatrix} s+1 & -1 \\ 1 & s+1 \end{bmatrix},$$

где $D(s) = s^2 + 2s + 2$ — определитель системы, представляющий характеристический полином.

Умножив на эту обратную матрицу последнюю систему преобразованных уравнений, имеем

$$\begin{bmatrix} I_L(s) \\ U_C(s) \end{bmatrix} = \frac{1}{D(s)} \begin{bmatrix} -1 & s+1 \\ s+1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_0(s) \\ U_0(s) \end{bmatrix} + \frac{1}{D(s)} \begin{bmatrix} s+1 & -1 \\ 1 & s+1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_L(0-) \\ u_C(0-) \end{bmatrix}.$$

Изображение вектора переменных состояния представлено в виде наложения составляющих от действий внешних сигналов (нулевые начальные условия) и начальных условий (нулевое внешнее воздействие).

Для нахождения переменных состояния $i_L(t)$ и $u_C(t)$ в случае дробно-рациональных изображений $I_0(s)$ и $U_0(s)$ следует воспользоваться теоремой разложения.

Аналогично рассмотренному примеру преобразуется система уравнений состояния общего вида, записанная в матричной форме

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}\mathbf{e}.$$

Уравнение для изображений получит вид

$$(s\mathbf{1} - \mathbf{A})\mathbf{X}(s) = \mathbf{B}\mathbf{E}(s) + \mathbf{x}(0-).$$

Умножив обе части этой системы на обратную матрицу коэффициентов левой части, получим выражение для вектора изображений переменных состояния

$$\mathbf{X}(s) = (s\mathbf{1} - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{B}\mathbf{E}(s) + (s\mathbf{1} - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{x}(0-). \quad (11.28)$$

Вектор изображений переменных состояния представлен в виде наложения изображений реакций от действия внешнего воздействия $\mathbf{E}(s)$ и начальных условий $\mathbf{x}(0-)$.

Изображения тока или напряжения любой ветви можно выразить, согласно (5.72), в виде наложения изображений переменных состояния и составляющих от внешнего воздействия

$$\mathbf{Y} = \mathbf{C}\mathbf{X}(s) + \mathbf{D}\mathbf{E}(s).$$

В заключение остановимся на связи уравнений состояния и функций цепи, которые определяются при нулевых начальных условиях: $\mathbf{x}(0) = \mathbf{0}$. Предполагая для общности действие нескольких источников с изображением вектора воздействий $\mathbf{E}(s) = \mathcal{L}[\mathbf{e}(t)]$, из (11.28) имеем

$$\mathbf{X}(s) = (s\mathbf{1} - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{B}\mathbf{E}(s).$$

Также предполагая несколько выходных ветвей, в соответствии с (5.72) для изображения вектора выходных реакций имеем

$$\mathbf{Y}(s) = \mathbf{C}\mathbf{X}(s) + \mathbf{D}\mathbf{E}(s) = \mathbf{H}(s)\mathbf{E}(s) = [\mathbf{C}(s\mathbf{1} - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{B} + \mathbf{D}]\mathbf{E}(s), \quad (11.29)$$

где матрица функций передачи

$$\mathbf{H}(s) = \mathbf{C}(s\mathbf{1} - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{B} + \mathbf{D} \quad (11.30)$$

связывает векторы реакций и воздействия. Здесь трудность расчета заключается в обращении характеристической матрицы. Отметим, что существует ряд алгоритмов, сводящих задачу к хорошо разработанной проблеме определения собственных значений матрицы.

Рассмотрим пример. Найдем матрицу функций передачи цепи рис. 5.9; матрицы уравнений состояния при единичных значениях элементов приведены ранее. Пусть выходными реакциями будут напряжение ветви R_1 и ток ветви G_2 : $u_1 = R_1 i_L$; $i_2 = G_2 u_C$, так что

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} R_1 & 0 \\ 0 & G_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{D} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Обращение характеристической матрицы было уже произведено; согласно (11.30) искомая матрица функций передачи

$$\mathbf{H}(s) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \frac{1}{s^2 + 2s + 2} \begin{bmatrix} s + 1 & -1 \\ 1 & s + 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} = \\ = \frac{1}{s^2 + 2s + 2} \begin{bmatrix} -1 & s + 1 \\ s + 1 & 1 \end{bmatrix}.$$

Выражение (11.29) можно записать

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{s^2 + 2s + 2} \begin{bmatrix} -1 & s + 1 \\ s + 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_0 \\ U_0 \end{bmatrix}.$$

Положив $U_0 \equiv 0$, а затем $I_0 \equiv 0$, непосредственно из схемы получим:

$$H_{11} = \frac{U_1}{I_0} = \frac{-1}{s^2 + 2s + 2} = -H_{22}; \quad H_{21} = \frac{s + 1}{s^2 + 2s + 2} = H_{12},$$

что совпадает с элементами найденной матрицы функций передачи.

§ 11.6. ПЕРЕДАЧА СИГНАЛОВ ЧЕРЕЗ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНЫЕ ЦЕПИ

Часто требуется производить анализ цепи, предназначенной для передачи сигнала от источника, действующего на входе, к выводам выхода. Цепь передачи, которую можно представ-

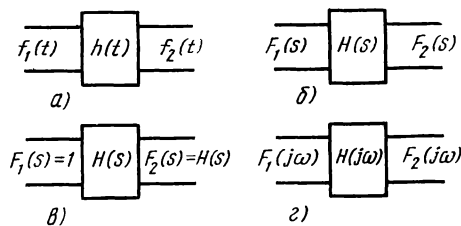


Рис. 11.8

лять четырехполосником с нулевыми начальными условиями, должна вносить минимальные искажения в форму передаваемого импульса. Рассмотрим пути решения задачи анализа переходных процессов в четырехполосной цепи во временной и частотной областях с помощью преобразований Лапласа и Фурье.

а. Решение задачи во временной области сводится к определению выходной реакции $f_2(t)$ при действии на входе заданного сигнала $f_1(t)$ (рис. 11.8, а). Поведение самой четырехполосной цепи при нулевых начальных условиях будет определяться импульсной характеристикой — реакцией $f_2(t) = h(t)$ на действие единичной импульсной функции $f_1(t) = \delta(t)$. Для цепи n -го порядка с некрратными частотами собственных колебаний

$$h(t) = \sum_{k=1}^n A_k e^{p_k t}. \quad (11.31)$$

В асимптотически устойчивых цепях экспоненты затухают и $h(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$.

При действии произвольного сигнала входную реакцию можно определить операцией свертки, т. е. по интегралам наложения (6.22). В цепи высокого порядка аналитическое решение связано с большими трудностями из-за необходимости определения корней характеристического полинома, а также вычисления интегралов наложения. Поэтому практически анализ производят численными методами.

Введем понятие *идеальной передающей цепи*, которая не искажает форму передаваемого сигнала. Форма считается неискаженной, если выполняются два условия: 1) форма выходной реакции подобна форме действующего на входе сигнала; 2) выходной сигнал запаздывает или смещен на некоторое время t_0 по отношению к входному сигналу. Первое условие выполняется без запаздывания только в резистивных цепях; в цепях с реактивными элементами всегда появляется запаздывание. Во временной области *условие неискаженной передачи* сигнала можем записать (рис. 11.9, а) так:

$$f_2(t) = Kf_1(t - t_0), \quad (11.32)$$

где K — отношение амплитудных значений выходного и входного сигналов.

О степени искажения передаваемого по реальной цепи сигнала можно судить по отклонению ее реакции от функции (11.32).

б. При решении *в комплексной частотной области*, преобразовав по Лапласу действующий на входе сигнал и выходную реакцию

$$F_1(s) = \mathcal{L}[f_1(t)]; \quad F_2(s) = \mathcal{L}[f_2(t)],$$

а также элементы цепи, получим схему в s -области, изображенную на рис. 11.8, б. Передающие свойства четырехполосника здесь определяются функцией передачи — отношением изображений выходной реакции и входного сигнала: $H(s) = F_2(s)/F_1(s)$.

Изображение искомой реакции на выходе равно произведению функций передачи и изображения сигнала:

$$F_2(s) = H(s)F_1(s) = \mathcal{L}[f_2(t)]. \quad (11.33)$$

При действии на входе единичной импульсной функции (рис. 11.8, в) изображение реакции, представляющей импульсную характеристику, равно функции передачи

$$F_2(s) = H(s) = \mathcal{L}[h(t)]. \quad (11.34)$$

Следовательно, основная характеристика цепи в s -области — *функция передачи* — является изображением импульсной характеристики — основной характеристики в t -области.

Изображения слагаемых экспонент в (11.31) являются простыми дробями, так что функция передачи, как уже отмечалось в § 8.1, будет дробно-рациональной функцией от комплексной частоты — отношением двух полиномов вида (8.8).

Сравнивая (11.33) с выражением выходной реакции (6.22) во временной области, получим

$$f_2(t) = \int_{0-}^{t+} f_1(t) h(t-\tau) d\tau = \\ = \int_{0-}^{t+} f_1(t-\tau) h(\tau) d\tau = \mathcal{L}^{-1}[H(s) F_1(s)]. \quad (11.35)$$

Данное равенство выражает теорему: *умножению двух изображений в комплексной области соответствует свертка оригиналов сомножителей во временной области.*

В общем случае сомножителями в правой части (11.35) могут быть изображения любых двух функций времени. В рассматриваемом случае передачи сигнала через четырехполюсник сомножителями являются функция передачи цепи и изображение входного сигнала, а их оригиналами — импульсная характеристика и входной сигнал. Возможность взаимной перестановки местами входного воздействия и импульсной характеристики в операции свертки является следствием коммутативности произведения изображений.

Аналитическое решение в s -области требует определения полюсов изображения и его вычетов, что также связано с большими трудностями. Численное решение указанных этапов оказывается более трудоемким, чем численный анализ в t -области.

Определим *функцию передачи неискажающей цепи*. Используя теорему запаздывания, соотношение (11.32) можем записать в следующем преобразованном виде:

$$F_2(s) = K F_1(s) e^{-st_0} = H(s) F_1(s).$$

Отсюда

$$H(s) = K e^{-st_0}. \quad (11.36)$$

Функция передачи неискажающей цепи представляется трансцендентным выражением комплексной частоты, входящей в показатель экспоненты. Такую функцию невозможно точно реализовать обычной цепью с конечным числом сосредоточенных элементов. Функцию передачи вида (11.36) имеет однородная линия (идеальный кабель), представляющая цепь с распределенными параметрами.

в. При решении в *вещественной частотной области* с помощью преобразования Фурье предполагается, что входной сигнал интегрируем и цепь устойчива. Спектральные функции входного и выходного сигналов можем получить по изображениям (рис. 11.8, з)

$$F_1(j\omega) = F_1(s)|_{s=j\omega}; \quad F_2(j\omega) = F_2(s)|_{s=j\omega}.$$

Отношение спектральных функций или соответствующих бесконечно-малых амплитуд гармоник $F_2(j\omega) d\omega$ и $F_1(j\omega) d\omega$ представ-

ляет функцию передачи или комплексную частотную характеристику цепи

$$H(j\omega) = \frac{F_2(j\omega)}{F_1(j\omega)}.$$

Спектральная функция искомого выходного сигнала

$$F_2(j\omega) = H(j\omega)F_1(j\omega) = |H(j\omega)| |F_1(j\omega)| e^{j[\psi(\omega) + \theta(\omega)]}. \quad (11.37)$$

Модуль спектра искомой реакции равен произведению амплитудно-частотной характеристики цепи и амплитудного спектра входного сигнала, а фаза — сумме фазо-частотной характеристики цепи и фазового спектра входного сигнала.

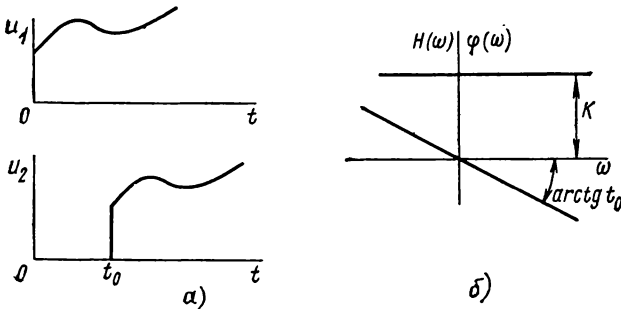


Рис. 11.9

При $F_1(j\omega) = 1$, соответствующем действию единичной импульсной функции,

$$F_2(j\omega) = H(j\omega) = \mathcal{L}[\delta(t)]_{s=j\omega}. \quad (11.38)$$

Комплексная частотная характеристика цепи является спектральной функцией импульсной характеристики. Выражение (11.37), на котором основано аналитическое решение с помощью преобразования Фурье, при $j\omega = s$ получается одинаковым с выражением (11.33) анализа по Лапласу. Последний этап расчета — нахождение функции времени по ее спектру — также получается одинаковым с нахождением обратного преобразования Лапласа: приходится, полагая $j\omega = s$, применять контурное интегрирование или в случае дробно-рационального спектра разложение на простые дроби. Следовательно, точный анализ цепи с помощью преобразований Фурье и Лапласа получается одинаковым.

Но основной смысл применения преобразования Фурье для анализа состоит в возможности относительно простой качественной или приближенной количественной оценки искажений формы сигнала при прохождении через линейные системы. Такие оценки можно сделать простым сравнением частотных характеристик цепи и спектра входного сигнала: в зависимости от того, какая часть спектра пропускается системой, а какая часть искажается, можно приближенно судить о характере и времени установления

переходного процесса, что очень важно при проектировании линейных систем.

Положив в (11.36) $s = j\omega$, получим частотные характеристики неискажающей цепи (рис. 11.9, а, б):

$$|H(j\omega)| = K; \quad \psi(\omega) = -t_0\omega \quad (0 \leq \omega < \infty). \quad (11.39)$$

У неискажающей цепи амплитудная характеристика должна быть постоянной, а фазовая — линейной в бесконечной полосе частот. При этом тангенс угла наклона фазовой характеристики оказывается равной времени запаздывания сигнала.

Частотные характеристики реальных передающих систем всегда отличаются от идеальных: амплитудная характеристика отклоняется от постоянной, а фазовая от линейной. В результате передаваемые сигналы будут искажаться. При этом говорят об амплитудном или фазовом искажении сигнала в зависимости от того, какое из отклонений частотных характеристик от идеальных преобладает в системе.

§ 11.7. ПРОХОЖДЕНИЕ СИГНАЛОВ ЧЕРЕЗ СИСТЕМЫ С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИДЕАЛЬНЫХ ФИЛЬТРОВ

Рассмотрим систему, обладающую характеристиками идеального фильтра нижних частот, которые могут быть записаны в виде

$$H(j\omega) = \begin{cases} e^{-jt_0\omega} & -\omega_c < \omega < \omega_c; \\ 0 & |\omega| > \omega_c. \end{cases} \quad (11.40)$$

В полосе пропускания в пределах частоты среза модуль постоянен и равен единице, а фаза линейна; вне полосы модуль

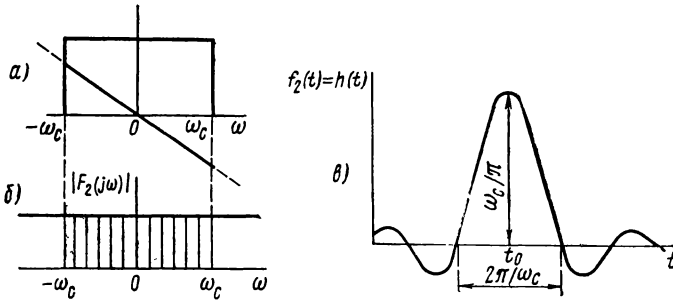


Рис. 11.10

скачком обращается в нуль (рис. 11.10, а). Через такую систему все гармоники спектра с частотами ниже ω_c будут проходить без изменения амплитуд и со сдвигом фаз пропорционально частоте. Гармоники с частотами выше ω_c не будут пропускаться: вся высокочастотная часть спектра полностью отсекается, что должно привести к искажению формы сигнала на выходе. Степень иска-

жения будет определяться долей отсеченной части спектра, зависящей от ширины полосы пропускания и вида спектральной функции.

Рассмотрим сначала действие на входе системы единичной импульсной функции, амплитудный спектр которой равен единице. Из этого постоянного спектра (рис. 11.10, б) отсекаются все составляющие с частотами $|\omega| > \omega_c$ и на выходе получается группа непрерывных частот в пределах $|\omega| < \omega_c$, показанная штриховкой. Выходная реакция, соответствующая этому спектру и представляющая импульсную характеристику, согласно (11.40),

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_c}^{\omega_c} e^{-j\omega t_0} e^{j\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_c}^{\omega_c} e^{-j\omega(t-t_0)} d\omega = \frac{\omega_c}{\pi} \frac{\sin \omega_c(t-t_0)}{\omega_c(t-t_0)}. \quad (11.41)$$

Функция состоит (рис. 11.10, в) в основном из положительного горба высотой ω_c/π , шириной у основания $2\pi/\omega_c$ и примаыкающих к нему колебаний меньшей амплитуды, затухающих по мере удаления от горба. Максимум функции запаздывает на время t_0 , равное угловому коэффициенту фазовой характеристики. Отсечение высокочастотной части спектра привело к тому, что выходная реакция в отличие от входного сигнала стала иметь конечную длительность и конечную амплитуду. С увеличением полосы пропускания ее длительность уменьшается, а амплитуда растет и вид реакции приближается к импульсной функции.

Следует обратить внимание на то, что колебания имеют место и при $t < 0$, т. е. до начала приложения сигнала, что невозможно в физических системах. Это происходит в силу того, что составляющие характеристик (11.40) заданы без учета взаимной связи, которая согласно (10.26) существует между ними.

Если на входе системы действует единичная ступенчатая функция, то из ее амплитудного спектра (рис. 11.11, а) пройдет к выходу без изменения только низкочастотная часть, показанная штриховкой. Получившемуся спектру соответствует напряжение на выходе, представляющее переходную характеристику

$$h_1(t) = \int_{-\infty}^t h(t) dt = \frac{\omega_c}{\pi} \int_{-\infty}^t \frac{\sin \omega_c(t-t_0)}{\omega_c(t-t_0)} dt = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\omega_c(t-t_0)} \frac{\sin x}{x} dx.$$

Этот интеграл можно выразить через табулированный интегральный синус (рис. 11.11, б), который обозначает определенный интеграл вида

$$\text{Si } z = \int_0^z \frac{\sin x}{x} dx.$$

В силу четности подынтегральной функции имеем

$$h_1(t) = \frac{1}{\pi} \left[\int_0^{\infty} \frac{\sin x}{x} dx + \int_0^{\omega_c(t-t_0)} \frac{\sin x}{x} dx \right] = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \text{Si } \omega_c(t-t_0). \quad (11.42)$$

График переходной характеристики, изображенный на рис. 11.11, а, представляет смещенный вверх по оси ординат и вправо по оси времени на $t=t_0$ график интегрального синуса. Установившееся значение $h_1(\infty) = 1$; значение реакции на уровне $0,5 = h_1(t_0)$ запаздывает на время t_0 , равное угловому коэффициенту фазовой характеристики.

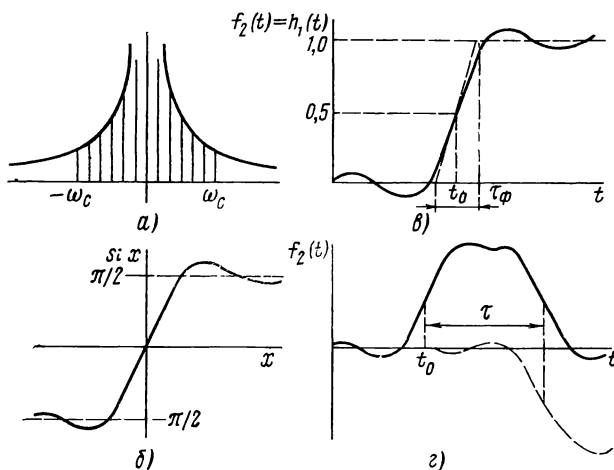


Рис. 11.11

Отсечение всей высокочастотной части спектра, как видим, приводит к конечному времени нарастания (фронта) выходного сигнала и появлению колебаний до начала и после установления фронта. Максимальная крутизна фронта при $t=t_0$, согласно (11.41),

$$h_1'(t_0) = h(t_0) = \omega_c/\pi. \quad (11.43)$$

Если время нарастания напряжения от нуля до единицы с крутизной (11.43) принять за длительность фронта, то

$$\tau_\phi = \pi/\omega_c = 1/2f_c; \quad \omega_c = \pi/\tau_\phi. \quad (11.44)$$

Длительность нарастания сигнала на выходе обратно пропорциональна полосе пропускания: чем меньше эта полоса, тем медленнее нарастает сигнал.

При действии на входе идеального прямоугольного импульса длительностью τ через систему пропускается также только низкочастотная часть спектра. Соответствующую ей временную

функцию можно получить из (11.43) наложением

$$u_2(t) = h_1(t) - h_1(t - \tau) = \frac{1}{\pi} [\text{Si } \omega_c(t - t_0) - \text{Si } \omega_c(t - t_0 - \tau)]. \quad (11.45)$$

Как видно из рис. 11.11, з, при $\tau \geq \tau_\Phi$ нарастание и спад выходного импульса происходят за время τ_Φ (11.44). Минимальная длительность импульса, при которой еще воспроизводится амплитуда входного сигнала,

$$\tau = \tau_\Phi = \pi/\omega_c; \quad \omega_c \tau = \pi. \quad (11.46)$$

Чем меньше длительность импульса, тем шире должна быть полоса пропускания системы. Отсюда следует очень важный для теории связи вывод: более быстрая передача информации короткими импульсами требует увеличения полосы пропускания каналов связи. Но с расширением полосы растет влияние помех, поэтому выбор оптимальной полосы пропускания должен производиться с учетом обоих факторов.

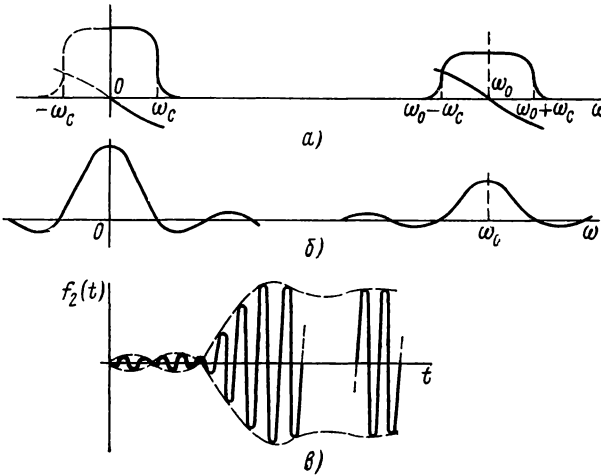


Рис. 11.12

В заключение остановимся на прохождении *модулированных по амплитуде* колебаний через систему с характеристиками полосового фильтра, полученными путем смещения на $\mp \omega_0$ характеристик $H(j\omega)$ фильтра нижних частот (рис. 11.12, а). Полоса пропускания равна удвоенному значению частоты среза фильтра нижних частот: $\Delta\omega = (\omega_0 + \omega_c) - (\omega_0 - \omega_c) = 2\omega_c$.

Если к такой системе приложено синусоидальное колебание с частотой ω_0 и заданной огибающей $f_1(t)$, спектр которого получается также путем смещения на $\mp \omega_0$ спектра огибающей (рис. 11.12, б), то, взяв произведение смещенной характеристики цепи и спектра входного сигнала, получим спектр колебания на выходе с огибающей $f_2(t)$:

$$F_2(j\omega - j\omega_0) = H(j\omega - j\omega_0) F_1(j\omega - j\omega_0). \quad (11.47)$$

При смещении переменной влево на $j\omega_0$ и спектра к началу координат получим соотношение для спектров огибающих

$$F_2(j\omega) = H(j\omega) F_1(j\omega). \quad (11.48)$$

Отсюда следует теорема об огибающей: огибающую колебания на выходе полосового фильтра при действии на входе модулированных колебаний можно определять, рассматривая действие огибающей входного сигнала на фильтр нижних частот, характеристики которого получаются при смещении средней точки симметричных характеристик полосового фильтра к началу координат. Согласно этой теореме, в случае приложения к идеальному полосовому фильтру синусоидальных колебаний с частотой ω_0 и огибающей в виде ступенчатой функции получим на выходе колебания (рис. 11.12, в) с огибающей (11.42), соответствующей действию на идеальный фильтр нижних частот ступенчатого напряжения.

ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКИ И ЧАСТОТНО-ИЗБИРАТЕЛЬНЫЕ ЦЕПИ

§ 12.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Понятие о четырехполюснике — цепи с двумя парами выводов (см. рис. 9.1), с помощью которых она присоединяется к источникам и другим цепям, уже вводилось и применялось. Предполагается, что цепь не имеет начального запаса энергии и не содержит независимых источников напряжения и тока. Четырехполюсник, состоящий из элементов R, L, C, M (M обозначает индуктивно-связанный элемент), является обратимой пассивной

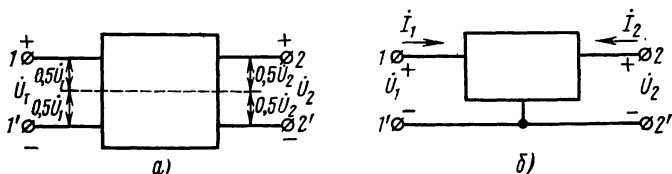


Рис. 12.1

цепью. Если кроме указанных элементов содержатся зависимые источники, то имеем необратимый активный четырехполюсник.

Кратко остановимся на разновидностях четырехполюсников. Симметричными называются четырехполюсники, у которых нельзя отличить пары зажимов входа и выхода путем электрических измерений. Уравновешенными называют четырехполюсники, схемы которых обладают симметрией относительно продольной (горизонтальной) оси (рис. 12.1, а), так что напряжения выводов 1 и $1'$, а также 2 и $2'$ по отношению к средней продольной оси получаются одинаковыми по величине и обратными по знаку.

Если выводы $1'$ и $2'$ на входе и выходе четырехполюсника соединены между собой, то получится широко распространенная разновидность неуравновешенного четырехполюсника, называемая трехполюсником (рис. 12.1, б). Большинство практически важных четырехполюсников относится к этому виду, допускающему заземление общего для входа и выхода вывода.

В теории четырехполюсников рассматриваются токи и напряжения только пары входов: входа 1 : $U_1 = U_1(s)$, $I_1 = I_1(s)$, и входа 2 : $U_2 = U_2(s)$, $I_2 = I_2(s)$.

Если задается конкретная четырехполюсная цепь, то напряжения и токи всех внутренних узлов, ветвей или контуров исключают и оставляют указанные четыре переменные входов. Соотношения, связывающие эти переменные, называются уравне-

ниями четырехполюсника, а коэффициенты при переменных — его параметрами. Уравнения четырехполюсника относительно переменных U_1, I_1 , и U_2, I_2 записывают, принимая любые две из них за заданные независимые переменные, а две остальные — за зависимые переменные, которые выражаются через первую пару. Число таких систем уравнений равно шести — числу сочетаний из четырех элементов по два. Каждая из шести систем уравнений и соответствующая ей каждая из шести систем параметров полностью определяет поведение четырехполюсника по отношению к внешним выводам. Так как все системы уравнений описывают один и тот же четырехполюсник, то любую из них можно получить из другой системы линейным преобразованием. Соответственно и любую систему параметров можно выразить через каждую из остальных систем.

Следует отметить, что для каждой системы параметров имеется своя подходящая область применения, определяемая структурой цепи, значениями элементов и способами соединений ее выводов с внешней цепью.

Главные характеристики четырехполюсника — функции передачи и входные функции — выражаются через параметры цепи. Следовательно, в теории четырехполюсников исследуются общие свойства цепи по отношению к выводам независимо от конкретного вида ее схемы.

§ 12.2. УРАВНЕНИЯ ЧЕРЕЗ ПАРАМЕТРЫ СОПРОТИВЛЕНИЙ И ПРОВОДИМОСТЕЙ

В § 9М были приведены две взаимнообратные системы параметров: сопротивлений холостого хода (разрыва) и проводимостей короткого замыкания:

$$z = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{bmatrix}; \quad y = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix}. \quad (12.1)$$

Здесь z_{ik} ($i, k = 1, 2$) — передаточные и входные ($i = k$) сопротивления цепи при разомкнутых противоположных выводах; y_{ik} — передаточные и входные ($i = k$) проводимости цепи при короткозамкнутых противоположных выводах.

z -параметры входят в уравнения, выражающие напряжения входов от токов входов, — суммируя по принципу наложения напряжения от действия каждого тока, имеем

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix} = z \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}. \quad (12.2)$$

y -параметры входят в уравнения, выражающие токи входов от напряжений входов, — суммирование токов от действия каждого напряжения дает

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = y \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix}. \quad (12.3)$$

Уравнения (12.2) и (12.3), а также параметры z и y — дуальны. Обе системы параметров взаимнообратны: $z = y^{-1}$, $y = z^{-1}$. Эта связь в развернутом виде приведена в табл. 12.1.

Для симметричных четырехполосников:

$$z_{11} = z_{22}; \quad y_{11} = y_{22}. \quad (12.4)$$

Для обратимых цепей: $z_{12} = z_{21}$; $y_{12} = y_{21}$.

Приведенные параметры удобно применять при последовательном и параллельном соединении четырехполосников.

Параллельное соединение. При параллельном соединении входные и выходные выводы составляющих четырехполосников соединяются параллельно (рис. 12.2).

Напряжения обоих четырехполосников одинаковы, и их уравнения через параметры проводимостей имеют вид:

$$\begin{bmatrix} I_1^{(1)} \\ I_2^{(1)} \end{bmatrix} = y^{(1)} \cdot \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix};$$

$$\begin{bmatrix} I_1^{(2)} \\ I_2^{(2)} \end{bmatrix} = y^{(2)} \cdot \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix}.$$

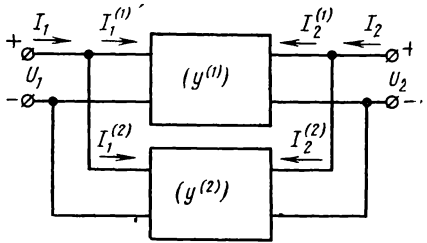


Рис. 12.2

Положим, что при параллельном соединении параметры и уравнения составляющих четырехполосников не изменяются, т. е. выполнено так называемое условие регулярности; тогда для результирующих токов на входе и выходе имеем: $I_1 = I_1^{(1)} + I_1^{(2)}$; $I_2 = I_2^{(1)} + I_2^{(2)}$.

Суммирование уравнений обоих четырехполосников дает

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = (y^{(1)} + y^{(2)}) \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix}.$$

Следовательно, при параллельном соединении четырехполосников матрица проводимостей равна сумме матриц проводимостей составляющих четырехполосников:

$$y = y^{(1)} + y^{(2)} + \dots + y^{(n)}. \quad (12.5)$$

Применение этой формулы допустимо только для соединений, не нарушающих условий регулярности.

На рис. 12.3 дан пример параллельного соединения двух простых четырехполосников: уравновешенного и неуравновешенного. Из схемы видно, что ветвь 2 верхнего четырехполосника замыкается накоротко так, что его параметры и, следовательно, соотношения между напряжениями и токами изменяются при соединении — условие регулярности не выполняется и формулу (12.5) нельзя применять. Нетрудно убедиться, что при параллельном соединении любых трехполосников условие регулярности всегда выполняется.

Таблица 12.1

z	z_{11} z_{12} z_{21} z_{22}	$\frac{y_{22}}{ y }$ $-\frac{y_{21}}{ y }$ $\frac{y_{11}}{ y }$ $-\frac{y_{12}}{ y }$	$\frac{a_{11}}{a_{21}}$ 1 $\frac{a_{22}}{a_{31}}$ $\frac{a_{12}}{a_{31}}$	$\frac{ a }{a_{21}}$ $\frac{a_{22}}{a_{31}}$	$\frac{ h }{h_{22}}$ $\frac{h_{21}}{h_{22}}$ 1 $\frac{1}{h_{22}}$	$\frac{1}{g_{11}}$ $\frac{g_{12}}{g_{11}}$ $\frac{g_{21}}{g_{11}}$ $\frac{ g }{g_{11}}$
y	$\frac{z_{22}}{ z }$ $-\frac{z_{21}}{ z }$ $\frac{z_{11}}{ z }$ $-\frac{z_{12}}{ z }$	y_{11} y_{21} y_{12} y_{22}	$\frac{a_{22}}{a_{12}}$ $-\frac{1}{a_{12}}$ $\frac{a_{11}}{a_{12}}$ $\frac{a_{12}}{a_{12}}$	$-\frac{ a }{a_{12}}$	1 $-\frac{h_{12}}{h_{11}}$ $\frac{ h }{h_{21}}$ $\frac{1}{h_{21}}$	$\frac{ g }{g_{22}}$ $\frac{g_{12}}{g_{22}}$ $-\frac{g_{21}}{g_{22}}$ $\frac{1}{g_{22}}$
a	$\frac{z_{11}}{z_{21}}$ 1 $\frac{z_{22}}{z_{21}}$ $\frac{z_{12}}{z_{21}}$	$-\frac{y_{22}}{y_{21}}$ $-\frac{ y }{y_{21}}$ $-\frac{1}{y_{21}}$ $\frac{-y_{11}}{y_{21}}$	a_{11} a_{21}	a_{12} a_{22}	$-\frac{ h }{h_{21}}$ $\frac{-h_{22}}{h_{21}}$ $-\frac{1}{h_{21}}$ $\frac{-h_{11}}{h_{21}}$	1 $\frac{g_{22}}{g_{21}}$ $\frac{g_{11}}{g_{21}}$ $\frac{ g }{g_{21}}$
h	$\frac{ z }{z_{22}}$ $\frac{z_{13}}{z_{22}}$ 1 $\frac{-z_{21}}{z_{22}}$	1 $\frac{-y_{12}}{y_{11}}$ $\frac{ y }{y_{11}}$ $\frac{ y }{y_{11}}$	$\frac{a_{12}}{a_{22}}$ $-\frac{1}{a_{22}}$ $\frac{a_{12}}{a_{22}}$ $\frac{a_{12}}{a_{22}}$	$\frac{ a }{a_{22}}$	h_{11} h_{21} h_{12} h_{22}	$\frac{g_{22}}{ g }$ $-\frac{g_{21}}{ g }$ $-\frac{g_{11}}{ g }$ $\frac{ g }{g_{21}}$
g	1 $\frac{z_{11}}{z_{21}}$ $\frac{z_{21}}{z_{11}}$ $\frac{-z_{12}}{z_{11}}$	$\frac{ y }{y_{22}}$ $\frac{y_{12}}{y_{22}}$ 1 $\frac{-y_{21}}{y_{22}}$	$\frac{a_{12}}{a_{11}}$ 1 $\frac{a_{12}}{a_{11}}$ $-\frac{a}{a_{11}}$	$-\frac{a}{a_{11}}$	$\frac{h_{22}}{ h }$ $-\frac{h_{21}}{ h }$ $\frac{h_{11}}{ h }$ $-\frac{h}{ h }$	g_{11} g_{21} g_{12} g_{22}

Последовательное соединение. При последовательном соединении входные и выходные выводы четырехполюсников соединяются последовательно (рис. 12.4).

Ввиду равенства токов обоих четырехполюсников уравнения через параметры сопротивлений можно записать в виде:

$$\begin{bmatrix} U_1^{(1)} \\ U_2^{(1)} \end{bmatrix} = z^{(1)} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}; \quad \begin{bmatrix} U_1^{(2)} \\ U_2^{(2)} \end{bmatrix} = z^{(2)} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}.$$

Полагая, что соединение регулярно, т. е. не изменяет параметров и уравнений составляющих четырехполюсников, для ре-

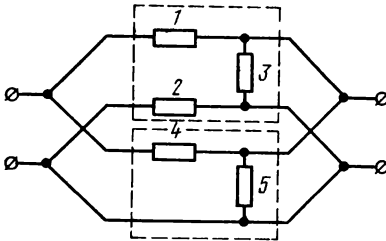


Рис. 12.3

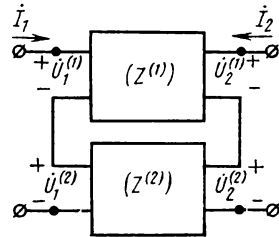


Рис. 12.4

зультирующих напряжений на входе и выходе имеем:

$$U_1 = U_1^{(1)} + U_1^{(2)}; \quad U_2 = U_2^{(1)} + U_2^{(2)}.$$

Сложив уравнения обоих четырехполюсников, получим

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix} = (z^{(1)} + z^{(2)}) \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}.$$

При последовательном соединении четырехполюсников матрица сопротивлений равна сумме матриц сопротивлений составляющих четырехполюсников:

$$z = z^{(1)} + z^{(2)} + \dots + z^{(n)}. \quad (12.6)$$

Применение этой формулы требует также соблюдения условия регулярности.

Определим в качестве примеров z - и y -параметры некоторых четырехполюсных структур.

Четырехполюсник T-образной структуры (рис. 12.5, а). При подключении к входу 1 (2) источника тока с током 1 А при разомкнутых выводах входа 2 (1) напряжения на входах 1 (2) и 2 (1) будут численно равны параметрам — сопротивлениям z_{11} и z_{21} (z_{22} и z_{12}). Поэтому непосредственно из схемы получаем:

$$z_{11} = Z_1 + Z_3; \quad z_{21} = z_{12} = Z_3; \quad z_{22} = Z_2 + Z_3. \quad (12.7)$$

Используя табл. 12.1, для параметров — проводимостей имеем:

$$y_{11} = \frac{Z_2 + Z_3}{|z|}; \quad y_{21} = y_{12} = \frac{-Z_3}{|z|}; \quad y_{22} = \frac{Z_1 + Z_3}{|z|}, \quad (12.8)$$

где $|z| = Z_1 Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3$ — определитель матрицы.

В частном случае $Z_1 = Z_2 = 0$, когда схема состоит только из поперечной ветви $z_{11} = z_{22} = z_{21} = z_{12} = Z_3$. Но в этом случае определитель матрицы равен нулю, так что у четырехполюсника в виде одной поперечной ветви y -параметры не существуют.

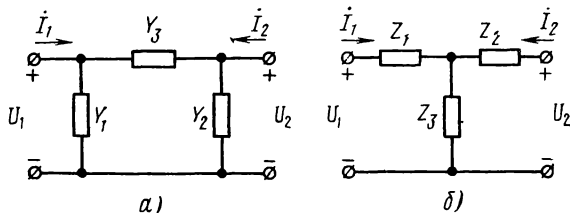


Рис. 12.5

Четырехполюсник П-образной структуры (рис. 12.5, б). При подключении к входу 1 (2) источника напряжения с напряжением 1 В при короткозамкнутом входе 2. (I) токи входов 1 (2) и 2 (1) численно равны параметрам y_{11} и y_{21} (y_{22} и y_{12}). Поэтому непосредственно из схемы имеем:

$$y_{11} = Y_1 + Y_3; \quad y_{21} = y_{12} = -Y_3; \quad y_{22} = Y_2 + Y_3. \quad (12.9)$$

Поскольку Т- и П-структуры и соотношения (12.7) и (12.9) дуальны, выражения z -параметров для П-образной схемы будут дуальны (12.8).

В частном случае $Y_1 = Y_2 = 0$, когда схема состоит только из продольной ветви: $y_{11} = y_{22} = -y_{21} = Y_3$. Но в этом случае определитель матрицы параметров равен нулю и z -параметры не существуют.

Низкочастотная Т-схема транзистора (см. рис. 9.11, в). При включении схемы с общим эмиттером действие единичного тока на входе 1 при $i_2 = 0$ дает численные значения: $i_3 = -1$; $u_6 = r_3$; $u_1 = r_3 + r_6$; $u_2 = u_6 + u_k = r_3 - \alpha r_k$. Действие единичного тока на входе 2 ($i_1 = 0$) дает: $i_3 = -1$; $u_6 = r_3$; $u_1 = u_6 + u_k = r_3 + r_k(1 - \alpha)$. Из приведенных данных получаем следующую матрицу z -параметров ($r_k(1 - \alpha) \gg r_3$):

$$z_T = \begin{bmatrix} r_6 + r_3 & r_3 \\ -\alpha r_3 & r_k(1 - \alpha) \end{bmatrix}. \quad (12.10)$$

С помощью табл. 12.1 для соответствующей матрицы y -параметров имеем

$$y_T = \frac{1}{|z|} \begin{bmatrix} r_k(1 - \alpha) & -r_3 \\ \alpha r_3 & r_6 + r_3 \end{bmatrix}, \quad (12.11)$$

где $|z| \approx r_k[r_3 + r_6(1 - \alpha)]$.

Параллельное соединение трехполюсников. Соединяя параллельно приведенные схемы, можно получить трехполюсники более сложной структуры, параметры которых определяются по (12.5). Если соединить параллельно П-образный трехполюсник и триод, то с учетом (9.55) и (12.9) имеем

$$y = \begin{bmatrix} Y_1 + Y_3 & -Y_3 \\ -Y_3 + S & Y_2 + Y_3 + g_a \end{bmatrix}. \quad (12.12)$$

§ 12.3. УРАВНЕНИЯ ЧЕРЕЗ ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕДАЧИ

Выразим напряжение и ток на входе через напряжение и ток на выходе из рассмотренных уравнений, например (12.3):

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= -\frac{y_{22}}{y_{21}} U_2 + \frac{1}{y_{21}} I_2 = a_{11} U_2 + a_{12} (-I_2); \\ I_1 &= -\frac{|y|}{y_{21}} U_2 + \frac{y_{11}}{y_{21}} I_2 = a_{21} U_2 + a_{22} (-I_2). \end{aligned} \right\} \quad (12.13)$$

Здесь параметры передачи выражены через параметры проводимостей:

$$\begin{aligned} a_{11} &= -y_{22}/y_{21}; & a_{12} &= -1/y_{21}; \\ a_{21} &= \frac{-|y|}{y_{21}}; & a_{22} &= -y_{11}/y_{21}, \end{aligned} \quad (12.14)$$

где $|y| = y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21}$.

С помощью этих соотношений можно показать, что в обратимых цепях определитель системы (12.13)

$$a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} = 1. \quad (12.15)$$

В случае симметричных четырехполюсников, когда $y_{11} = y_{22}$, дополнительно имеем $a_{11} = a_{22}$.

Смысл параметров легко установить, рассматривая режимы разрыва (холостого хода) и короткого замыкания выходных зажимов:

$a_{11} = \frac{U_1}{U_2} \Big|_{I_2=0}$ — отношение изображений напряжений на входе и разомкнутом выходе;

$a_{12} = \frac{U_1}{-I_2} \Big|_{U_2=0}$ — величина, обратная передаточной проводимости короткого замыкания выхода;

$a_{21} = \frac{I_1}{U_2} \Big|_{I_2=0}$ — величина, обратная передаточному сопротивлению разрыва выхода;

$a_{22} = \frac{I_1}{-I_2} \Big|_{U_2=0}$ — отношение изображений токов на входе и короткозамкнутом выходе.

В режиме разрыва выводов выхода ($I_2 = 0$) величины на входе называются напряжением и током холостого хода:

$$U_{10} = a_{11} U_2; \quad I_{10} = a_{21} U_2, \quad (12.16)$$

а в режиме короткого замыкания ($U_2 = 0$) — напряжением и током короткого замыкания:

$$U_{1к} = a_{12}(-I_2); \quad I_{1к} = a_{22}(-I_2). \quad (12.17)$$

С учетом этих величин систему (12.13) можно рассматривать как наложение режимов холостого хода и короткого замыкания:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= U_{10} + U_{1к}; \\ I_1 &= I_{10} + I_{к}. \end{aligned} \right\} \quad (12.18)$$

Вводя матрицу параметров передачи

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \quad (12.19)$$

и столбцовые матрицы величин на входе и выходе, систему (12.13) можно записать в виде

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \mathbf{a} \cdot \begin{bmatrix} U_2 \\ -I_2 \end{bmatrix}. \quad (12.20)$$

Решение системы (12.13) относительно напряжения и тока на выходе при учете (12.15) дает уравнения четырехполюсника через параметры передачи сигнала справа налево:

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= a_{22}U_1 + a_{12}(-I_1) = b_{11}U_1 + b_{12}(-I_1); \\ I_2 &= a_{21}U_1 + a_{11}(-I_1) = b_{21}U_1 + b_{22}(-I_1). \end{aligned} \right\} \quad (12.21)$$

Здесь параметры $b_{11} = a_{22}$; $b_{12} = a_{12}$; $b_{21} = a_{21}$; $b_{22} = a_{11}$.

Определитель обратимой системы (12.21) $b_{11}b_{22} - b_{21}b_{12} = 1$ и условие симметрии $b_{11} = b_{22}$.

При каскадном соединении, наиболее часто встречающемся, выходные выводы одного четырехполюсника соединяются с входными выводами другого (рис. 12.6). В месте соединения напряжения и токи равны. Поэтому уравнения через параметры передачи двух четырехполюсников

(направление выходного тока изменено) можно записать в виде:

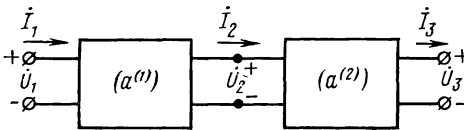


Рис. 12.6

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = a^{(1)} \begin{bmatrix} U_2 \\ I_2 \end{bmatrix};$$

$$\begin{bmatrix} U_2 \\ I_2 \end{bmatrix} = a^{(2)} \begin{bmatrix} U_3 \\ I_3 \end{bmatrix}.$$

Производя подстановку, исключаем переменные в месте соединения и получаем уравнения результирующего четырехполюсника:

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \mathbf{a}^{(1)} \cdot \mathbf{a}^{(2)} \begin{bmatrix} U_3 \\ I_3 \end{bmatrix}.$$

Как видим, матрицы параметров передачи перемножаются. Следовательно, матрица параметров передачи четырехполюсника, полученного путем каскадного соединения, равна произведению матриц передачи составляющих четырехполюсников.

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}^{(1)} \cdot \mathbf{a}^{(2)} \dots \mathbf{a}^{(n)}. \quad (12.22)$$

В качестве примеров определим параметры передачи некоторых структур четырехполюсников.

1. Для четырехполюсника, состоящего только из одной *продольной ветви* Z : $U_1 = U_2 + ZI_2$; $I_1 = -I_2$, так что

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (12.23)$$

2. Для четырехполюсника, состоящего из одной *поперечной ветви* Y : $U_1 = U_2$; $I_1 = YU_2 - I_2$, так что

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ Y & 1 \end{bmatrix}. \quad (12.24)$$

3. Т-образный четырехполюсник (см. рис. 12.5, а) можно рассматривать как каскадное соединение структур: 1; 2; 1. Согласно (12.22),

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} 1 & Z_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ Y_3 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & Z_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + Z_1 Y_3 & Z_1 + Z_2 + Z_1 Z_2 Y_3 \\ Y_3 & 1 + Z_2 Y_3 \end{bmatrix}. \quad (12.25)$$

4. Запишем параметры передачи некоторых идеальных четырехполюсных преобразователей сопротивления, приведенных в § 9.9.

Конверторы отрицательного сопротивления КОСТ и КОСН:

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}; \quad \mathbf{a} = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Гиратор

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} 0 & G^{-1} \\ G & 0 \end{bmatrix}.$$

Идеальный трансформатор, согласно (9.63) и (9.65), не имеет z - и y -параметров; его матрица передачи

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} n & 0 \\ 0 & 1/n \end{bmatrix}.$$

§ 12.4. УРАВНЕНИЯ ЧЕРЕЗ СМЕШАННЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Оставшиеся две системы уравнений выражают смешанные переменные: по размерности и по индексу. Напряжение на входе и ток на выходе можно выразить системой

$$\begin{aligned} U_1 &= h_{11}I_1 + h_{12}U_2; \\ I_2 &= h_{21}I_1 + h_{22}U_2. \end{aligned} \quad (12.26)$$

Легко убедиться, что $h_{11} = 1/y_{11}$; $h_{22} = 1/z_{22}$; кроме того,

$$h_{12} = \left. \frac{U_1}{U_2} \right|_{I_1=0}; \quad h_{21} = \left. \frac{I_2}{I_1} \right|_{U_2=0}.$$

Можно показать, что для обратимых цепей $h_{12} = -h_{21}$.

Ток на входе и напряжение на выходе выражаются системой

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= g_{11}U_1 + g_{12}I_2; \\ U_2 &= g_{21}U_1 + g_{22}I_2. \end{aligned} \right\} \quad (12.27)$$

Также нетрудно выяснить, что $g_{11} = 1/z_{11}$; $g_{22} = 1/z_{22}$ и

$$g_{12} = \left. \frac{I_1}{I_2} \right|_{U_1=0}; \quad g_{21} = \left. \frac{U_2}{U_1} \right|_{I_2=0}.$$

Для обратимых цепей $g_{12} = -g_{21}$ и для симметричных четырехполосников имеет место связь: $h_{11} = g_{22}$; $g_{11} = h_{22}$.

Наиболее важными для активных элементов параметрами являются: функция передачи токов при короткозамкнутом выходе h_{21} и функция передачи напряжений при разомкнутом выходе g_{21} .

При последовательно-параллельном соединении четырехполосников, когда выводы входа 1 соединяются последовательно, выводы входа 2 — параллельно, удобно применять h -параметры, а параметры g — при параллельно-последовательном соединении. При указанных соединениях матрицы h - и g -параметров составляющих цепей суммируются, если не нарушается условие регулярности.

В качестве примеров с помощью табл. 12.1 получим матрицы низкочастотных параметров активных элементов.

1. Для триода на основе (9.55) имеем

$$g = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ -\mu & r_a \end{bmatrix}.$$

2. Для транзистора с общим эмиттером на основе (12.10)

$$h = \begin{bmatrix} r_6 + \frac{r_э}{1-\alpha} & \frac{r_э}{r_k(1-\alpha)} \\ \frac{\alpha}{1-\alpha} & \frac{1}{r_k(1-\alpha)} \end{bmatrix}.$$

В заключение отметим, что каждое из рассмотренных соединений четырехполосников сопровождается операцией над матрицей параметров соответствующего вида — для каждой схемы соединения имеется один тип матрицы, приводящий к простейшей алгебраической операции.

Анализ сложных цепей можно производить путем разбиения схемы на ряд более простых схем, имеющих структуру четырехполюсников, так что схему можно представлять как различным образом соединенные между собой составляющие четырехполюсники. На рис. 12.7 приведен пример возможного разбиения заданной цепи.

Среднюю часть можно представить как параллельное соединение Т-образного четырехполюсника из ветвей 3—4—5 и четырехполюсника из одной продольной ветви 6. Получившийся четырехполюсник соединяется каскадно с двумя Г-образными четырехполюсниками, расположенными слева (из ветвей 1—2) и справа (из ветвей 7—8). Очевидно, разбиение можно производить различным образом.

Если вид заданных матриц составляющих четырехполюсников отличается от вида, удобного для рассматриваемого соединения, то необходимо произвести соответствующее преобразование матриц. Таким образом, расчет цепей с помощью метода четырехполюсника требует многократного перехода от одной системы параметров к другой, который можно выполнять с помощью табл. 12.1. При этом нужно иметь также таблицы параметров типовых структур четырехполюсников.

§ 12.5. ФУНКЦИИ ПЕРЕДАЧИ И ФУНКЦИИ ВХОДНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НАГРУЖЕННЫХ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ

Обычно четырехполюсные цепи служат для передачи сигналов в виде электрического напряжения или тока от источника к приемнику (нагрузке). Нагрузка может быть представлена в виде

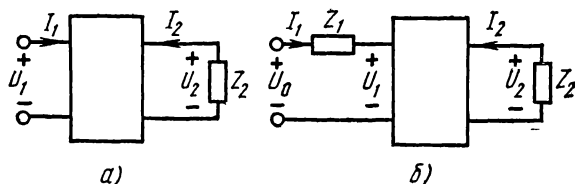


Рис. 12.8

пассивной двухполюсной цепи с заданным входным сопротивлением $Z_2 = 1/Y_2$, подключаемой к выходу четырехполюсника (рис. 12.8, а).

При наличии нагрузочного сопротивления напряжение и ток на выходе связаны между собой соотношениями:

$$U_2 = -Z_2 I_2; \quad I_2 = -Y_2 U_2. \quad (12.28)$$

Найдем выражения функций передачи через параметры четырехполюсника и сопротивление нагрузки. Функцию передачи напряжений получим, если в первом уравнении через параметры передачи системы (12.13) или втором уравнении через пара-

метры проводимостей системы (12.3) заменим ток выхода согласно (12.28):

$$H_U = \frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{a_{11} + a_{12}Y_2} = \frac{-y_{21}}{y_{22} + Y_2}. \quad (12.29)$$

Аналогично, заменяя напряжение выхода согласно (12.28) во втором уравнении системы (12.13) или во втором уравнении системы (12.2), получим функцию передачи токов

$$H_I = \frac{1}{a_{22} + a_{21}Z_2} = \frac{-z_{21}}{z_{22} + Z_2}. \quad (12.30)$$

Как видим, функции передачи определяются только двумя параметрами четырехполюсника.

Если интересуются током или напряжением на выходе четырехполюсника, то следует определять входную проводимость или входное сопротивление. Используя связь (12.28) между током и напряжением на выходе и взяв отношение первого и второго уравнений системы (12.13), находим выражение входного сопротивления через параметры передачи:

$$Z = \frac{U_1}{I_1} = \frac{a_{11} + a_{12}Y_2}{a_{21} + a_{22}Y_2} = \frac{a_{11}Z_2 + a_{12}}{a_{21}Z_2 + a_{22}}. \quad (12.31)$$

В частных случаях короткого замыкания ($Z_2 = 0$) и разрыва ($Y_2 = 0$) выхода четырехполюсника получаем входное сопротивление и входную проводимость:

$$Z_x = z_{11} = a_{11}/a_{21}; \quad Y_k = y_{11} = a_{22}/a_{12}. \quad (12.32)$$

Иногда при использовании четырехполюсника необходимо учитывать внутреннее сопротивление источника, которое включается последовательно к выводу входа I (рис. 12.8, б). В дополнение к условию (12.28) на выходе здесь имеем также условие на входе $U_1 = U_0 - Z_1 I_1$.

Для получения выражений входной функции и функции передачи всей цепи из уравнений четырехполюсника следует исключить переменные его входа, а также ток или напряжение выхода. Взяв за основу уравнения через z -параметры, получим:

$$H_U = \frac{U_2}{U_1} = \frac{z_{21}Z_2}{(z_{11} + Z_1)(z_{22} + Z_2) - z_{12}z_{21}}; \quad Z = \frac{U_1}{I_1} = Z_1 + z_{11} - \frac{z_{12}z_{21}}{z_{22} + Z_2}.$$

Как было установлено в гл. 8, функция цепи из конечного числа сосредоточенных элементов является рациональной дробью от комплексной частоты

$$H(s) = K \frac{M(s)}{N(s)} = K \frac{s^m + a_{m-1}s^{m-1} + \dots + a_1s + a_0}{(s-s_1)(s-s_2)\dots(s-s_n)}, \quad (12.33)$$

где s_k — полюсы функции цепи или частоты собственных колебаний цепи.

Вид рациональных дробей имеют также все рассмотренные параметры четырехполюсника.

§ 12.6. РАСЧЕТ ФИЛЬТРОВ ПО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИМ ПАРАМЕТРАМ

К линейным электрическим цепям относятся частотно-избирательные цепи, называемые электрическими фильтрами, которые служат для выделения полезных сигналов на фоне различных помех и используются при обработке информации. Назначение электрического фильтра состоит в пропускании без затухания или с малым затуханием составляющих сложного сигнала, частоты которых лежат в заданном диапазоне частот, называемом полосой пропускания, и с большим затуханием составляющих с частотами в полосе задержки. Граничную частоту ω_c между полосой пропускания и полосой задержки называют частотой среза. На рис. 12.9 показаны распределения полос пропускания и задержки (заштрихованы) на оси частот четырех основных типов фильтров: *нижних частот* — с полосой пропускания в диапазоне $0 < \omega < \omega_c$ (рис. 12.9, а);

верхних частот с полосой пропускания $\omega > \omega_c$ (рис. 12.9, б); *полосно-пропускающего* фильтра с полосой пропускания в диапазоне $\omega_{c1} < \omega < \omega_{c2}$ (рис. 12.9, в) и *полосно-задерживающего* фильтра с полосой задержки в диапазоне $0 < \omega_{c1} < \omega < \omega_{c2}$ (рис. 12.9, г). Применяются также фильтры с несколькими чередующимися полосами пропускания и задержки.

На рис. 12.9, д, е в качестве примера приведены типичные амплитудные характеристики фильтра нижних частот — в обычном линейном масштабе по оси ординат и логарифмическом масштабе. Пунктиром изображены идеальные характеристики, которые невозможно получить при конечном числе элементов цепи.

Для обеспечения четкого разделения составляющих сигнала различных частот необходимо иметь достаточную крутизну нарастания затухания (или спада амплитудной характеристики) вблизи частоты среза, большое затухание в полосе задержки и по возможности минимальное затухание в полосе пропускания.

Для обеспечения четкого разделения составляющих сигнала различных частот необходимо иметь достаточную крутизну нарастания затухания (или спада амплитудной характеристики) вблизи частоты среза, большое затухание в полосе задержки и по возможности минимальное затухание в полосе пропускания.

Наиболее широкое применение находят пассивные фильтры из L -, C -элементов и активные фильтры из R -, C -элементов и транзисторов. Выбор оптимальных структуры, числа и значений элементов фильтра представляет сложную инженерную задачу, которая решается методами синтеза и оптимизации цепей. Рассмотрим сущность простого классического метода расчета фильтров из реактивных элементов по характеристическим параметрам.

Для симметричных четырехполюсников, определяемых двумя параметрами, вводятся два характеристических параметра: харак-

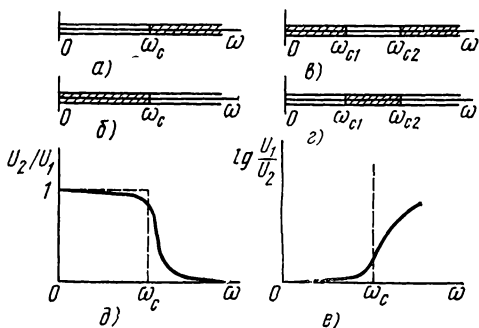


Рис. 12.9

теристическое сопротивление Z_c , определяющее входное сопротивление, и характеристическая постоянная передачи γ , определяющая передаточные свойства в характеристическом режиме.

Характеристическое сопротивление представляет такое комплексное сопротивление, при включении которого в качестве нагрузки входное сопротивление четырехполюсника становится равным нагрузочному сопротивлению: $Z = Z_c$ (рис. 12.10, а).

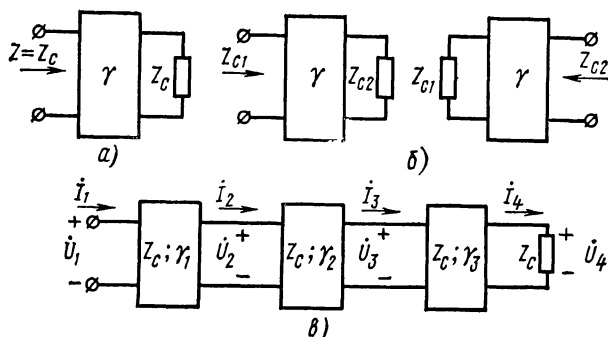


Рис. 12.10

В соответствии с этим определением, полагая в (12.31) $Z_2 = Z_c$ и $a_{11} = a_{22}$ (симметричный четырехполюсник), получаем уравнение

$$Z = Z_c = \frac{a_{11}Z_c + a_{12}}{a_{21}Z_c + a_{11}}.$$

Отсюда найдем выражение для Z_c через параметры передачи:

$$Z_c = \sqrt{a_{12}/a_{21}} = \sqrt{z_{11}/y_{11}}. \quad (12.34)$$

Из равенства (12.34), написанного с учетом соотношений (12.32), заключаем, что характеристическое сопротивление равно среднему геометрическому из сопротивлений короткого замыкания и холостого хода.

Характеристическая постоянная передачи $\gamma = \alpha + j\beta$ определяется функцией передачи четырехполюсника в режиме характеристической нагрузки; величина, обратная функции передачи напряжений или токов, при $Z_2 = Z_c$ принимается равной

$$\frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} = \frac{U_1}{U_2} e^{j(\alpha_1 - \alpha_2)} = e^{\alpha} e^{j\beta} = e^{\gamma}. \quad (12.35)$$

Постоянная передачи представляет логарифм натуральный от отношения комплексов напряжений (токов) на входе и выходе четырехполюсника

$$\gamma = \alpha + j\beta = \ln \frac{U_1}{U_2} + j(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (12.36)$$

Ее вещественная составляющая — характеристическое затухание α — представляет измеренное в логарифмическом масштабе

отношение модулей напряжений (токов) на входе и выходе четырехполюсника, а мнимая составляющая $\beta = \alpha_1 - \alpha_2$ равна углу сдвига фазы между выходным и входным напряжениями (токами).

Затухание измеряют в неперах: 1 Нп соответствует уменьшению напряжения на выходе в $e = 2,72$ раза, 2 Нп — e^2 раз. Затухание измеряют также в децибелах (дБ): $\alpha = 20 \lg \frac{U_1}{U_2}$ [дБ].

Уменьшению напряжения на выходе в 10 раз соответствует 20 дБ, в 100 раз — 40 дБ. Если величины напряжений (токов) на входе и выходе одинаковы ($U_1 = U_2$), то затухание равно нулю.

Полагая в (12.29) и (12.30) проводимость нагрузки $Y_2 = 1/Z_c$, при учете (12.34) для симметричного четырехполюсника ($a_{11} = a_{22}$) в характеристическом режиме имеем

$$\dot{U}_1 \dot{U}_2 = a_{11} + \sqrt{a_{12} a_{21}} = I_1 / I_2 = e^\gamma. \quad (12.37)$$

Постоянная передачи симметричного четырехполюсника для напряжений и токов одинакова и равна

$$\gamma = \ln(a_{11} + \sqrt{a_{12} a_{21}}). \quad (12.38)$$

Характеристическое сопротивление и постоянная передачи полностью определяют поведение симметричного четырехполюсника в режиме характеристической нагрузки, когда сопротивление нагрузки и входное сопротивление четырехполюсника равны: $Z = Z_2 = Z_c$.

Рассмотрим теперь каскадное соединение симметричных четырехполюсников в режиме характеристической нагрузки (рис. 12.10, в). Так как входное сопротивление каждого четырехполюсника, равное Z_c , является нагрузочным для предыдущего, то все четырехполюсники находятся в одинаковом режиме, если только к выходу крайнего справа четырехполюсника присоединено сопротивление Z_c . В результате получаем согласованное соединение, когда режим любого звена цепи не зависит от присоединения других звеньев. При таком соединении получаются очень простые соотношения для результирующей постоянной передачи всей цепи. Если для составных звеньев постоянные передачи

$$\gamma_1 = \ln \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2}; \quad \gamma_2 = \ln \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_3},$$

то постоянная передачи для всей схемы

$$\gamma = \ln \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_{n+1}} = \ln \left[\frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} \cdot \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_3} \dots \frac{\dot{U}_n}{\dot{U}_{n+1}} \right] = \gamma_1 + \gamma_2 + \dots + \gamma_n. \quad (12.39)$$

Затухание и фаза равны суммам затуханий и фаз отдельных звеньев.

В случае несимметричных четырехполюсников необходимо вводить три характеристических параметра: два характеристических сопротивления Z_{c1} и Z_{c2} и постоянную передачи. Оба сопротивления удовлетворяют следующим условиям

(рис. 12.10, б): если к выходу четырехполюсника присоединить сопротивление Z_{c2} , то его входное сопротивление равно Z_{c1} ; если же к входу присоединить сопротивление Z_{c1} , то входное сопротивление справа, называемое выходным, равно Z_{c2} .

Выражения этих сопротивлений имеют вид:

$$Z_{c1} = \sqrt{\frac{a_{11}a_{12}}{a_{21}a_{22}}}; \quad Z_{c2} = \sqrt{\frac{a_{12}a_{22}}{a_{11}a_{21}}}. \quad (12.40)$$

Постоянная передачи получает также более сложный вид

$$\gamma = \ln(\sqrt{a_{11}a_{22}} + \sqrt{a_{12}a_{21}}). \quad (12.41)$$

При встречном каскадном соединении двух одинаковых несимметричных четырехполюсников (выход первого четырехполюсника соединяется с выходом второго) получим симметричный четырехполюсник.

Следует обратить внимание на то, что характеристические сопротивления представляются иррациональными выражениями. Это говорит о том, что их нельзя получить с помощью цепей, состоящих из конечного числа сосредоточенных элементов: сопротивление Z является рациональной дробью от s .

В классическом методе расчета фильтра из реактивных элементов, основанном на использовании характеристических параметров, цепь принимается состоящей из каскадно соединенных согласованных звеньев, находящихся в режиме характеристической нагрузки. Поэтому расчет фильтра сводят к расчету типового звена из реактивных элементов Т- или П-образной симметричной структуры (см. рис. 12.5, а, б), исходя из условия обеспечения затухания $\alpha = 0$ в полосе пропускания и $\alpha > 0$ в полосе задержки. Хотя желательно иметь бесконечное затухание во всей полосе задержки, это условие невыполнимо при конечном числе элементов звена.

Наиболее простым получается расчет в случае звеньев типа k , у которых продольная и поперечная ветви являются дуальными, так что произведение их сопротивлений $Z_a Z_b = (\pm jx_a)(\mp jx_b) = k^2$ является положительной вещественной постоянной.

Рассмотрим симметричное Т-образное звено фильтра нижних частот (рис. 12.11, а). Параметры передачи звена при $s = j\omega$ согласно (12.25)

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} 1 - \omega^2 LC/2 & j\omega L(1 - \omega^2 LC/4) \\ j\omega C & 1 - \omega^2 LC/2 \end{bmatrix}. \quad (12.42)$$

Характеристическое сопротивление

$$Z_c = \sqrt{a_{12}/a_{21}} = \sqrt{L/C} \cdot \sqrt{1 - \omega^2 LC/4} = \sqrt{L/C} \cdot \sqrt{1 - (\omega/\omega_c)^2}, \quad (12.43)$$

где $\omega_c = 2/\sqrt{LC}$ — частота среза.

Характеристическое сопротивление при $0 \leq \omega \leq \omega_c$ (полоса пропускания) вещественно и спадает от значения $\sqrt{L/C}$ до нуля

(рис. 12.11, б), а при $\omega > \omega_c$ (полоса задержки) мнимо — имеет индуктивный характер.

Отношение комплексных амплитуд напряжений согласно (12.29) и (12.42)

$$\frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} = a_{11} + \sqrt{a_{12}a_{21}} = 1 - 2(\omega/\omega_c)^2 + j2(\omega/\omega_c) \cdot \sqrt{1 - (\omega/\omega_c)^2}. \quad (12.44)$$

При $\omega \leq \omega_c$ модуль отношения

$$|\dot{U}_1/\dot{U}_2| = [1 - 2(\omega/\omega_c)^2]^2 + 4(\omega/\omega_c)^2 [1 - (\omega/\omega_c)^2] = 1,$$

так что имеем полосу пропускания ($\alpha = 0$).

Фазовый угол определяется из выражения

$$\operatorname{tg} \beta = 2(\omega/\omega_c) \sqrt{1 - (\omega/\omega_c)^2} / [1 - 2(\omega/\omega_c)^2],$$

которое равно нулю при $\omega = 0$ ($\beta = 0$) и $\omega = \omega_c$ ($\beta = \pi$) и бесконечности при $\omega = \omega_c/\sqrt{2}$ ($\beta = \pi/2$). Следовательно, постоянная фазы в полосе

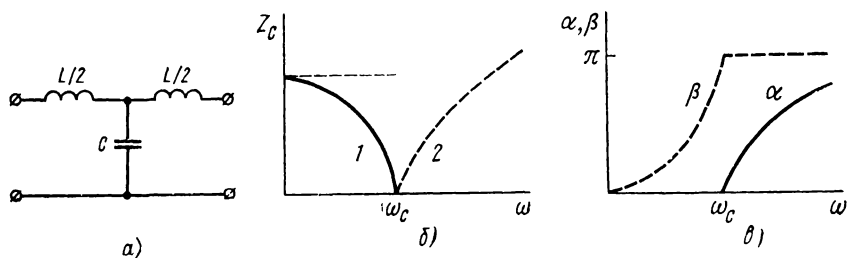


Рис. 12.11

пропускания растет от 0 до 180° . При $\omega > \omega_c$ выражение (12.44) вещественно — цепь чисто реактивная, поскольку Z_c имеет индуктивный характер, и фазовый угол остается постоянным: $\beta = 180^\circ$, модуль $|\dot{U}_1/\dot{U}_2| > 1$, в частности, при $(\omega/\omega_c)^2 \gg 1$: $|\dot{U}_1/\dot{U}_2| \approx 4(\omega/\omega_c)^2$, — имеем полосу задержки.

Примерные графики затухания и фазы звена представлены на рис. 12.11, в. При каскадном соединении n звеньев в n раз увеличатся фазовый угол и затухание в полосе задержки.

Частотная характеристика реальной нагрузки (обычно в виде активного сопротивления) отличается от приведенной, и условие согласования не выполняется. Это должно привести к отклонению действительных данных фильтра от расчетных. Очень сильное изменение сопротивления Z_c с частотой является одним из недостатков фильтров типа k . Другим существенным их недостатком является также малая крутизна нарастания затухания вблизи частоты среза.

Указанные недостатки можно уменьшить, если применить видоизмененные (производные) звенья типа m . Видоизменение состоит в замене поперечной емкости исходного звена типа k (прототипа) последовательным резонансным контуром или продольной индуктивности прототипа параллельным контуром. Ограничимся рас-

смотрением производного звена первого типа, изображенного на рис. 12.12, а, где приведены значения элементов, зависящие от вещественного положительного коэффициента $m \leq 1$. В предельном случае $m = 1$ производное звено переходит в звено-прототип (типа k).

Значения элементов производного звена $L' = mL$, $C' = mC$ и $L'_b = \frac{1-m^2}{4m}L$ выбраны из условия, чтобы частота среза и характеристическое сопротивление звена типа m и прототипа — звена типа k Т-образной структуры были одинаковы. Действительно,

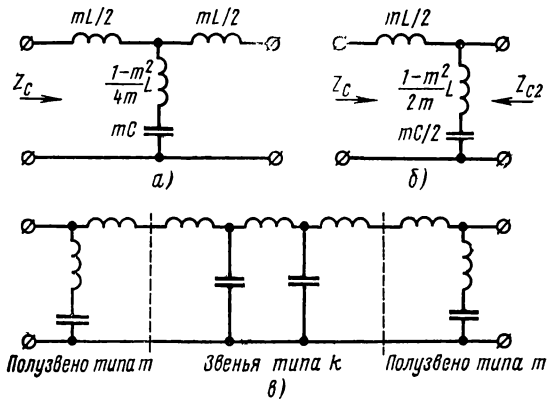


Рис. 12.12

частота среза m -звена, определяемая произведением индуктивности и емкости контура, получающегося при коротком замыкании входа и выхода,

$$\omega_{cm}^2 = \frac{1}{\left[\frac{mL}{4} + \left(\frac{1}{m} - m \right) \frac{L}{4} \right] mC} = \frac{4}{LC} = \omega_c^2.$$

Отношения продольной индуктивности к поперечной емкости у обоих звеньев также равны $(mL/mC) = L/C$ и, следовательно, согласно (12.54) равны их характеристические сопротивления $Z_{cm} = Z_c$, так что звенья типа m могут включаться каскадно со звеньями типа k .

Но если Т-образное m -звено разбить на два каскадно соединенных навстречу друг другу одинаковых Г-образных четырехполусника (рис. 12.12, б), то получим два несимметричных полузвена. Характеристическое сопротивление первого полузвена слева, очевидно, будет равно $Z_{c1} = Z_c$, а справа согласно (12.44) и (12.25), если положить $Z_2 = 0$, когда $a_{11} = 1 + Z_1 Y_3$, $a_{12} = Z_1$, $a_{21} = Y_3$ и $a_{22} = 1$,

$$Z_{c2} = \sqrt{\frac{a_{22} \cdot a_{12}}{a_{11} \cdot a_{21}}} = Z_3 \sqrt{\frac{Z_1}{Z_1 + Z_3}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \frac{1 - (1 - m^2) \omega^2 / \omega_c^2}{\sqrt{1 - \omega^2 / \omega_c^2}}. \quad (12.45)$$

Зависимость от частоты сопротивления Z_{c2} при нескольких значениях m показана на рис. 12.13, а. При $m \approx 0,6$ сопротивление Z_{c2} мало отклоняется от постоянного значения в значительной части полосы пропускания, что улучшает условия согласования с активным нагрузочным сопротивлением в полосе пропускания.

Постоянная передачи, в частности постоянная затухания звена типа m , в полосе задержки получается совершенно

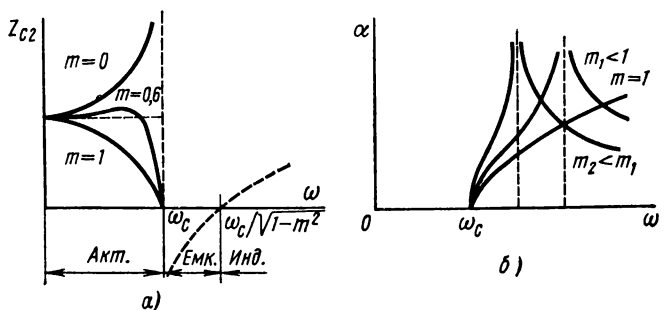


Рис. 12.13

инной, чем у звена типа k . Наличие в поперечной ветви последовательного контура с резонансной частотой, превышающей частоту среза,

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L'_B C'}} = \frac{1}{\sqrt{1-m^2}} \cdot \frac{2}{\sqrt{LC}} = \frac{\omega_c}{\sqrt{1-m^2}} > \omega_c, \quad (12.46)$$

дает полюс затухания (бесконечное затухание) при $\omega = \omega_p$ ($U_2 = 0$). Это приводит к значительному увеличению крутизны затухания вблизи полосы задержки (рис. 12.13, б). Чем меньше значение m , тем ближе частота ω_p к частоте среза и тем больше крутизна. Но в отличие от звена типа k , где с увеличением частоты затухание монотонно растет до бесконечности, здесь при $\omega > \omega_p$ затухание уменьшается. При $\omega \rightarrow \infty$ емкость представляет короткое замыкание и напряжение на выходе, равное напряжению на индуктивной нагрузке в схеме из L -элементов, имеет конечное, отличное от нуля значение.

Отношение модулей напряжений и затухание в полосе задержки при $\omega \gg \omega_p$ получаются незначительными, что является существенным недостатком звеньев типа m . Достоинством звеньев этого типа является повышение крутизны затухания вблизи частоты среза.

Для устранения недостатков обоих типов звеньев и использования их достоинств применяют каскадное соединение звеньев типа k с двумя полувзвьями типа m , располагая последние на выходе и входе (см. рис. 12.12, в). При этом удается, улучшив условия согласования с нагрузкой на выходе

и внутренним сопротивлением источника на входе, получить фильтр, затухание которого одновременно имеет высокую крутизну вблизи частоты среза и достаточно большое значение в полосе задержки.

§ 12.7. ФИЛЬТРЫ ВЕРХНИХ ЧАСТОТ. ПОЛОСОВЫЕ ФИЛЬТРЫ

Фильтры других видов можно рассчитать аналогично приведенному расчету фильтров нижних частот. Но они могут быть получены также путем пересчета данных исходного фильтра нижних частот с помощью широко применяемого в теории цепей преобразования частоты.

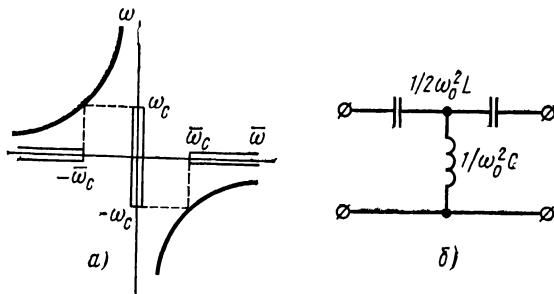


Рис. 12.14

Фильтр верхних частот. Полоса пропускания $\omega > \omega_c$ и полоса задержки $0 < \omega < \omega_c$ этого фильтра обратны частотным характеристикам фильтра нижних частот. Для сведения фильтра нижних частот (прототипа) к искомому фильтру верхних частот используют преобразование

$$s = \omega_0^0 / p. \quad (12.47)$$

При $s = j\omega$ и $p = j\bar{\omega}$

$$\omega = -\omega_0^0 / \bar{\omega}. \quad (12.48)$$

График этой зависимости показан на рис. 12.14, а, из которой наглядно видно преобразование полосы пропускания фильтра нижних частот (по вертикальной оси) в полосу задержки фильтра верхних частот (по горизонтальной оси). Если ω_c и $\bar{\omega}_c$ — частоты среза фильтра-прототипа и проектируемого фильтра верхних частот, то

$$\omega_0^0 = \omega_c \bar{\omega}_c. \quad (12.49)$$

Схему цепи и значения элементов получим, заменяя индуктивный элемент емкостным:

$$sL = \frac{\omega_0^0}{p} L = \frac{1}{p\bar{C}}; \quad \bar{C} = 1/\omega_0^0 L, \quad (12.50)$$

а емкостный элемент — индуктивным:

$$sC = \frac{\omega_0^0}{p} C = \frac{1}{p\bar{L}}; \quad \bar{L} = 1/\omega_0^0 C. \quad (12.51)$$

Полученная таким путем схема звена фильтра верхних частот приведена на рис. 12.14, б.

Полосовой фильтр. Полоса пропускания полосового фильтра лежит между двумя частотами среза $\omega_{c1} \leq \omega \leq \omega_{c2}$, а полоса задержки — вне этого диапазона. Для получения такой частотной характеристики используют преобразование

$$s = \frac{p^2 + \omega_0^2}{p}. \quad (12.52)$$

При $s = j\omega$ и $p = j\bar{\omega}$

$$\omega = \frac{\bar{\omega}^2 - \omega_0^2}{\bar{\omega}}. \quad (12.53)$$

Из графика этой функции, представленной на рис. 12.15, а, можно убедиться, что полоса пропускания фильтра нижних частот

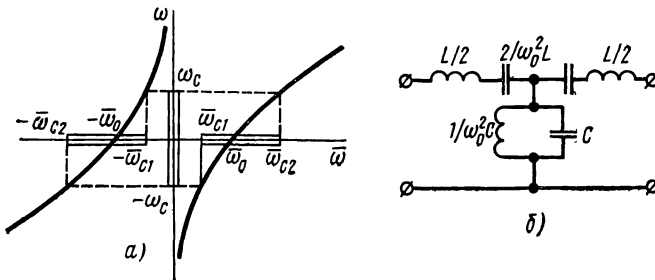


Рис. 12.15

(по вертикальной оси) преобразуется в полосу пропускания искомого полосового фильтра (по горизонтальной оси). Положив в соотношении (12.53) $\omega = \omega_c$, можно найти соответствующие граничные частоты полосового фильтра $\bar{\omega}_{c1}$ и $\bar{\omega}_{c2}$ из уравнения $\bar{\omega}^2 - \omega_c \bar{\omega} - \omega_0^2 = 0$. Отсюда с учетом рис. 12.15, а получим:

$$\omega_0^2 = \bar{\omega}_{c1} \bar{\omega}_{c2}; \quad \bar{\omega}_{c2} - \bar{\omega}_{c1} = \omega_c. \quad (12.54)$$

Для определения схемы цепи и значений элементов преобразуем индуктивный элемент в соответствии с (12.52):

$$sL = pL + \frac{\omega_0^2 L}{p} = p\bar{L} + \frac{1}{p\bar{C}}; \quad L = \bar{L}; \quad \bar{C} = 1/\omega_0^2 L. \quad (12.55)$$

Индуктивный элемент преобразуется в последовательный резонансный контур. Преобразование емкостного элемента:

$$sC = pC + \frac{\omega_0^2 C}{p} = p\bar{C} + \frac{1}{p\bar{L}}; \quad \bar{C} = C; \quad \bar{L} = \frac{1}{\omega_0^2 C}, \quad (12.56)$$

дает параллельный резонансный контур.

Полученная в результате преобразования частоты схема полосового фильтра приведена на рис. 12.15, б. Аналогично можно

получить заграждающий фильтр с полосой задержки, лежащей между частотами среза $\omega_{с1} < \omega < \omega_{с2}$ и полосой пропускания вне этого диапазона, если применить преобразование, обратное (12.53).

§ 12.8. ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ КОНТУРЫ ВЫСОКОЙ ДОБРОТНОСТИ

Рассмотрим режим резонанса в трех различных видах параллельных контуров, широко используемых в радиотехнике.

Колебательный контур вида I состоит из параллельного соединения катушки и конденсатора, потери в которых в схеме

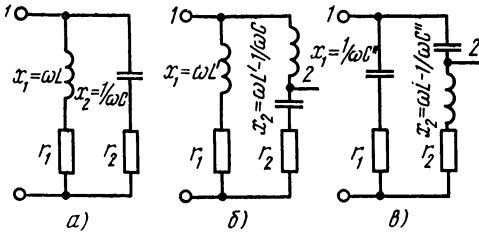


Рис. 12.16

замещения (рис. 12.16, а) учитываются с помощью сопротивлений r_1 и r_2 , включенных последовательно с L - и C -элементами. Сложные контуры видов II и III (рис. 12.16, б, в) получают из контура вида I расщеплением одного из реактивных элементов на две части: индуктивности (контур II) или емкости (контур III).

Контур вида I. Для высокодобротных контуров при частотах, близких к резонансной, сопротивления реактивных элементов во много раз больше сопротивлений потерь $x_1 = \omega L \gg r_1$; $x_2 = \frac{1}{\omega C} \gg r_2$.

При пренебрежении квадратом малой величины по сравнению с единицей входную проводимость контура можно представить так:

$$Y = \frac{1}{r_1 + jx_1} + \frac{1}{r_2 - jx_2} \approx \left(\frac{r_1}{x_1^2} + \frac{r_2}{x_2^2} \right) - j \left(\frac{1}{x_1} - \frac{1}{x_2} \right). \quad (12.57)$$

Погрешность полученного выражения не превосходит значения $(r_1/x_1)^2 = Q^{-2}$.

Условие резонанса, состоящее в равенстве нулю мнимой составляющей $x_1 = x_2$, дает резонансную частоту $\omega_0 \approx 1/\sqrt{LC}$, практически совпадающую с частотой резонанса последовательного контура, который получается при рассечении контура в любом месте и принятии за входные выводы двух концов рассечения.

Входную проводимость контура при резонансе, равную вещественной части (12.57), представим как

$$G_0 = (r_1 + r_2)/x_1^2 = r/\rho^2 = 1/\rho Q, \quad (12.58)$$

где $r = r_1 + r_2$; $\rho = x_1$; $Q = \rho/r$ — добротность контура.

Входное сопротивление контура при резонансе велико — равно произведению характеристического сопротивления на добротность.

Для высокодобротных контуров интересуются узкой полосой частот в окрестности резонансной частоты. В этой полосе можно

пренебречь зависимостью от частоты вещественной части входного сопротивления и принять его постоянным, равным (12.58). В этом случае выражению (12.57) соответствует приближенная схема рис. 8.5, б из параллельного соединения R -, L - и C -элементов, дуальная простому последовательному колебательному контуру. Хотя частотные характеристики такого контура были приведены в § 8.4, рассмотрим их еще раз, введя вместо частоты обычно применяемую в радиотехнике переменную — расстройку частоты.

Расстройкой называют разность между частотой и резонансной частотой:

$$\delta\omega = \omega - \omega_0 = \omega_0(\omega_* - 1). \quad (12.59)$$

Относительная расстройка представляет нормированную при $\omega_0 = \omega_0$ расстройку $\delta\omega_* = \omega_* - 1$.

Заменив в (8.33) двучлен от частоты линейным членом ряда Тейлора в окрестности $\omega_* = 1$ (резонансной частоты):

$$\omega_* - \frac{1}{\omega_*} \approx 2(\omega_* - 1) = 2\delta\omega_*, \quad (12.60)$$

можно выразить нормированную входную проводимость

$$Y_* \approx (1 + j2\delta\omega_*Q)^{-1/2} = (1 + j\xi)^{-1/2}. \quad (12.61)$$

На рис. 12.17, а приведены частотные характеристики контура в зависимости от относительной расстройки для $Q = 50$; 100.

В (12.61) параметр — добротность и переменная — расстройка входят в виде одного общего члена, который удобно рассматривать в качестве новой переменной, называемой обобщенной расстройкой

$$\xi = 2\delta\omega_*Q. \quad (12.62)$$

При введении этой переменной правая часть выражения (12.61) не содержит параметра и, следовательно, получается единственная кривая зависимости от обобщенной расстройки как модуля, так и фазы входной проводимости:

$$|Y_*| = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi^2}}; \quad \psi = -\arctg \xi. \quad (12.63)$$

На рис. 12.17, б представлена обобщенная частотная характеристика. При нулевой расстройке модуль принимает максимальное значение, равное единице, а фазовый угол равен нулю. При $\xi = \pm 1$ имеем граничные расстройки полосы пропускания, при которых модуль равен $1/\sqrt{2}$, а фазовый угол $\pm 45^\circ$. Ширина

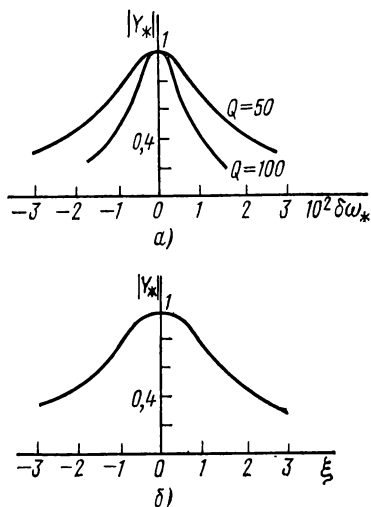


Рис. 12.17

полосы $\Delta\xi = 2Q \Delta\omega_* = 2$. Данные обобщенных характеристик можно пересчитать на любую заданную добротность соответствующим изменением масштаба оси абсцисс.

Следует отметить, что результирующая добротность получается меньше добротности самого контура из-за внутренней проводимости источника и проводимости нагрузки, шунтирующих входную проводимость самого контура.

Сложные параллельные контуры. Эти контуры, как было указано, получают из контура вида I.

В сложном контуре вида II (см. рис. 12.16, б) индуктивность разделена на две последовательные части L' и L'' , так что $L = L' + L''$. На практике разбиение индуктивности часто осуществляют с помощью перемещаемого по виткам катушки контакта, позволяющего изменять в широких пределах соотношение между L' и L'' .

В сложном контуре вида III (см. рис. 12.16, в) емкость разделена на две последовательные части C' и C'' , так что $C = C'C''/(C' + C'')$.

Входом сложного контура является точка 1 разбиения реактивного элемента, а выходом — вывод 2 нерасщепленного реактивного элемента: емкости для контура вида II и индуктивности — для контура вида III. Как видно, напряжения выводов входа и выхода сложных контуров неодинаковы.

Отношение сопротивления реактивности, присоединенной к входу ($\omega L'$ или $1/\omega C'$), к общему сопротивлению разбиваемого элемента (ωL или $1/\omega C$) называют коэффициентом включения. Для контуров видов II и III коэффициенты включения:

$$k_B = \frac{L'}{L} = \frac{1}{1 + L''/L'}; \quad k_B = \frac{C}{C'} = \frac{1}{1 + C'/C''}. \quad (12.64)$$

Значение коэффициента включения можно изменять в пределах 0—1, верхний предел относится к исходному контуру вида I. Так как в случае высокодобротных контуров вблизи резонансной частоты входной ток пренебрежим по сравнению с током в контуре, то отношение входного напряжения к выходному равно значению коэффициента включения.

Если рассматривать сложный контур со стороны входа, то, как видно из рис. 12.16, разбиение реактивного элемента приводит к замене нерасщепленного реактивного элемента последовательным колебательным контуром с $L'C$ -элементами (контур II) и LC'' -элементами (контур III).

Сопротивления r_1 и r_2 на схемах замещения учитывают потери в левой и правой ветвях обоих контуров. Как видно, схемы получаются такими же, как и схема для контура вида I, только значения реактивных сопротивлений будут другими. Для контура вида II

$$x_1 = \omega L'; \quad x_2 = \omega L'' - 1/\omega C, \quad (12.65)$$

а для контура вида III

$$x_1 = 1/\omega C'; \quad x_2 = \omega L - 1/\omega C''. \quad (12.66)$$

Для входной проводимости контуров высокой добротности, когда вблизи резонансных частот выполняются условия $r_1 \ll |x_1|$; $r_2 \ll |x_2|$, с достаточно высокой точностью будет справедливо выражение (12.57).

Для обращения в нуль реактивной составляющей, т. е. для режима резонанса, необходимо, чтобы величины реактивных сопротивлений обеих ветвей были равны: $x_1 = x_2$. Подставив в это равенство значения реактивных сопротивлений (12.65) и (12.66) обеих ветвей цепи, легко убедиться, что резонансная частота как контура вида II, так и контура вида III получается такой же, как и резонансная частота исходного контура вида I без расщепления реактивных элементов:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{(L'+L'')C}} = \frac{1}{\sqrt{L(C'+C')}}. \quad (12.67)$$

С учетом (12.58) и (12.64) входное сопротивление контуров, чисто вещественное при резонансе, равно

$$R = \frac{x_1^2}{r} = \frac{k_{\text{вп}}^2}{r}. \quad (12.68)$$

Достоинство сложных контуров состоит в том, что входные сопротивления можно изменять коэффициентом включения независимо от резонансной частоты.

§ 12.9. СВЯЗАННЫЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ КОНТУРЫ

В радиотехнике широко применяются связанные контуры, составленные из двух или нескольких колебательных контуров, соединенных между собой через реактивные элементы связи. По сравнению с простыми колебательными контурами связанные контуры имеют лучшие частотные характеристики.

Рассмотрим два связанных колебательных контура, состоящих из двух последовательных или параллельных RLC -контуров, соединенных через элементы связи — индуктивность (автотрансформаторная связь — рис. 12.18, а), взаимную индуктивность (трансформаторная связь — рис. 12.18, б) или емкость (емкостная связь — рис. 12.18, в).

Степень связи контуров характеризуют коэффициентом связи, который определяется следующим образом. Для последовательных контуров с индуктивной связью коэффициент связи определяется как отношение индуктивности связи к среднегеометрическому из собственных индуктивностей обоих контуров:

$$k_c = \frac{L_c}{\sqrt{L_{11}L_{22}}} = \frac{x_c}{\sqrt{x_{11}x_{22}}}. \quad (12.69)$$

Собственные индуктивности обоих контуров, определяемые при разомкнутом смежном контуре, равны: $L_{11} = L_1 + L_c$; $L_{22} = L_2 + L_c$.

Трансформаторную связь можно свести к индуктивной, если элемент с взаимной индуктивностью заменить T -образной электрической схемой замещения (см. рис. 9.4, б). Здесь будем иметь:

$$L_c = M; \quad L_{11} = L_1 \quad \text{и} \quad L_{22} = L_2.$$

Для параллельных контуров с емкостной связью коэффициент связи определяется как отношение емкости связи к среднегеометрическому собственным емкостей:

$$k_c = \frac{C_c}{\sqrt{C_{11}C_{22}}}, \quad (12.70)$$

где $C_{11} = C_1 + C_c$; $C_{22} = C_2 + C_c$.

Рассмотрим токи и напряжения в связанных контурах в режимах резонанса. Для двухконтурной цепи, питаемой только со

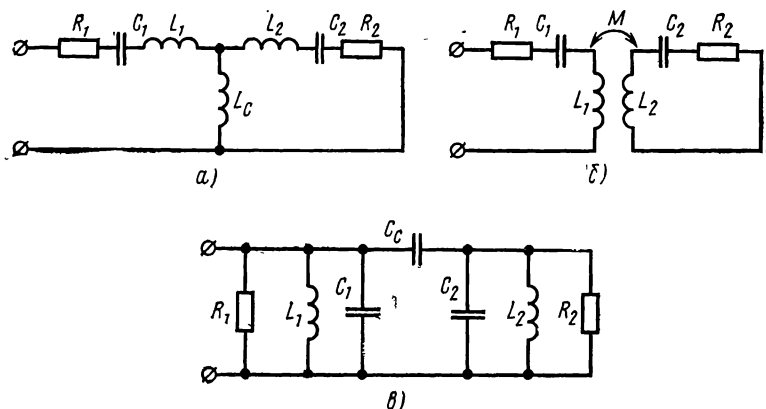


Рис. 12.18

стороны первого контура от источника с напряжением \dot{U} , имеем уравнения:

$$\begin{aligned} Z_{11}\dot{I}_1 + Z_{12}\dot{I}_2 &= \dot{U}; \\ Z_{21}\dot{I}_1 + Z_{22}\dot{I}_2 &= 0. \end{aligned} \quad (12.71)$$

Собственные сопротивления контуров:

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= r_{11} + jx_{11} = R_1 + j(\omega L_{11} - 1/\omega C_1); \\ Z_{22} &= r_{22} + jx_{22} = R_2 + j(\omega L_{22} - 1/\omega C_2), \end{aligned} \right\} \quad (12.72)$$

где $L_{11} = L_1(1 + L_c/L_1)$; $L_{22} = L_2(1 + L_c/L_2)$.

Взаимное сопротивление контуров $Z_{12} = Z_{21} = -Z_c = -j\omega L_c = -jx_c$.

Приведенные параметры существенно зависят от частоты приложенного напряжения. При резонансах собственные сопротивления контуров равны: $Z_{11} = r_{11} = R_1$; $Z_{22} = r_{22} = R_2$. Согласно второму

уравнению (12.71), ток второго контура

$$i_2 = -\frac{Z_{21}}{Z_{22}} i_1 = \frac{jx_c}{r_{22} + jx_{22}} i_1 = H_I i_1, \quad (12.73)$$

где функция передачи токов

$$H_I = \frac{i_2}{i_1} = \frac{x_c}{|Z_{22}|} (x_{22} + jr_{22}) \quad (12.74)$$

равна отношению сопротивления связи и собственного сопротивления второго контура.

С учетом (12.73) для тока в первом контуре из (12.71) получим

$$i_1 = \frac{\dot{U}}{Z_{11} - Z_{12}^2/Z_{22}} = \frac{\dot{U}}{Z},$$

где входное сопротивление цепи можно представить в виде суммы двух слагаемых: $Z = r + jx = Z_{11} + x_c^2/Z_{22} = Z_{11} + Z_{\text{вн}}$.

Первое слагаемое определяется параметрами только первого контура, а второе, называемое вносимым сопротивлением, — параметрами связи и второго контура. Это второе слагаемое вносится во входной контур в случае присоединения второго контура. Вносимое сопротивление с учетом (12.72) можно представить как

$$Z_{\text{вн}} = r_{\text{вн}} + jx_{\text{вн}} = \frac{x_c^2}{r_{22} + jx_{22}} = \frac{x_c^2}{|Z_{22}|^2} (r_{22} - jx_{22}). \quad (12.75)$$

Вещественная составляющая $r_{\text{вн}}$ учитывает активную мощность, передаваемую во вторичный контур и потребляемую в активном сопротивлении r_{22} . Мнимая составляющая $jx_{\text{вн}}$ учитывает передаваемую во второй контур реактивную мощность, потребляемую в реактивном сопротивлении x_{22} . Обе составляющие существенно зависят от расстройки второго контура; если второй контур настроен в резонанс, то $x_{22} = 0$, $z_{22} = r_{22}$ и $x_{\text{вн}} = 0$, а вносимое активное сопротивление имеет наибольшее значение: $r_{\text{вн}} = x_c^2/r_{22}$.

Комплекс тока первого контура в случае приложения синусоидального напряжения

$$i_1 = \frac{\dot{U}}{Z_{11} + Z_{\text{вн}}} = \frac{U}{(r_{11} + r_{\text{вн}}) + j(x_{11} + x_{\text{вн}})}. \quad (12.76)$$

Комплекс тока второго контура

$$-i_2 = i_1 \frac{Z_{12}}{Z_{22}} = i_1 \frac{jx_{12}}{x_{22} + jx_{22}} = i_1 \frac{x_{12}(x_{22} + jr_{22})}{|Z_{22}|^2}. \quad (12.77)$$

Рассмотрим условия получения максимальных значений токов, достигаемые в результате настройки контуров в резонанс. Настройка связанных контуров, осуществляемая изменением реактивных параметров, может производиться в отличие от простых контуров различным образом. Соответственно различают несколько видов резонанса.

Резонанс, достигаемый изменением параметров одного контура при неизменных параметрах другого контура и элемента связи, называют частным резонансом. В случае первого частного резонанса, когда изменяются параметры первого контура, так что реактивная составляющая входного сопротивления $x = x_{11} + x_{вн} = x_{11} - x_{22} (x_c / |Z_{22}|)^2 = 0$, обеспечивается наибольшее значение токов обоих контуров при заданном реактивном сопротивлении x_{12} . Согласно (12.76) и (12.77), с учетом (12.75) получим действующие значения токов в контурах:

$$\left. \begin{aligned} I_{1 \max} &= \frac{U}{r_{11} + r_{вн}} = \frac{U}{r_{11} + r_{22} (x_c / |Z_{22}|)^2}; \\ I_{2 \max} &= I_{1 \max} \frac{x_c}{|Z_{22}|} = \frac{U}{|Z_{22}| \left(\frac{r_{11}}{x_c} + \frac{x_c r_{22}}{|Z_{22}|^2} \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (12.78)$$

Аналогично можно рассмотреть второй частный резонанс, когда изменяются реактивные параметры только второго контура. Выражения для действующих значений токов будут подобны (12.78) при соответствующем изменении индексов.

Из выражений (12.78) видно, что максимальные значения токов в режиме частного резонанса зависят от сопротивления связи контуров. Знаменатель второго выражения имеет минимум при значении реактивного сопротивления связи, которое определим приравниванием нулю производной по x_c от выражения в скобках:

$$-\frac{r_{11}}{x_c^2} + \frac{r_{22}}{|Z_{22}|^2} = 0.$$

Отсюда оптимальное значение сопротивления связи

$$x_{c0} = |Z_{22}| \sqrt{r_{11}/r_{22}}. \quad (12.79)$$

При таком значении сопротивления связи получается наибольшее значение максимума тока (максимум максимум) во втором контуре

$$I_{2 \max \max} = \frac{U}{2\sqrt{r_{11}r_{22}}}. \quad (12.80)$$

При этом входной ток (в первом контуре)

$$I_{1 \max} = \frac{U}{2r_{11}}. \quad (12.81)$$

Частный резонанс, т. е. настройка параметров одного из контуров, с последующим подбором оптимальной связи (12.79) называют сложным резонансом.

Если каждый из контуров настраивается в резонанс отдельно при разомкнутом другом контуре, то говорят об основном (индивидуальном) резонансе, который дает:

$$x_{11} = x_{22} = 0; \quad Z_{11} = r_{11}; \quad Z_{22} = r_{22}. \quad (12.82)$$

Действующие значения токов в этом случае будут определяться также выражениями (12.78), если в них положить $Z_{22} = r_{22}$:

$$\begin{aligned} I_{1 \max} &= \frac{U}{r_{11} + x_c^2/r_{22}}; \\ I_{2 \max} &= \frac{U}{r_{22} \left(\frac{r_{11}}{x_c} + \frac{x_c}{r_{22}} \right)}. \end{aligned} \quad (12.83)$$

При дополнении режимов основного резонанса подбором оптимальной связи получим полный резонанс. Оптимальное сопротивление связи при полном резонансе, которое, согласно равенству (12.79) и условию $Z_{22} = r_{22}$, равно

$$x_{c0} = \sqrt{r_{11}r_{22}}, \quad (12.84)$$

получается меньше оптимального сопротивления при сложном резонансе, когда $|Z_{22}| > r_{22}$. При таком значении сопротивления связи, соответствующем режиму полного резонанса, ток во втором контуре получает наибольшее значение. Наибольшие значения токов, как легко убедиться подстановкой (12.84) в (12.83), выражаются также формулами (12.80) и (12.81). Следовательно, наибольшие значения токов в контурах при полном и сложном резонансах получаются одинаковыми, но здесь они достигаются при меньшей величине сопротивления связи.

При $r_{11} = r_{22}$ токи (12.80) и (12.81) в обоих контурах получаются одинаковыми.

Коэффициент связи, соответствующий оптимальному условию (12.84), можно на основании (12.69) выразить через добротности контуров, представляющие отношения реактивного и активного сопротивлений:

$$k_{c0} = \frac{x_{c0}}{\sqrt{\omega L_{11} \omega L_{22}}} = \sqrt{r_{11}r_{22}/\omega L_{11} \omega L_{22}} = \frac{1}{\sqrt{Q_1 Q_2}}. \quad (12.85)$$

Его значение для высокодобротных контуров составляет доли процента.

Полученные для последовательных контуров соотношения могут быть на дуальной основе перенесены на связанные параллельные контуры.

§ 12.10. ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЯЗАННЫХ КОНТУРОВ

Рассмотрим частотную характеристику двух связанных через индуктивность L_c последовательных колебательных контуров высокой добротности (рис. 12.18, а). Для простоты примем оба контура одинаковыми, с одинаковыми L -, C - и R -элементами, так что коэффициент связи $k_c = L_c/(L + L_c)$.

Наибольший интерес представляет зависимость от частоты тока второго (выходного) контура, определяемого проводимостью пере-

дачи, которая, согласно (12.71), равна

$$H_Y = \frac{I_2}{U} = H_I \frac{1}{Z} = \frac{Z_{21}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{31}^2}. \quad (12.86)$$

Для принятых контуров высокой добротности интересующая частотная характеристика будет располагаться в узкой полосе вблизи частоты индивидуального резонанса контуров $\omega_0 = 1/\sqrt{(L_1 + L_c)C}$. Поэтому собственные сопротивления контуров можно с достаточной точностью представить так:

$$\begin{aligned} Z_{11} = Z_{22} &= R + j(\omega L_{11} - 1/\omega C) = R [1 + jQ(\omega_* - 1/\omega_*)] \cong \\ &\cong R(1 + j2\delta\omega_* Q) = R(1 + j\xi), \end{aligned} \quad (12.87)$$

где $Q = \omega_0 L_{11}/R$ — добротность контура; $\delta\omega_* = \omega_* - 1$ — относительная расстройка; $\xi = 2\delta\omega_* Q$ — обобщенная расстройка.

Взаимное сопротивление контуров в узкой полосе частот прием постоянным:

$$Z_{21} = -j\omega L_c \approx -j\omega_0 k_c L_{11} = -jQ k_c R. \quad (12.88)$$

После подстановки значений (12.87) и (12.88) в (12.86) имеем

$$H_Y = \frac{-jk_c Q}{R[1 - \xi^2 + (k_c Q)^2 + j2\xi]}. \quad (12.89)$$

Модуль проводимости передачи

$$|H_Y| = \frac{k_c Q}{R \sqrt{(1 - \xi^2 + k_c^2 Q^2)^2 + 4\xi^2}} = \frac{k_c Q}{R \sqrt{N(\xi)}}. \quad (12.90)$$

Фазовый угол

$$\varphi = -\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{2\xi}{1 - \xi^2 + k_c^2 Q^2}. \quad (12.91)$$

Исследуем выражение модуля проводимости передачи. Частота (обобщенная расстройка) входит только в подкоренное выражение знаменателя. Приравняв нулю производную:

$$\frac{dN(\xi)}{d(\xi)} = \xi(1 + \xi^2 - k_c^2 Q^2) = 0,$$

получим следующие частоты экстремумов частотной характеристики:

$$\xi_0 = 0; \quad \xi_{1,2} = \pm \sqrt{k_c^2 Q^2 - 1}. \quad (12.92)$$

Вид экстремума будет определяться знаком второй производной при $\xi = \xi_i$

$$\frac{d^2 N(\xi)}{d\xi^2} = 1 + 3\xi^2 - k_c^2 Q^2. \quad (12.93)$$

Существование экстремумов в точках $\xi_{1,2}$ зависит от величины $k_c Q$. Рассмотрим три возможных случая.

1. *Случай слабой связи контуров* $k_c Q < 1$. Частотная характеристика имеет один максимум при $\xi = 0$. Значение максимума модуля

$$|H_Y|_{\max} = H_Y(0) = \frac{1}{R(k_c Q + 1/k_c Q)} < \frac{1}{2R} \quad (12.94)$$

тем меньше, чем меньше величина $k_c Q$. На рис. 12.19 показаны характеристики для значений $k_c Q = 0,2; 0,5$.

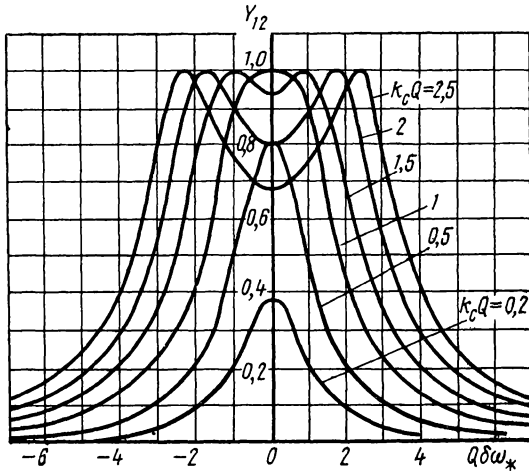


Рис. 12.19

2. *Случай критической связи контуров* — $k_c Q = 1$, что соответствует полному резонансу. Все три частоты экстремума совпадают и равны $\xi = 0$; при этом значение максимума модуля

$$|H_Y|_{\max} = H_Y(0) = \frac{1}{2R}. \quad (12.95)$$

Амплитудная характеристика в данном случае

$$|H_Y| = \frac{1}{2R \sqrt{1 + \xi^2/4}} \quad (12.96)$$

спадает с ростом расстройки намного круче, чем в случае одиночного контура, где спад происходит обратно пропорционально величине $R \sqrt{1 + \xi^2}$. В этом состоит одно из важных достоинств связанных контуров.

3. *Случай сильной связи контуров* $k_c Q > 1$. Частотная характеристика имеет минимум при $\xi = 0$ и два максимума при расстройках ξ_1 и ξ_2 , равных по величине, но противоположных по знаку. При больших коэффициентах связи положение максимумов приблизительно пропорционально $\xi_{1,2} \approx \pm k_c Q$. Значения же

максимумов постоянны и равны, согласно (12.90) и (12.92),

$$|H_Y|_{\max} = \frac{1}{2R}.$$

Значение минимума

$$|H_Y|_{\min} = |H_Y(0)| = \frac{k_c Q}{R(1+k_c^2 Q^2)} \quad (12.97)$$

при заданном сопротивлении определяется величиной $k_c Q > 1$.

Чем больше $k_c Q$, тем меньше $H_Y(0)$ и тем больше провал.

На рис. 12.19 изображены также частотные характеристики для значений $k_c Q = 1,5; 2; 2,5$, имеющие вид двугорбых кривых. Отношение минимума кривой к максимуму равно

$$\mu = \frac{H_Y(0)}{|H_Y|_{\max}} = \frac{2k_c Q}{1+k_c^2 Q^2}. \quad (12.98)$$

Ширину полосы пропускания связанных контуров определяют по разности граничных частот на уровне $1/\sqrt{2}$ от максимального значения. Приравняв (12.98) значению $1/2\sqrt{2}R$, получаем два положительных значения квадрата обобщенной расстройки

$$\xi_{\text{гп}}^2 = k_c^2 Q^2 - 1 + 2k_c Q.$$

Отсюда граничные расстройки полосы пропускания

$$\xi_{\text{гп}1,2} = \mp \sqrt{k_c^2 Q^2 - 1 + 2k_c Q}.$$

Ширина полосы пропускания через обобщенную расстройку

$$\Delta\xi = 2\sqrt{k_c^2 Q^2 - 1 + 2k_c Q} = 2\Delta\omega_* Q$$

и через относительную частоту

$$\Delta\omega_* = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Q} \sqrt{k_c^2 Q^2 - 1 + 2k_c Q}. \quad (12.99)$$

Расчет двух связанных контуров (одинаковых) производят по трем заданным величинам или условиям: средней резонансной частоте ω_0 , ширине резонансной кривой и допустимому провалу μ . Требуется найти четыре элемента контуров R , L , C и L_c . Если задаться одним из элементов, например индуктивностью контуров, то по трем заданным условиям можно найти остальные три элемента. Так, по допустимому относительному провалу находим

$$k_c Q = \frac{1}{\mu_d} (1 \pm \sqrt{1 - \mu_d}). \quad (12.100)$$

Затем из (12.99) по требуемой ширине резонансной кривой определяем нужную добротность контуров и соответствующую величину k_c . Далее из выражения для k_c находим индуктивность связи, а из выражений для добротности и резонансной частоты определяем значения R и C .

ЛИТЕРАТУРА

Учебники

1. Атабеков Г. И. Теоретические основы электротехники. Ч.1.—М.: Энергия, 1978.
2. Бессонов Л. А. Теоретические основы электротехники. Электрические цепи.—М.: Высшая школа, 1978.
3. Зевеке Г. В. и др. Основы теории цепей.—М.: Энергия, 1975.
4. Теоретические основы электротехники/Под ред. П. А. Ионкина. Ч.1.—М.: Высшая школа, 1976.
5. Нейман Л. Р. и Демирчян К. С. Теоретические основы электротехники. Ч.1.—М.: Энергия, 1976.
6. Поливанов К. М. Теоретические основы электротехники. Ч.1.—М.: Энергия, 1972.

Учебные пособия и монографии

1. Афанасьев Б. П. и др. Теория линейных электрических цепей.—М.: Высшая школа, 1973.
2. Белецкий А. Ф. Основы теории линейных электрических цепей. М.: Связь, 1967.
3. Дезоер Ч. А. и Ку Э. С. Основы теории цепей.—М.: Связь, 1976.
4. Сешу С. и Балабанян Н. Анализ линейных цепей.—М.: Госэнергоиздат, 1963.
5. Сигорский В. П. и Петренко А. И. Алгоритмы анализа электронных схем.—М.: Сов. радио, 1976.
6. Чуа Л. О., Лин П. М. Машинный анализ электронных схем.—М.: Энергия, 1980.
7. Huelsman L. P. Basic circuit theory with Digital Computations. 1972.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Алгоритм анализа лестничных цепей** 41
— определения частотных характеристик 190
— разложения и суммирования рядов Фурье 269
— Рунге—Кутта 130
— численного интегрирования Эйлера 130
Амплитуда гармонической функции 134
— комплексная 139
Анализ динамических цепей 83
— методами преобразований схем 28
— преобразованием Лапласа 275
— резистивных цепей 28, 43, 65
— спектральным методом 272
— установившегося несинусоидального режима 272
— установившегося синусоидального режима 134
- Базисная частота** 177
Базисное сопротивление 177
Баланс мощности 89, 169
Биения колебаний 189
- Вектор вращающийся** 139
Векторная диаграмма 141
Ветвь 20
— дерева 67
— связи (хорда) 67
Вольт-амперная характеристика 8, 11
- Гиратор** 228
Граф линейный 43
— токов 45
— цепи 43
- Двухполюсник** 28
Действующее значение 144
Декремент затухания 99
Дерево графа 67
— нормальное 105
Диаграмма векторная 141
Добротность контура 96, 181
Дуальность цепей 53
— элементов 17
- Закон напряжений Кирхгофа** 22
— токов Кирхгофа 22
- Ома 8, 142
— электромагнитной индукции 12
Законы Кирхгофа в комплексной форме 141
— — в операторной форме 278
Заряд электрический 15
- Изображение импульсных сигналов** 252, 262
— модулированных сигналов 266
— периодических функций 264
— по Лапласу 236
Интеграл наложения (свертка) 120
Источник зависимый 204
— напряжения 10
— напряжения зависимый 204, 205
— тока 11
— тока зависимый 205
- Конвертор отрицательного сопротивления** 228
Контур 65
— без потерь 100
— колебательный 95, 180, 182
— — параллельный 181, 316
Контуры связанные 319
Коэффициент магнитной связи 199
— мощности 168
— передачи 29
— связи 319, 320
— цепи 28
- Матрица главных контуров** 69
— главных сечений 67
— импульсных характеристик 119
— проводимостей неопределенная 195
— соединений (инциденции) 45
— функций цепи 175
Матричная экспонента 128
Метод комплексных амплитуд 137
— пропорциональных величин 39
— эквивалентных преобразований 28, 29
Мощность активная 157
— комплексная 158
— полная 158
— реактивная 157
- Напряжение** 7
Начальные условия 84, 87, 122
Непрерывность заряда 16
— потокосцепления 14

Нормировка сопротивления 177
— частоты 177
Нуль функции цепи 170, 173

Обобщенная экспонента 160
Операторный метод анализа 272
Операционный усилитель 205, 215

Параметры гибридные 303
— передачи 301
— проводимостей четырехполюсника 194, 296
— сопротивлений четырехполюсника 193, 296
— характеристические 308, 310
Передача максимума мощности 159
Передача сигнала 286
— — через идеальные фильтры 290—294
— — через неискажающую цепь 287—290
Переменная состояния 95, 104—108
Плоскость комплексная 138, 142
— комплексной частоты 161
Переходный процесс — синусоидальное воздействие 185—190
Полоса пропускания 310
Полос функцией цепи 170, 173
Порядок цепи 101
Постоянная времени 85
— передачи 308, 313
Потокоцепление 12, 197
— взаимной индукции 197
— рассеяния 197
Преобразование звезды в треугольник 34
— источников 37
— Лапласа 249
— параллельного соединения 32
— последовательного соединения 31
— смешанного соединения 33
— Фурье 240
— частоты 314
Проводимость 9
— входная 28
— комплексная 142
— передаточная 54
— передачи 29

Равенство Парсеваля 248
Расстройка частоты 317
Резонанс в простом контуре 180
— полный 323
— сложный 322
— частный 322
Резонансная кривая 183
Решение контурных уравнений 54

— узловых уравнений 56
— уравнений состояния 109, 127, 130
Ряд Фурье 237

Свойство линейности 24, 256
Сечение 65
— главное 67
Собственное значение матрицы 110
Собственный вектор 110
Соединение звездой 164
— треугольником 165
Сопротивление активное 8
— входное 28
— емкостное 147
— индуктивное 145
— комплексное 141
— передаточное 75
— передачи 29
— реактивное 141
— характеристическое 308
Составляющая активная 141
— вынужденная 85
— реактивная 141
— свободная 84
Спектр амплитудный 239, 253
— дискретный 239
— импульсных сигналов 252
— комплексный 238
— модулированного колебания 267
— фазовый 239, 253
Спектральная функция 241
Схема замещения транзистора 210
— — трансформатора 234
— — триода 209
Схемы замещения элементов операторные 276, 277
— — четырехполюсников 207

Теорема взаимности 62
— замещения 30
— наложения 77
— о начальном и конечном значениях 260
— об огнивающей 294
— об эквивалентных источниках 78, 79
— подобия 259
— Рейлея 248
— смещения 261, 265
— Теллегена 81
— умножения изображений 288
Ток в проводнике 6
— контурный 47
— смещения 16
Трансформатор идеальный 233
— схема замещения 234

Узел 20, 44
Уравнение характеристическое 84, 96

Уравнения гибридные 77
— контурных токов 47
— напряжений дерева 76
— состояния 95, 104
— токов хорд 74
— узловых напряжений 50
Устойчивость линейных цепей 229

Фаза 134, 163
— начальная 134
Фазовый угол 134
Фильтр 307
— активный 230
— верхних частот 314
— нижних частот 310
— полосно-задерживающий 316
— полосно-пропускающий 315
— типа k 310
— типа m 312

Характеристика амплитудная 176
— амплитудно-фазовая 176
— вольт-амперная 8, 11
— импульсная 115
— переходная 115
— фазовая 176
— частотная простого контура 182
— — связанных контуров 323
Характеристические параметры 308—
310

Характеристическое сопротивление
308
— уравнение 84

Цепь второго порядка 95
— — — разветвленная 90
— высокого порядка 101
— первого порядка 83
— — — разветвленная 90
— трехфазная 163

Частота 134
— комплексная 160
— собственных колебаний 85, 172
— угловая 134
— циклическая 135
Четырехполюсник 295
— параметры 296—305
— уравнения 296—305

Эквивалентные цепи 30
Элемент емкостный 15
— индуктивный 11
— индуктивно-связанный 196
— многополюсный 193
— резистивный 8
— трехполюсный 195
— четырехполюсный 193
Энергия 7

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	4
Глава 1. Основные понятия и элементы линейных пассивных цепей	6
§ 1.1. Ток, напряжение и энергия в электрической цепи	6
§ 1.2. Резистивный элемент	8
§ 1.3. Источники	9
§ 1.4. Индуктивный элемент	11
§ 1.5. Емкостный элемент	15
§ 1.6. Дуальность элементов и их характеристик. Понятие о схемах замещения	17
§ 1.7. Понятие об электрической цепи. Задача анализа цепи	20
§ 1.8. Общие свойства решений уравнений цепи	24
§ 1.9. О численном интегрировании	26
Глава 2. Анализ резистивных цепей методами преобразований	28
§ 2.1. Общие замечания	28
§ 2.2. Преобразование цепей с последовательным и параллельным соединением ветвей	31
§ 2.3. Преобразование звезды ветвей в треугольник	34
§ 2.4. Преобразование источников	37
§ 2.5. Метод пропорциональных величин	39
§ 2.6. Алгоритм численного анализа лестничных цепей	41
Глава 3. Контурные и узловые уравнения резистивных цепей	43
§ 3.1. Линейный граф и матрица соединений	43
§ 3.2. Уравнения контурных токов (токов ячеек)	47
§ 3.3. Уравнения узловых напряжений	50
§ 3.4. Решение контурных и узловых уравнений. Дуальные цепи	53
§ 3.5. Теоремы линейных цепей	58
§ 3.6. Алгоритм формирования узловых уравнений	63
Глава 4. Общие уравнения резистивных цепей	65
§ 4.1. Сечения, контуры и уравнения соединений	65
§ 4.2. Уравнения линейной резистивной цепи	70
§ 4.3. Уравнения токов хорд и напряжений дерева	74
§ 4.4. Гибридные уравнения	77
§ 4.5. Теорема Теллегена. Баланс мощности в цепи	81
Глава 5. Анализ динамических цепей при действии постоянных сигналов	83
§ 5.1. Цепи первого порядка (RL - и RC -контуры)	83
§ 5.2. Разветвленные цепи первого порядка	90
§ 5.3. Цепь второго порядка — колебательный контур	95
§ 5.4. Уравнения цепи n -го порядка	101
§ 5.5. Об аналитическом решении уравнений цепи	109
Глава 6. Анализ динамических цепей при действии произвольных сигналов	112
§ 6.1. Ступенчатая и импульсная функции	112
§ 6.2. Переходная и импульсная характеристики цепи	115
§ 6.3. Определение реакций при действии сигналов произвольной формы	120
§ 6.4. Учет начальных условий с помощью источников	122

§ 6.5. Приближенное определение интеграла свертки	125
§ 6.6. Решение уравнений состояния через матричные экспоненты	127
§ 6.7. О численном решении уравнений состояния	130
§ 6.8. Дискретные схемы замещения динамических цепей	131
Глава 7. Анализ установившегося синусоидального режима в частотной области	134
§ 7.1. Общие сведения	134
§ 7.2. Задача анализа установившегося синусоидального режима	136
§ 7.3. Метод комплексных амплитуд	137
§ 7.4. Комплексное сопротивление, Законы Кирхгофа и Ома в комплексной форме	141
§ 7.5. Характеристики элементов цепи в синусоидальном режиме	143
§ 7.6. Анализ установившегося синусоидального режима	148
§ 7.7. Мощность в установившемся синусоидальном режиме	156
§ 7.8. Обобщение метода комплексных амплитуд. Комплексная частота	160
§ 7.9. Трехфазные цепи	163
Глава 8. Функции цепи и переходные процессы	168
§ 8.1. Функции цепи и некоторые их свойства	168
§ 8.2. Частотные характеристики цепи. Нормировка частоты и уровня сопротивления	176
§ 8.3. Резонанс в простом колебательном контуре	180
§ 8.4. Частотные характеристики колебательных контуров	182
§ 8.5. Переходные процессы в цепи первого порядка при синусоидальном воздействии	185
§ 8.6. Подключение колебательного контура к источнику синусоидального напряжения	187
§ 8.7. Алгоритм вычисления частотных характеристик	190
Глава 9. Анализ цепей с многополюсными элементами	193
§ 9.1. Параметры многополюсных элементов	193
§ 9.2. Индуктивно-связанные элементы	196
§ 9.3. Зависимые (управляемые) источники	204
§ 9.4. Схемы замещения четырехполюсных элементов	207
§ 9.5. Составление уравнений цепи с зависимыми источниками	211
§ 9.6. Составление уравнений цепи по матрицам параметров многополюсников	218
§ 9.7. Формирование узловых уравнений с помощью матричных выражений	223
§ 9.8. Свойства цепей с активными элементами	226
§ 9.9. Трансформаторы	230
Глава 10. Изображения по Лапласу и спектры сигналов	236
§ 10.1. Общие сведения	236
§ 10.2. Спектры периодических напряжений и токов	237
§ 10.3. Спектры аperiodических функций и преобразование Фурье	240
§ 10.4. Некоторые свойства спектральных функций	243
§ 10.5. Выражение мощности и энергии через спектры	246
§ 10.6. Преобразование Лапласа	249
§ 10.7. Изображения и спектры некоторых функций времени	252
§ 10.8. Свойства и теоремы преобразований Лапласа и Фурье	256
§ 10.9. Теорема смещения в вещественной области	261
§ 10.10. Теорема смещения в частотной области. Спектры модулированных колебаний	265
§ 10.11. О численном определении коэффициентов и суммировании рядов Фурье	269

Глава 11. Спектральный и операторный методы анализа линейных цепей	272
§ 11.1. Анализ установившихся несинусоидальных режимов	272
§ 11.2. Анализ линейных цепей с помощью преобразования Лапласа	275
§ 11.3. Определение оригиналов дробно-рациональных изображений	278
§ 11.4. Примеры анализа переходных процессов преобразованием Лапласа	280
§ 11.5. Решение уравнений состояния с помощью преобразования Лапласа	284
§ 11.6. Передача сигналов через четырехполюсные цепи	286
§ 11.7. Прохождение сигналов через системы с характеристиками идеальных фильтров	290
Глава 12. Четырехполюсники и частотно-избирательные цепи	295
§ 12.1. Общие сведения	295
§ 12.2. Уравнения через параметры сопротивлений и проводимостей	296
§ 12.3. Уравнения через параметры передачи	301
§ 12.4. Уравнения через смешанные параметры	303
§ 12.5. Функции передачи и функции входного сопротивления нагру- женных четырехполюсников	305
§ 12.6. Расчет фильтров по характеристическим параметрам	307
§ 12.7. Фильтры верхних частот. Полосовые фильтры	314
§ 12.8. Параллельные колебательные контуры высокой добротности	316
§ 12.9. Связанные колебательные контуры	319
§ 12.10. Частотные характеристики связанных контуров	323
Литература ,	327
Алфавитный указатель ,	328

Платон Николаевич Матханов
**ОСНОВЫ АНАЛИЗА
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ.
ЛИНЕЙНЫЕ ЦЕПИ**

Зав. редакцией Л. А. Романова. Редактор Е. А. Орехова. Художественный редактор Т. М. Скворцова. Переплет художника В. М. Боровкова. Техн. редактор Э. М. Чижевский. Корректор В. А. Орлова.

ИБ № 2969

Изд. № ЭР-266. Сдано в набор 22.01.80. Под. к печати 27.05.81. Формат 60×90¹/₁₆. Бум. тип, №2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Объем 21 усл. п. л. 21 усл. кр.-отт. Уч.-изд. л. 19,58. Тираж 25 000 экз. Зак. № 1727. Цена 90 коп.

Издательство «Высшая школа», Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14

Ордена Октябрьской Революции, ордена Трудового Красного Знамени Ленинградское производственно-техническое объединение «Печатный Двор» имени А. М. Горького Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли, 197136, Ленинград, П-136, Чкаловский просп., 15,

