

Ниже мы увидим на простейших примерах, что для решения задач о механических колебаниях систем как с одной, так и со многими степенями свободы удобно пользоваться методами теории электрических цепей.

В связи с этим в следующих параграфах рассмотрим метод электромеханических и электроакустических аналогий и основные теоремы из теории электрических цепей.

§ 11.2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ

Электрическая цепь состоит из ветвей, узлов, ячеек и контуров, которые содержат сопротивления, индуктивности и емкости. На

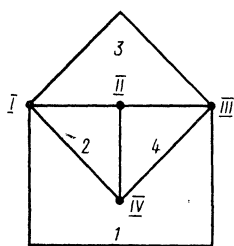


Рис. 11.2.1

рис. 11.2.1 изображена цепь, состоящая из четырех ячеек (1—4) и четырех узлов (I—IV). Линии, соединяющие ячейки, называют *ветвями цепи*.

Большинство цепей относят к плоским. Они могут быть изображены на поверхности сферы. Если плоскую цепь перевести на поверхность сферы, то внешние границы цепи также образуют ячейки, подобно любым внутренним ячейкам. Токи и напряжения в электрических цепях подчиняются двум законам Кирхгофа.

Первый закон Кирхгофа является следствием неунничтожаемости заряда — *сумма сил токов в узле равна нулю*:

$$\sum_{\nu} I_{\nu} = 0 \quad (11.2.1)$$

(ток считается положительным, если он направлен к узлу).

Второй закон Кирхгофа — *сумма мгновенных напряжений в любом замкнутом контуре равна нулю*:

$$\sum_{\nu} U_{\nu} = 0. \quad (11.2.2)$$

Источник, питающий цепь, может быть представлен либо генератором напряжения, либо генератором тока.

Генератором напряжения может быть источник э. д. с. $\tilde{\mathcal{E}}_0$, имеющий внутренний импеданс \tilde{Z}_i (рис. 11.2.2). Точки обозначают входные клеммы, к которым подсоединяется в цепи генератор напряжения. Напряжение на входе цепи меньше электродвижущей силы на падение напряжения на внутреннем импедансе и может быть вычислено по формуле

$$\tilde{U} = \tilde{\mathcal{E}}_0 - \tilde{I}\tilde{Z}_i. \quad (11.2.3)$$

Генератор тока следует рассматривать чисто математически. У идеального генератора тока бесконечно большой импеданс, поскольку возбуждаемый им ток не зависит от нагрузки Z . Поэтому генератор на схеме изображают в виде шунтирующей ветви Z_i и стрелки, указывающей направление тока (рис. 11.2.3). Очевидно, если $Z_i \rightarrow \infty$,

то $\tilde{U}_0 \rightarrow \infty$. Однако отношение \tilde{U}_0/\tilde{I}_0 — величина всегда ограниченная. Если генератор тока замкнуть накоротко, то $\tilde{U}_0 = 0$ и

$$\tilde{I} = \tilde{I}_0, \quad (\text{II.2.4})$$

где \tilde{I}_0 — ток короткого замыкания.

Напряжение разомкнутого контура равно

$$\tilde{U}_0 = \tilde{I}_0 \tilde{Z}_i. \quad (\text{II.2.5})$$

Ток в нагрузке равен разности полного тока I_0 , генерируемого источником, и тока \tilde{U}/Z_i в шунтирующей ветви:

$$\tilde{I} = \tilde{I}_0 - \frac{\tilde{U}}{Z_i} = \frac{\tilde{U}_0}{Z_i} - \frac{\tilde{U}}{Z_i}, \quad (\text{II.2.6})$$

где \tilde{U} — входное напряжение; \tilde{U}_0 — напряжение разомкнутого контура.

В теории цепей широко используют способы замены одной цепи другой, эквивалентной ей. Эти упрощающие приемы основаны на некоторых теоремах. К ним относятся теорему об эквивалентном генераторе напряжения: *простейшая ветвь, имеющая две клеммы (в двухполюсниках) и содержащая источники, может быть представлена как генератор напряжения, э. д. с. которого равна напряжению на его разомкнутых клеммах, а внутренний импеданс — импедансу двухполюсника, измеренному при разомкнутых внутренних генераторах тока и короткозамкнутых внутренних генераторах напряжения.*

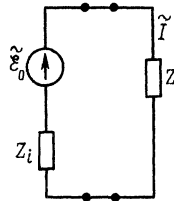


Рис. II.2.2

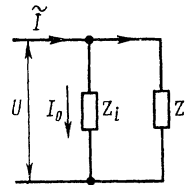


Рис. II.2.3

Справедливость этой теоремы непосредственно следует из линейности электрических цепей: *если при разных нагрузках двух цепей выходные токи и выходные напряжения одинаковы, то токи и напряжения должны совпадать и для других значений нагрузки.*

На основании линейности электрических цепей может быть сформулирована теорема об эквивалентном генераторе тока: *цепь можно заменить эквивалентным генератором тока, параллельно которому включен внутренний импеданс Z_i . Ток этого источника равен току короткого замыкания, а импеданс равен импедансу Z_i между клеммами, если источники напряжения заменены нулевыми импедансами, а источники тока разомкнуты.*

К способам введения эквивалентных цепей относится замена цепи, имеющей форму многоугольника, цепью, имеющей форму звезды (рис. II.2.4).

Это преобразование основывается на следующем положении: *два контура эквивалентны в том случае, если как в первом, так и во втором контуре при одинаковых токах возникают одинаковые напряжения.* Поскольку токи произвольны, положим $I_3 = 0$. В ячейках сопротивления R_{12} , R_{13} и R_{23} соединены параллельно и напряжение

между двумя клеммами (1, 2) равно

$$U_{12} = I_1 \frac{R_{12}(R_{13} + R_{23})}{R_{12} + R_{13} + R_{23}}. \quad (\text{II.2.7})$$

В звезде R_1 и R_2 соединены последовательно, поэтому

$$U_{12} = I_1 (R_1 + R_2). \quad (\text{II.2.8})$$

Если звезда и многоугольник эквивалентны, то эти напряжения

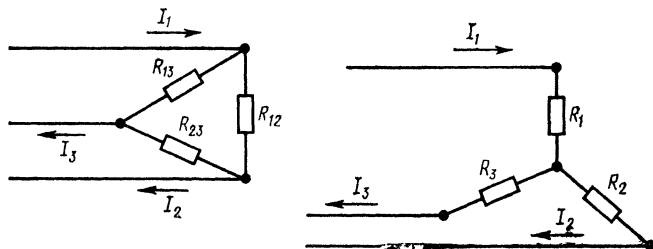


Рис. II.2.4

должны быть равны. Приравнявая правые части (II.2.7) и (II.2.8), получим

$$R_1 + R_2 = \frac{R_{12}(R_{13} + R_{23})}{R_{12} + R_{13} + R_{23}}. \quad (\text{II.2.9})$$

Точно так же, полагая $I_1 = 0$, а затем $I_2 = 0$, получим еще два уравнения относительно R_1 , R_2 и R_3 :

$$R_2 + R_3 = \frac{R_{23}(R_{13} + R_{12})}{R_{12} + R_{13} + R_{23}}, \quad (\text{II.2.10})$$

$$R_3 + R_1 = \frac{R_{13}(R_{23} + R_{12})}{R_{12} + R_{13} + R_{23}}. \quad (\text{II.2.11})$$

Решая систему уравнений, составленную из (II.2.8) – (II.2.10), найдем:

$$R_1 = \frac{R}{R_{23}}, \quad R_2 = \frac{R}{R_{13}}, \quad R_3 = \frac{R}{R_{12}}, \quad (\text{II.2.12})$$

где

$$R = \frac{R_{12}R_{23}R_{13}}{R_{12} + R_{13} + R_{23}} \quad (\text{II.2.13})$$

— коэффициент перехода от одной эквивалентной схемы к другой, Ом².

Точно так же получают формулы для проводимостей этих эквивалентных схем:

$$q_{12} = \frac{q}{q_3}, \quad q_{23} = \frac{q}{q_1}, \quad q_{31} = \frac{q}{q_2},$$

где

$$q = \frac{q_1 q_2 q_3}{q_1 + q_2 + q_3} \quad (\text{II.2.14})$$

— коэффициент перехода от одной эквивалентной схемы к другой, Ом⁻².

Указанные соотношения могут выполняться также для цепей переменного тока, только вместо сопротивлений и проводимостей в них должны быть введены импедансы и комплексные проводимости.

Другим полезным примером построения эквивалентных схем является способ замены данной цепи другой эквивалентной цепью, в которой импедансы заменены комплексными проводимостями, токи — напряжениями, напряжения — токами.

Допустим, что имеется схема с общим сопротивлением Z' переменному току. *Эквивалентной схемой обратных сопротивлений* будем называть такую, в которой общее сопротивление для всех частот связано с сопротивлением первой схемы соотношением $Z'' = Z_0^2/Z'$ (Z_0 имеет размерность сопротивления и называется *степенью инверсии*). Условие такого тождества можно получить для общего случая каких угодно сложных цепей.

Найдем условие эквивалентности перехода от последовательного соединения индуктивного, емкостного и активного сопротивлений к параллельному (рис. II.2.5).

Из условия равенства сопротивлений эквивалентных схем и преобразования сопротивлений следует:

$$Z' = j\omega L' + \frac{1}{j\omega C} + R' = Z_0 \left(\frac{1}{j\omega L''} + j\omega C'' + \frac{1}{R''} \right) = \frac{Z_0^2}{Z''},$$

или

$$C'' = Z_0^2 L', \quad L'' = Z_0^2 C', \quad R'' = \frac{Z_0^2}{R'}. \quad (\text{II.2.15})$$

Таким образом, в инверсной схеме электрические емкости пропорциональны индуктивностям L' ; индуктивности L'' — емкостям C' , а сопротивления R'' — проводимостям $1/R'$. Во все эти соотношения входит коэффициент пропорциональности Z_0^2 , размерность которого совпадает с размерностью квадрата сопротивления.

В соответствии с этим в инверсной цепи токи пропорциональны напряжениям, существующим в цепи последовательных импедансов, а напряжения пропорциональны токам. При этом коэффициент пропорциональности в первом случае равен $1/Z_0$, а во втором — Z_0 :

$$I'' = U'/Z_0, \quad (\text{II.2.16})$$

$$U'' = Z_0 I'. \quad (\text{II.2.17})$$

Для построения инверсных цепей обычно пользуются следующим приемом. Внутри каждой ячейки импедансной схемы располагают узел инверсной цепи. Кроме того, за пределами контура находится еще один узел. Узлам и ячейкам, соответствующим друг другу, при-

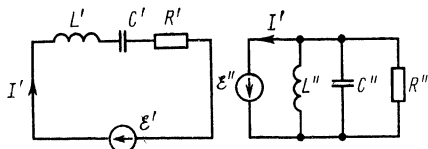


Рис. II.2.5

сваивают одинаковый порядковый номер. Номера узлов обычно обозначают римскими цифрами, а соответствующие номера ячеек — арабскими. Пронумерованные узлы соединяют линиями, проведенными так, что каждая из них по одному разу пересекает элементы ветвей импедансной схемы. Эти линии представляют собой ветви инверсной цепи. При этом каждой точке пересечения линии с элементами ветви исходной схемы ставится в соответствие элемент инверсной цепи, т. е. импедансу Z' импеданс $Z'' = Z_0^2 Y$; напряжение U' заменяют э. д. с. инверсной цепи ($U'' = Z_0 I'$); ток I' заменяют током инверсной цепи ($I'' = U' / Z_0$). Здесь $Y' = 1 / Z'$ — комплексная проводимость исходной цепи, Z_0 — коэффициент инверсии.

На рис. II.2.6, а показан пример построения инверсной цепи, если задана импедансная. Схема содержит импедансы Z'_1 , Z'_2 и Z'_3 и представляет собой двухполюсник, на вход которого включены э. д. с. \mathcal{E}'_1 и \mathcal{E}'_2 . Цифрами 1, 2 и I, II, III обозначены номера ячеек и узлов.

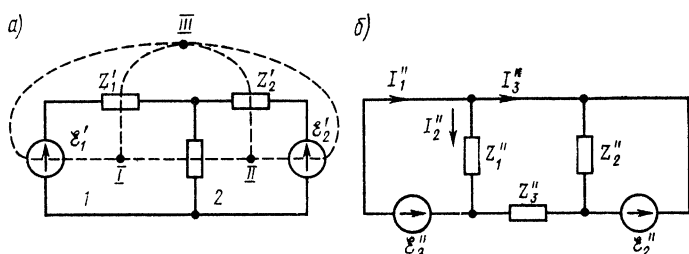


Рис. II.2.6

Цифра III относится к узлу за границей контура. Пунктирные линии соединяют узлы. Они проведены так, что каждая из них один раз пересекает элемент ветви. На рис. II.2.6, б представлена инверсная схема, соответствующая исходной.

Исследуем свойства основных видов цепей. Сложную электрическую цепь, рассматриваемую относительно ее двух любых зажимов, называют *двухполюсником*. Их можно классифицировать по различным признакам: по линейности элементов различают линейные и нелинейные двухполюсники; по числу элементов — одно-, двух-, трех- и многоэлементные; по характеру элементов — реактивные и резистивные; по наличию источников напряжения — активные и пассивные.

Частотные характеристики двухполюсника полностью определены частотной зависимостью отношения комплексного напряжения к току входного контура. Иногда частотные характеристики удобно выражать функциональной зависимостью комплексной проводимости входного контура.

Рассмотрим частотные свойства простых реактивных двухполюсников:

1. Одноэлементный реактивный двухполюсник содержит только один элемент — индуктивность или емкость. Их частотные характеристики, выраженные формулами импедансов и комплексных проводи-

мостей Y , определяют функциями

$$\begin{aligned} Z_{L'} &= j\omega L, & Z_{C'} &= \frac{1}{j\omega C}, \\ Y_{L'} &= \frac{1}{j\omega L}, & Y_{C'} &= j\omega C. \end{aligned} \quad (\text{II.2.18})$$

Значения частот, при которых входной импеданс $Z(\omega)$ равен нулю, в теории цепей называют *нулями частотной характеристики*. Полюсами называют те значения частот, при которых импеданс неограниченно возрастает [$Z(j\omega) \rightarrow \infty$].

Из (II.2.18) следует, что в одноэлементных двухполосниках содержится по одному полюсу:

$$\begin{aligned} Z_L &\rightarrow 0 && \text{при } \omega_1 = 0, \\ Z_L &\rightarrow \infty && \text{при } \omega_2 = \infty, \\ Z_C &\rightarrow 0 && \text{при } \omega_2 = \infty, \\ Z_C &\rightarrow \infty && \text{при } \omega_1 = 0. \end{aligned}$$

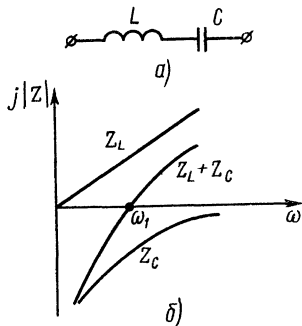


Рис. II.2.7

2. Реактивный двухполосник (рис. II.2.7, а), составленный из одной индуктивности и одной емкости, соединенных последовательно или параллельно, называют *двухэлементным*. Его частотные характеристики можно получить при алгебраическом суммировании характеристик отдельных элементов. В частности, частотные характеристики двухполосника с последовательным соединением получают алгебраическим суммированием импедансов (II.2.18):

$$Z_{L_2} = Z_{L_1} + Z_{C_1} = j\omega L + \frac{1}{j\omega C}. \quad (\text{II.2.19})$$

Приравняв нулю импеданс (II.2.19), найдем нули частотной характеристики:

$$j\omega_1 L + \frac{1}{j\omega_1 C} = 0, \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (\text{II.2.20})$$

Нули частотной характеристики равны частотам резонанса напряжения. Приравняв нулю комплексную проводимость входной цепи $1/Z'$, найдем полюса характеристики; их численное значение совпадает с частотами резонанса токов. Для последовательной цепи получим два полюса: $\omega_0 = 0$ и $\omega_2 = \infty$.

Графики частотных характеристик этого двухполосника и $j|Z_L|$ и $j|Z_C|$ изображены на рис. II.2.7, б, где $|Z_L| = \omega L$ и $|Z_C| = \frac{1}{\omega C}$.

Учитывая выражение для резонансной частоты (II.2.20), можно преобразовать формулу (II.2.19):

$$Z_{L_2} = H_{L_2} \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_2^2}, \quad (\text{II.2.21})$$

где $H_{L_2} = jL\omega$, $\omega_1 = \sqrt{1/(LC)}$, $\omega_0 = 0$.

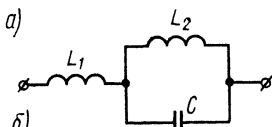
Точно так же находят частотные характеристики с параллельным соединением элементов. Эти характеристики могут быть приведены к формулам:

$$Z_{C_2} = H_{C_2} \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega^2 - \omega_2^2}, \quad Y_{C_2} = \frac{1}{H_{C_2}} \frac{\omega^2 - \omega_2^2}{\omega^2 - \omega_1^2}, \quad (\text{II.2.22})$$

где $H_{C_2} = 1/(j\omega C)$, $\omega_1 = 0$, $\omega_2 = \sqrt{1/(LC)}$.

Таким образом, для указанного двухполосника при частоте $\omega = \omega_2$ наблюдается резонанс токов.

3. Трехэлементные реактивные двухполосники состоят из двух- и одноэлементных двухполосников. Можно составить четыре варианта трехэлементных двухполосников. Их частотные характеристики могут быть найдены при сложении частотных характеристик соответствующих двухполосников. Например, для трехэлементного двухполосника с последовательной индуктивностью, представленного на рис. II.2.8, а,



$$Z_{L_3} = Z_{L_1} + Z_C = j\omega L_1 + \frac{j\omega L_2 / (j\omega C)}{j\omega L_2 + 1/(j\omega C)}. \quad (\text{II.2.23})$$

Приравнявая к нулю Z_{L_3} , найдем частоты резонансов напряжений:

$$\omega_3 = \sqrt{\frac{L_1 + L_2}{L_1 L_2 C}}, \quad \omega_1 = 0. \quad (\text{II.2.24})$$

Приравнявая к нулю $1/Z_{L_3}$, получим частоту антирезонанса:

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{L_2 C}}. \quad (\text{II.2.25})$$

Учитывая выражения для резонансных (II.2.24) и антирезонансных (II.2.25) частот, можно преобразовать частотную характеристику:

$$Z_{L_3} = H_{L_3} \frac{\omega^2 - \omega_3^2}{\omega^2 - \omega_2^2}, \quad (\text{II.2.26})$$

где $H_{L_3} = j\omega L_1$; ω_3 и ω_2 выражаются формулами (II.2.24) и (II.2.25).

Частотная характеристика рассмотренного двухполосника изображена на рис. II.2.8, б. При увеличении частоты импеданс сначала неограниченно возрастает (наступает антирезонанс), а затем проходит через нуль, т. е. через точку резонанса.

Точно так же можно вывести формулу частотных характеристик других вариантов трехэлементных двухполосников. Так, для трехэлементного двухполосника с последовательной емкостью, схема которого изображена на рис. II.2.9, а, она выражается формулой

$$Z_{C_3} = H_{C_3} \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega^2 - \omega_2^2}, \quad (\text{II.2.27})$$

$$\text{где } H_{C_3} = \frac{1}{j\omega} \frac{C_1 + C_2}{C_1 C_2}, \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{1}{L(C_1 + C_2)}}, \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{1}{L_1 C_2}}.$$

График его частотной характеристики изображен на рис. II.2.9, б.

Обратим внимание на последовательность резонансов. В двух-полоснике этого типа при увеличении частоты сначала наступает резонанс, а затем антирезонанс.

Частотная характеристика трехэлементного двухполосника с параллельной индуктивностью (рис. II.2.10, а) выражается формулой

$$Z_{L_{31}} = H_{L_{31}} \frac{\omega^2 - \omega_3^2}{\omega^2 - \omega_2^2}, \quad (\text{II.2.28})$$

где $H_{L_{31}} = j\omega \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}$, $\omega_3 = \sqrt{\frac{1}{L_2 C_1}}$, $\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{C_1 (L_1 + L_2)}}$.

График этой характеристики изображен на рис. II.2.10, б. Приведем выражения частотной функции последней из возможных схем трех-

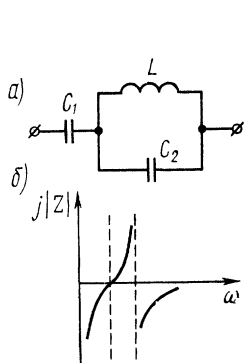


Рис. II.2.9

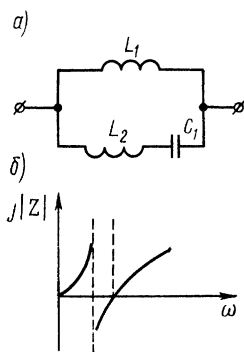


Рис. II.2.10

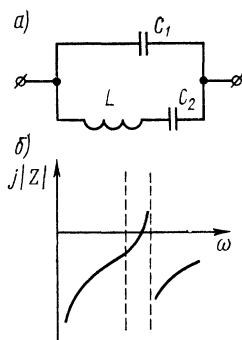


Рис. II.2.11

элементного двухполосника с параллельной емкостью (рис. II.2.11, а):

$$Z_{C_{32}} = H_{C_{32}} \frac{\omega^2 - \omega_3^2}{\omega^2 - \omega_2^2}, \quad (\text{II.2.29})$$

где $H_{C_{32}} = \frac{1}{j\omega C_1}$, $\omega_3 = \sqrt{\frac{1}{LC_2}}$, $\omega_2 = \sqrt{\frac{C_1 - C_2}{LC_1 C_2}}$.

График этой частотной характеристики дан на рис. II.2.11, б. Эта зависимость имеет емкостный характер: двухполосник не пропускает ток ($\omega_0 = 0$), при некоторой частоте ω_3 возникает резонанс $Z_{C_3} = 0$, а затем при частоте ω_2 — антирезонанс, $Z_{C_3} = \infty$. При бесконечно большой частоте импеданс Z_{C_3} вновь равен нулю.

В заключение обзора свойств простых двухполосников можно сделать следующие выводы:

1) все простые двухполосники по отношению к постоянному напряжению ($\omega_0 = 0$) и напряжению высоких частот ($\omega \rightarrow \infty$) ведут себя, как индуктивность или емкость. В первом случае двухполосник является идеальным проводником постоянного тока и изолятором для тока высокой частоты; во втором — изолятором для постоянного тока и идеальным проводником для тока высокой частоты;

2) с возрастанием числа элементов двухполосника увеличивается и число резонансов и антирезонансов. Одноэлементные имеют один

вырожденный резонанс и один вырожденный антирезонанс; двухэлементные — три резонанса: два из них вырожденные, а третий может быть резонансом напряжений или тока; трехэлементные — четыре резонанса: два из них вырожденные, а другие два определяют резонанс напряжения и резонанс тока (общее число резонансных частот на единицу больше числа элементов двухполюсника). На рис. II.2.12 представлена типичная частотная характеристика многоэлементного двухполюсника.

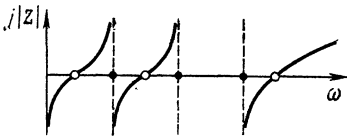


Рис. II.2.12

На этой схеме на оси частот кружками показаны нули (резонансы) и полюсы (антирезонансы);

3) при увеличении частоты характеристики всегда имеют положительную производную по частоте $dZ/d\omega > 0$, т. е. с ростом частоты ω импеданс $Z(\omega)$ увеличивается: в точках, соответствующих полюсам (резонансам токов), частотные характеристики имеют разрыв, импеданс меняет знак, а затем проходит через нуль (в местах резонанса) и вновь возрастает.

Указанные особенности характеристик двухполюсника относятся не только к простым двухполюсникам, но и к сложным: четырехэлементным, пятиэлементным и т. д.

В общем случае сколь угодно сложного двухполюсника зависимость от частоты отношения напряжения к току во входном контуре выражается одной из четырех частотных характеристик:

1) с двумя внешними нулями (с двумя вырожденными резонансами напряжения (рис. II.2.13, а));

2) с двумя внешними полюсами (рис. II.2.13, б);

3) с внешним нулем $\omega_0 = 0$ и внешним полюсом при $\omega_{2n} = \infty$ (рис. II.2.13, в);

4) с внешним полюсом $\omega_0 = 0$ и внешним нулем ($\omega_{2n-1} = \infty$) (рис. II.2.13, г).

Более подробные исследования цепей привели к выводу, что частотные характеристики сложных двухполюсников могут быть выражены обобщенной комплексной функцией

$$Z = Z_0 \frac{(\omega^2 - \omega_1^2) (\omega^2 - \omega_3^2) \dots (\omega^2 - \omega_{2n-1}^2)}{(\omega^2 - \omega_0^2) (\omega^2 - \omega_2^2) (\omega^2 - \omega_4^2) \dots (\omega^2 - \omega_{2n}^2)}. \quad (\text{II.2.30})$$

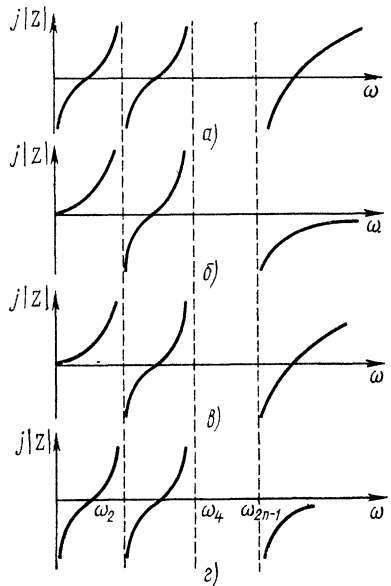


Рис. II.2.13

Здесь Z_0 — комплексная величина, которая для случая характеристик с нулями при $\omega_0 = 0$ пропорциональна $j\omega$:

$$Z_0 = Z_{0L} = j\omega H_L,$$

а для схем с одним полюсом при $\omega = 0$ выражается как емкостные реактивные сопротивления;

$$Z_0 = Z_{0C} = 1/(j\omega H_C)^2,$$

где H_L и H_C — функции всех емкостей и индуктивностей, входящих в ветви двухполюсника.

Числа $\omega_1, \omega_3, \dots, \omega_{2n-1}$, являются корнями уравнения $Z = 0$. При совпадении частоты с одним из них наступает резонанс напряжений. Числа $\omega_0, \omega_2, \dots, \omega_{2n}$ — корни уравнения для комплексной проводимости $\frac{1}{Z} = 0$. При совпадении частоты с одним из этих чисел в системе наблюдается резонанс токов.

Формула (II.2.30) показывает, что у двухполюсника с внешними нулями число резонансов на единицу больше числа антирезонансов. На рис. II.2.13 приведены графики частотных характеристик четырех типов двухполюсников. На этих графиках видно, что нули и полюсы чередуются и что производная $\partial Z/\partial\omega > 0$, т. е. положительна. При каждом переходе через нуль в каком-либо полюсе знак импеданса изменяется. Если частота ω больше частоты антирезонанса (т. е. расположена справа от какого-нибудь полюса) и меньше частоты соседнего резонанса (т. е. лежит слева от соседнего нуля), то импеданс, соответствующий этой частоте, отрицателен. Для частоты, лежащей левее полюса и правее следующего нуля, импеданс положителен.

Число нулей и полюсов сложного двухполюсника обычно определяют по числу независимых уравнений двухполюсников, но иногда можно воспользоваться следующим правилом. В каждой ячейке цепи поочередно вычеркивают одну емкость и одну индуктивность. Число пар вычеркнутых элементов равно числу нулей входного импеданса двухполюсника.

Выражение (II.2.30) широко используют при анализе цепей. С помощью этой формулы легко построить частотную характеристику, не проводя подробных расчетов. С этой целью необходимо найти вид зависимости Z_0 от $j\omega$. Затем определить каким-нибудь способом свойство двухполюсника при бесконечно больших частотах и численное значение модуля функции $Z(j\omega)$. Кроме того, необходимо знать сопротивление двухполюсника при какой-либо промежуточной частоте, не совпадающей с нулем или полюсом.

§ II.3. МЕТОД ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ АНАЛОГИЙ

В современной акустике широко применяются методы решения задач, заимствованные из электротехники. Это стало возможным благодаря тому, что во многих областях физики, в том числе в акустике и электротехнике, многие задачи описывают одинаковыми дифференциальными уравнениями. С другой стороны, бурное развитие электро-