ЦЕПИ ПЕРИОДИЧЕСКОГО НЕСИНУСОИДАЛЬНОГО ТОКА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕСИНУСОИДАЛЬНЫХ ТОКОВ И НАПРЯЖЕНИЙ

Периодическими несинусоидальными токами и напряжениями называют токи и напряжения, изменяющиеся во времени по периодическому несинусоидальному закону.

Они возникают при следующих режимах работы электрических цепей и при сочетаниях этих режимов:

- если источники электрической энергии (источники ЭДС и тока) генерируют периодические несинусоидальные напряжения и токи, а все элементы цепи – резистивные, индуктивные и емкостные – линейны, т.е. от тока не зависят.

- если источники электрической энергии синусоидальны, но хотя бы один из элементов цепи нелинеен, т.е., если цепь нелинейная. (Например, появление несинусоидальных токов в цепи с нелинейной (с магнитопроводом) индуктивностью;
- если в цепи имеются элементы с периодически изменяющимися во времени параметрами, так называемые параметрические цепи.

ИЗОБРАЖЕНИЕ НЕСИНУСОИДАЛЬНЫХ ТОКОВ И НАПРЯЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ РЯДОВ ФУРЬЕ

Любую периодическую функцию **f(t)** с периодом **T**, удовлетворяющую условиям Дирихле, можно разложить в гармонический ряд Фурье

Ряд Фурье в тригонометрической форме записывается следующим образом:

$$\mathbf{f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty}\left[B_n \sin(n\omega t) + C_n \cos(n\omega t)\right]} \qquad (1.1)$$

где **n** принимает целые значения;

$\mathbf{A_0}$ – постоянная составляющая.

Угловую частоту $\boldsymbol{\omega = 2\pi f}$ называют ***основной угловой частотой***, а синусоидальные и косинусоидальные составляющие с основной угловой частотой образуют ***основную***, или ***первую*** гармонику. Угловые частоты, кратные **ω,** называют ***частотами высших гармоник***, а составляющие гармонического ряда с этими частотами являются ***высшими гармониками.*** Гармоники, для которых **n** – нечетное число, называют ***нечетными***; для которых **n** – четное число – ***четными***.

Постоянная составляющая ряда Фурье (1.1) определяется выражением

$$\mathbf{A_0 = \frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} f(t)dt,} \qquad (1.2)$$

а амплитуды синусоидальных и косинусоидальных членов ряда соответственно:

$$\mathbf{B_n = \frac{2}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} f(t)\sin(n\omega t)dt;} \qquad (1.3)$$

$$\mathbf{C_n = \frac{2}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} f(t)\cos(n\omega t)dt} \ . \qquad (1.4)$$

Положим $\mathbf{t_0 = 0}$ и введем новую переменную $\boldsymbol{\alpha = \omega t}$.

С учетом того, что $\boldsymbol{\omega T = 2\pi}$ и $\boldsymbol{d\alpha = \omega dt}$, из (1.1) – (1.4) получим:

$$\mathbf{f(\alpha) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty}\left[B_n \sin(n\alpha) + C_n \cos(n\alpha)\right]} \qquad (1.5)$$

$$A_0 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} f(t)\,d\alpha; \tag{1.6}$$

$$B_n = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} f(t)\sin(n\alpha)\,d\alpha; \tag{1.7}$$

$$C_n = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} f(t)\cos(n\alpha)\,d\alpha\ . \tag{1.8}$$

Гармонический ряд Фурье (1.1) может быть записан и в иной форме.

Поскольку $B_n \sin(n\alpha) + C_n \cos(n\alpha) = A_n \sin(n\alpha + \varphi_n),$

где $A_n = \sqrt{B_n^2 + C_n^2}, \quad \varphi_n = \arg(B_n + jC_n)$

то:

$$f(\alpha) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\alpha + \varphi_n). \qquad (1.9)$$

Форма ряда (1.9) более предпочтительна для расчета электрических цепей с несинусоидальными источниками токов, так как при ее использовании при прочих равных условиях выполняется вдвое меньшее количество вычислений, чем по формулам ряда (1.1) или (1.5).

ПРАКТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГАРМОНИК РЯДА ФУРЬЕ

Встречающиеся в электротехнике источники электрической энергии, генерирующие периодические несинусоидальные токи и напряжения, можно подразделить на две группы:

- генерирующие токи и напряжения правильной формы, например, трапецеидальной, треугольной, прямоугольной и т. п. Их разложение в ряд Фурье описывается аналитически.
- генерирующие токи и напряжения произвольной (геометрически неправильной) формы. Чаще всего они заданы в виде графика. В практике эксплуатации энергетических систем иногда возникает необходимость гармонического анализа несинусоидальных периодических токов и напряжений, появляющихся в результате включения нелинейных элементов (выпрямителей, инверторов, дуговых печей и т.д.). Разложение в ряд Фурье токов и напряжений, заданных графически, производят приближенно.

Приближенный метод определения гармоник ряда Фурье основан на замене определенных интегралов, вычисляемых согласно (1.6 – 1.8), суммами конечного числа слагаемых. (В некоторых источниках этот метод называется графоаналитическим.) С этой целью период функции **f(a)**, равный **2π**, разбивают на **m** равных частей **Δα =2π/m**. Чем больше значение **m**, тем ближе сумма слагаемых к значению интеграла.

По определению, постоянная составляющая

$$A_0 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} f(\alpha)d\alpha \approx \frac{1}{2\pi}\sum_{k=1}^{m} f_k(\alpha)\cdot\Delta\alpha = \frac{1}{2\pi}\sum_{k=1}^{m} f_k(\alpha)\cdot\frac{2\pi}{m},$$

или

$$A_0 = \frac{1}{m}\sum_{k=1}^{m} f_k(\alpha).$$

где **k** — текущий индекс, принимающий значения от 1 до m;

f_k(α) – значение функции **f(α)** при т. е. в середине **k**–го интервала.

Амплитуда синусоидальной составляющей гармоники **n**

$$B_n = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} f(\alpha)\sin(n\alpha)d\alpha \approx \frac{2}{2\pi}\sum_{k=1}^{m} f_k((\kappa - 0,5)\cdot\Delta\alpha)\cdot\frac{2\pi}{m}\cdot\sin(n\cdot(\kappa - 0,5)\cdot\Delta\alpha),$$

или

$$B_n = \frac{2}{m}\sum_{k=1}^{m} f_k(\alpha)\sin(n\cdot(\kappa - 0,5)\cdot\Delta\alpha).$$

Амплитуда косинусоидальной составляющей гармоники **n**

$$C_n = \frac{2}{m}\sum_{k=1}^{m} f_k(\alpha)\cos(n\cdot(\kappa - 0,5)\cdot\Delta\alpha)$$

При расчетах по (1.10) – (1.12) обычно бывает достаточно разделить период функции на **m** = 24 или 18 частей, а в некоторых случаях и на меньшее число. При более высоком значении **m,** а это позволяет современная вычислительная техника, можно определять значения синусов и косинусов на границах интервала. Тогда получаем:

$$B_n = \frac{2}{m}\sum_{k=1}^{m} f_k(\alpha)\sin(n \cdot \kappa \cdot \Delta\alpha) \qquad (1.11a)$$

$$C_n = \frac{2}{m}\sum_{k=1}^{m} f_k(\alpha)\cos(n \cdot \kappa \cdot \Delta\alpha) \qquad (1.12a)$$

При построении гармоник на общем графике составляющие разложения целесообразно представить в виде (1.9), при этом необходимо учитывать, что по оси абсцисс масштаб для гармоники **n** должен быть в **n** раз большим, чем для первой гармоники.

СЛУЧАИ СИММЕТРИИ

Периодические несинусоидальные функции, изображающие электрические и магнитные величины, обладают обычно каким-либо видом симметрии, что облегчает их разложение в ряд Фурье.

Рассмотрим следующие случаи симметрии.

1. *Функция* **f(a)** *симметрична относительно оси ординат* (рис. 1.3), т.е. $f(\alpha) = f(-\alpha)$.

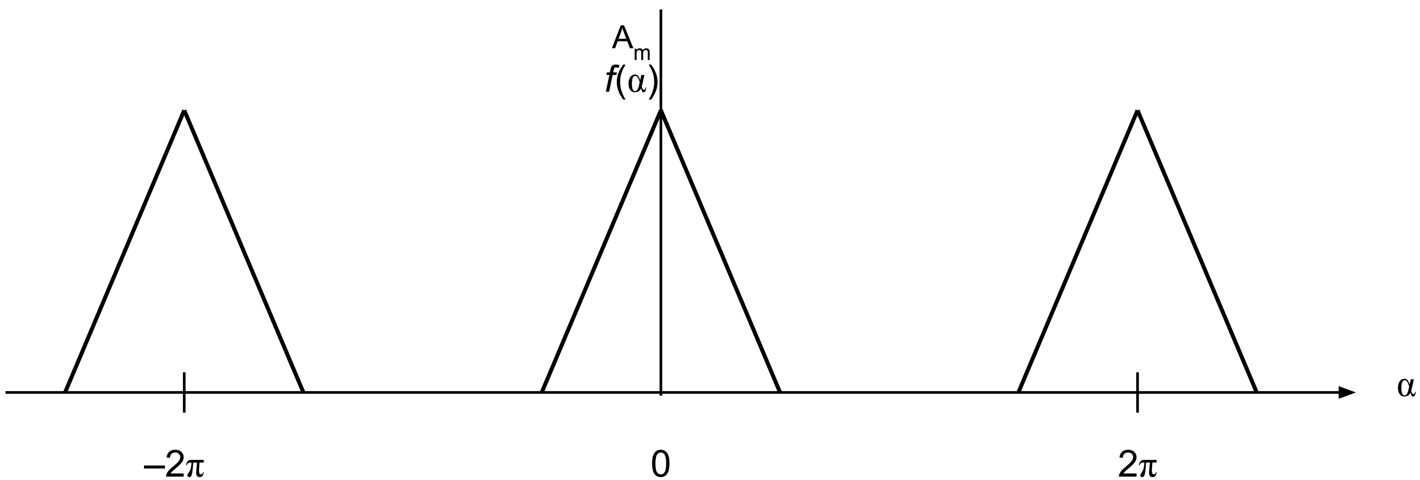

Рис.1.3

Такие функции называются **четными**. Поскольку синусоиды любых частот являются нечетными функциями, при таком виде симметрии в разложении отсутствуют синусоидальные составляющие.

$$f(\alpha) = \frac{f(\alpha)_{max}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos(n\alpha),$$

т.е. ***четная функция может содержать только косинусоиды и постоянную составляющую***.

Важным свойством четных функций является также то, что для определения коэффициентов $\mathbf{C_n}$ достаточно пользоваться кривой $\mathbf{f(\alpha)}$ за половину периода, т. е.

$$C_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(\alpha) \cos(n\alpha) d\alpha \qquad (1.13)$$

Это следует из равенства

$$\int_{-\pi}^{\pi} f(\alpha)\cos(n\alpha)d\alpha = \int_{-\pi}^{0} f(\alpha)\cos(n\alpha)d\alpha + \int_{0}^{\pi} f(\alpha)\cos(n\alpha)d\alpha$$

Замена в первом интеграле **α** на – **α** и дает (1.13).

2. *Функция* **f(α)** *симметрична относительно начала координат* (рис. 1.4), т. е. **f(α) = –f(–α).**

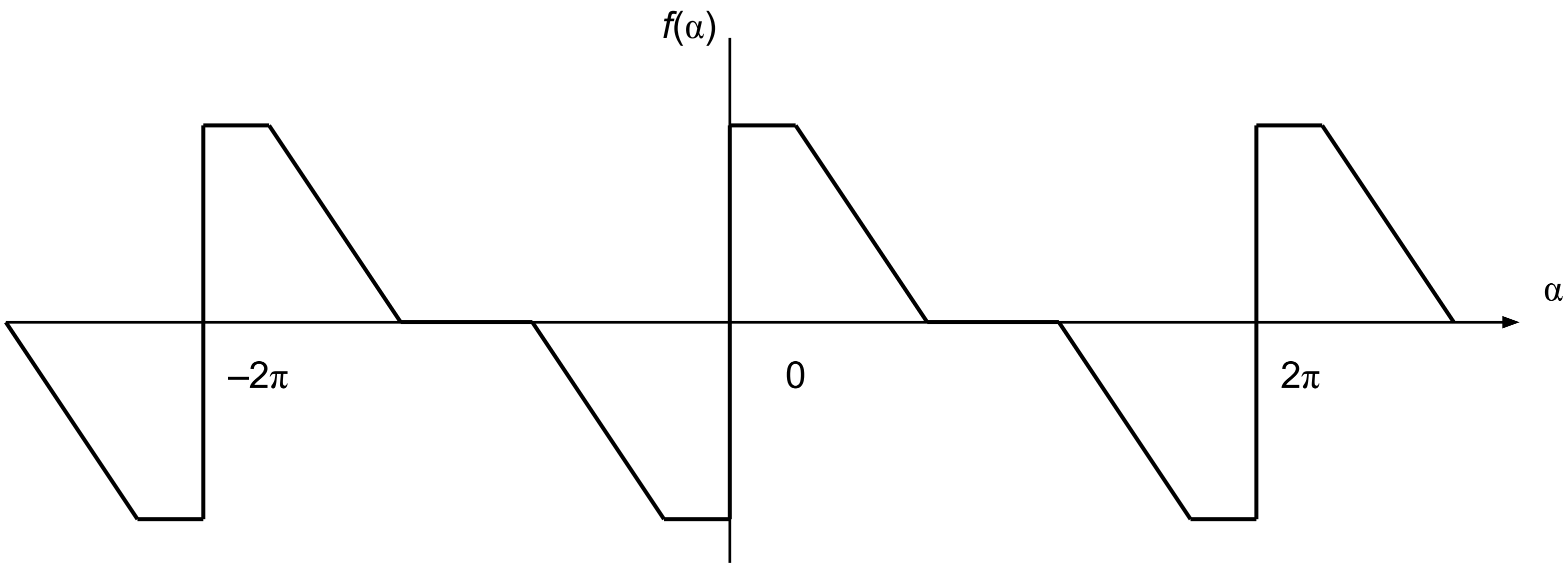

Рис.1.4

Такие функции называются **нечетными**. Поскольку постоянная составляющая и косинусоиды этому условию не удовлетворяют, то при данном виде симметрии в разложении отсутствуют постоянная составляющая и косинусоидальные составляющие.

$$f(\alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin(n\alpha),$$

т. е. ***нечетная функция может содержать только синусоиды***.

В этом случае, так же как и в предыдущем, для определения коэффициентов $\mathbf{B_n}$ достаточно пользоваться кривой **f(α)** за половину периода, т. е.

$$B_n = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} f(\alpha)\sin(n\alpha)d\alpha. \qquad (1.14)$$

3. *Функция* **f(α)** *симметрична относительно оси абсцисс при совмещении двух полупериодов во времени* (рис. 1.5), т. е. **f(α) = –f(α + π)**.

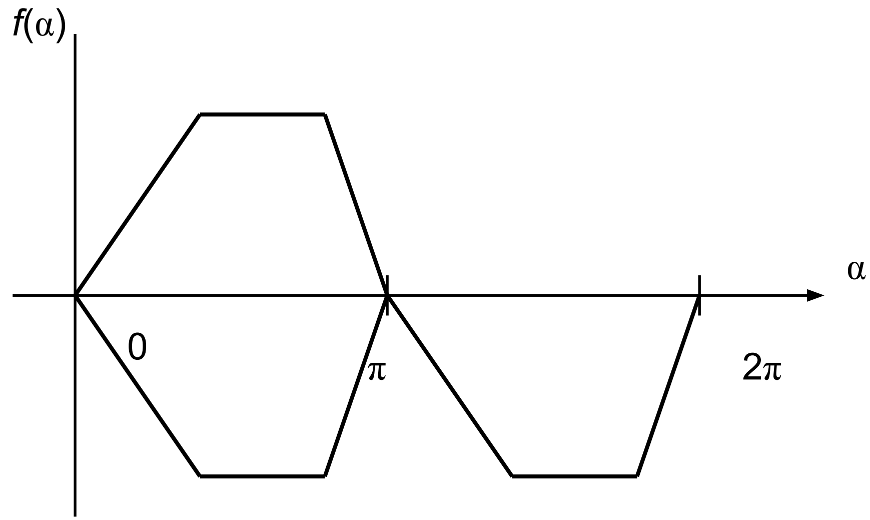

Рис.1.5

Заменяя **f(a)** в соответствии с (1.5), получаем:

$$A_0 + \sum_{n=1}^{\infty}\left[B_n \sin(n\alpha) + C_n \cos(n\alpha)\right] = -A_0 - \sum_{n=1}^{\infty}\left[B_n \sin(n(\alpha+\pi)) + C_n \cos(n(\alpha+\pi))\right],$$

откуда для четных **n**

$$2A_0 + 2\sum_{n=2,4...}\left[B_n \sin(n\alpha) + C_n \cos(n\alpha)\right] = 0.$$

Это условие удовлетворяется при произвольных значениях **a** только в том случае, если $\mathbf{A_0 = 0}$ и $\mathbf{B_n = C_n = 0}$ при четных **n**.

Поэтому при данном виде симметрии

$$f(\alpha) = \sum_{n=1,3,5...}^{\infty}\left[B_n \sin(n\alpha) + C_n \cos(n\alpha)\right] \qquad (1.15)$$

т.е. ***функция, симметричная относительно оси абсцисс при совмещении двух полупериодов во времени, содержит только нечетные гармоники***.

Коэффициенты $\mathbf{B_n}$ и $\mathbf{C_n}$ могут вычисляться в этом случае по формулам (1.13) и (1.14).

Если одновременно выполняются условия симметрии по пп. 1 и 3, то в разложении содержатся только нечетные косинусоиды, а если по 2 и 3, то содержатся только нечетные синусоиды.

ПРИМЕНЕНИЕ РЯДА ФУРЬЕ К РАСЧЕТУ ПЕРИОДИЧЕСКОГО НЕСИНУСОИДАЛЬНОГО ПРОЦЕССА

Пусть требуется найти ток в электрической цепи под воздействием периодической несинусоидальной ЭДС

$$e(t) = E_0 + \sum E_{m\,n} \sin(n\omega t + \psi_n),$$

где индексы **m** и **n** обозначают соответственно амплитуду и порядковый номер гармоники.

Если цепь линейна, т.е. ее параметры **r**, **L**, **M**, **C** неизменны, то токи в цепи находятся методом наложения – путем суммирования токов, создаваемых каждой из гармонических составляющих ЭДС в отдельности:

$$i(t) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} I_{m\,n} \sin\left(n\omega t + \psi_n + \varphi_v\right), \tag{1.23}$$

Применительно к одноконтурной цепи

$$I_0 = \frac{E_0}{Z(0)}, \quad I_{mn} = \frac{E_{mn}}{Z(n\omega)}.$$

Под **Z(0)** подразумевается сопротивление цепи при частоте, равной нулю, т.е. сопротивление постоянному току; **Z(nω)** – полное сопротивление при частоте **nω.**

Угол $\boldsymbol{\phi_n}$ определяется как отношения реактивного сопротивления цепи при частоте **nω** к ее активному сопротивлению.

В случае, когда цепь состоит из последовательно соединенных элементов **r**, **L** и **C**,

$$Z(n\omega) = \sqrt{r^2 + \left(n\omega L - \frac{1}{n\omega C}\right)^2}; \quad \varphi_n = \operatorname{arctg} \frac{n\omega L - \dfrac{1}{n\omega C}}{r}.$$

При этом **Z(0) = ∞,** так как цепь для постоянного тока разомкнута.

Рассмотрим отдельно идеальную катушку с индуктивностью **L (r = 0)**. Ее сопротивление при частоте **nω** гармоники **n:** $Z_n = n\omega L$, т. е. сопротивление растет с возрастанием порядкового номера гармоники. Соответственно

$$I_{mn} = \frac{U_{mn}}{n\omega L} \qquad \frac{I_{mn}}{I_{1m}} = \frac{1}{n} \cdot \frac{U_{mn}}{U_{1m}}$$

Таким образом, содержание высших гармоник, выраженных в долях первой гармоники, в кривой тока меньше, чем в кривой напряжения. Т.е., катушка сглаживает кривую тока. Это свойство используют для сглаживания тока, например, на выходе промышленных выпрямителей, включая между выпрямителем и приемником индуктивную катушку. Катушка не оказывает сопротивления постоянной составляющей тока, но ее сопротивление высшим гармоникам тока тем больше, чем выше номер гармоники. Продольное активно-индуктивное сопротивление является простейшим фильтром нижних частот.

В отличие от катушки индуктивности, сопротивление конденсатора убывает с ростом порядкового номера гармоники. $Z_n = \frac{1}{n\omega C}.$ Соответственно имеем:

$$I_{m\,n} = n\omega C \cdot U_{m\,n} \qquad \frac{I_{m\,n}}{I_{1m}} = n \cdot \frac{U_{m\,n}}{U_{1m}}$$

Т.е., в конденсаторе содержание гармоник, выраженных в долях первой гармоники, в кривой тока больше, чем в кривой напряжения. Продольное активно-емкостное сопротивление является простейшим фильтром верхних частот.

В случае сложной цепи, содержащей участки с активными сопротивлениями, индуктивностями и емкостями, на форму кривой тока будет влиять конфигурация цепи.

Если, например, в цепи для гармоники порядка **n = q** имеет место резонанс напряжений, то сопротивление цепи для этой гармоники минимально, и, соответственно эта гармоника в кривой тока по отношению к первой гармонике будет максимальна. Простейшей такой цепью является полосовой фильтр из последовательно включенных индуктивности и емкости.

В общем случае в цепи, состоящей из элементов **r**, **L**, **C**, как реактивное, так и активное сопротивления являются функциями частоты **nω**.

Расчет периодических несинусоидальных токов и напряжений в разветвленных электрических цепях целесообразно выполнять в комплексной форме. В общем случае расчет таких цепей выполняется в три этапа:

- разложение ЭДС или токов источников (если заданы токи) на гармонические составляющие;
- расчет в комплексной форме токов и напряжений в цепи для каждой из гармоник в отдельности;
- суммирование мгновенных значений токов и напряжений для искомых ветвей и узлов.

Если периодическая несинусоидальная ЭДС задана в тригонометрической форме ряда Фурье вида (1.9), то ЭДС и ток могут быть представлены в виде

$$e(t) = E_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{Im}(\dot{E}_{m\,n} e^{jn\omega t});$$

$$i(t) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{Im}(\dot{I}_{m\,n} e^{jn\omega t}),$$

Поскольку составляющие несинусоидального тока (напряжения) имеют неодинаковые частоты, суммировать следует их мгновенные значения, а не комплексные амплитуды.

ДЕЙСТВУЮЩЕЕ И СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ НЕСИНУСОИДАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ

Действующее (среднеквадратичное) значение периодической несинусоидальной функции определяется аналогично действующему значению гармонической (синусоидальной) функции:

$$F = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T f^2(t)dt} \tag{1.24}$$

Рассмотрим вид подынтегрального выражения в случае, когда функция **f(t)** представляется рядом (1.9). Результат возведения этого ряда во вторую степень будет представлять собой сумму квадратов отдельных членов ряда и их удвоенных попарных произведений (вспомните известную из школьного курса математики формулу **(a+b)2 = (a2+2ab+b2)**, т.е., если

$$f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\omega t + \varphi_n)$$

то

$$f^2(t) = A_0^2 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n^2 \sin^2(n\omega t + \varphi_n) + 2\sum_{\substack{p,q=0 \\ p\neq q}}^{\infty} A_p \sin(p\omega t + \varphi_p) \cdot A_q \sin(q\omega t + \varphi_q).$$

Интеграл от последней суммы равен нулю, поскольку

$$\sin(p\omega t) \cdot \sin(q\omega t) = \frac{1}{2}[\cos((p-q)\omega t) - \cos((p+q)\omega t)],$$

а, как известно,

$$\int_0^T \cos(n\omega t)dt = 0.$$

С учетом того, что

$$\int_0^T \sin^2(n\omega t)dt = \frac{T}{2},$$

окончательно для действующего значения периодической несинусоидальной функции получаем:

$$F = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T f^2(t)dt} = \sqrt{A_0^2 + \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty} A_n^2}. \qquad (1.25)$$

Поскольку $\mathbf{A_n}$ — амплитуда гармоники **n**, то $\mathbf{A_n^2/2}$ – квадрат ее действующего значения. Таким образом, выражение (1.25) означает, что ***действующее значение периодической несинусоидальной функции равно корню квадратному из суммы, квадратов действующих значений гармоник и квадрата постоянной составляющей.***

Следовательно, ***действующее значение функции***, представляющей сумму гармоник разных частот, ***не зависит от начальных фаз*** этих гармоник, а определяется только их действующими значениями.

Действующее значение периодической несинусоидальной функции может быть измерено, так же как и при гармонических токах, с помощью электроизмерительного прибора электромагнитной, электродинамической, тепловой и других систем.

Наряду с понятием действующего значения периодической несинусоидальной функции в электротехнике пользуются понятием среднего значения функции, взятой по абсолютной величине; это значение определяется интегралом вида

$$F_{cp} = \frac{1}{T}\int_0^T |f(t)|dt = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} |f(\omega t)|d\omega t.$$

Этот интеграл равен среднему значению функции **f(t)** за положительный полупериод, если **f(t)** имеет одинаковые положительную и отрицательную волны:

$$F_{cp} = \frac{1}{T}\int_0^T |f(t)|dt = \frac{2}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} |f(t)|dt.$$

МОЩНОСТЬ В ЦЕПИ ПЕРИОДИЧЕСКОГО НЕСИНУСОИДАЛЬНОГО ТОКА

По определению ***активная мощность равна среднему значению мощности за период***:

$$P = \frac{1}{T}\int_0^T (u \cdot i)dt.$$

*Если вместо **u** и **i** подставить их выражения через тригонометрический ряд вида (1.9), то интеграл будет равен сумме интегралов, дающих в результате сумму произведения постоянных составляющих напряжения и тока и средних значений произведений гармоник напряжения и тока одного и того же порядка. Остальные интегралы будут равны нулю, так как они представляют собой средние значения произведений гармоник разных порядков или произведений постоянной составляющей на отдельные гармоники (сравните с 1.7).*

Итак,

$$P = U_0 I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} U_n I_n \cos\varphi_n, \qquad (1.26)$$

т.е. ***активная мощность периодического несинусоидального тока равна сумме активных мощностей отдельных гармоник плюс мощность постоянной составляющей***.

Иначе говоря, активная мощность от взаимодействия разноименных гармоник напряжений и токов или от взаимодействия гармоник с постоянными составляющими равна нулю.

По аналогии с понятием реактивной мощности для гармонических функций может быть введено понятие реактивной мощности в цепи с периодическими несинусоидальными величинами. Последняя определяется как сумма реактивных мощностей отдельных гармоник:

$$Q = \sum_{n=1}^{\infty} U_n I_n \sin\varphi_n, \qquad (1.27)$$

Содержание в одной из кривых (напряжения или тока) гармоник, отсутствующих в другой кривой, не отражается на величинах активной и реактивной мощностей, но повышает действующее значение той функции, которая содержит эти гармоники.

Поэтому, если полную мощность в рассматриваемой цепи определить как произведение действующих значений напряжения и тока **S = UI**, то на основании сказанного можно заключить, что в отличие от гармонического режима сумма квадратов активной и реактивной мощностей в цепи с периодическими несинусоидальными величинами не равна квадрату полной мощности:

$$P \quad + Q^2 = S^2 - T^2.$$

Величина **T** носит название **мощности искажения**; она характеризует степень различия в формах кривых напряжения **u** и тока **i**. Если сопротивление цепи активное, то кривые напряжения и тока подобны; при этом **Q = 0** и **T = 0**.

ИЗМЕРЕНИЕ ТОКОВ И НАПРЯЖЕНИЙ В ЦЕПЯХ НЕСИНУСОИДАЛЬНОГО ТОКА

Для измерения несинусоидальных токов и напряжений применяются электроизмерительные приборы различных систем. Условные обозначения системы прибора приводят в документации на прибор, а так же на шкалах аналоговых электроизмерительных приборов, которые по разному реагируют на различные значения измеряемой величины. Устройство и принципы действия этих приборов, а также условные обозначения их систем рассматриваются в курсе «Информационно – измерительная техника и электроника». Поэтому лишь перечислим, какие величины измеряют вольтметры и амперметры различных систем (условные обозначения некоторых из систем приведены на рис. 1.12).

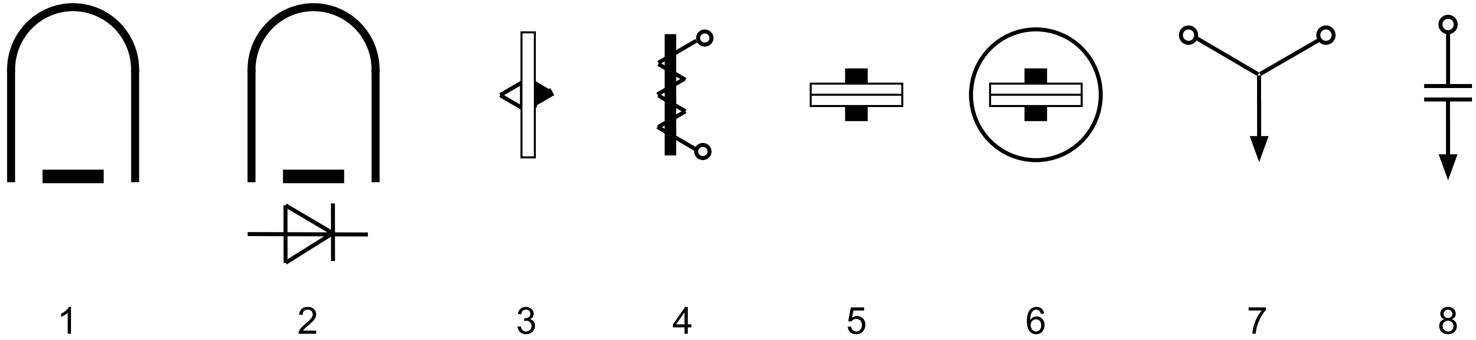

Рис. 1.12

Действующее значение измеряют приборами ***электромагнитной*** (4), ***электродинамической*** (5) ***и тепловой*** (7) систем; среднее по модулю значение – приборами ***магнитоэлектрической системы с выпрямителем*** (2); постоянную составляющую (и постоянные напряжение и ток) измеряют ***магнитоэлектрическими приборами без выпрямителя*** (1, 3); максимальное (амплитудное) значение измеряют ***амплитудными (или пиковыми) электронными вольтметрами.***

КОЭФФИЦИЕНТЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ НЕСИНУСОИДАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ

По аналогии с гармоническими функциями отношение активной мощности при несинусоидальных токах к полной мощности называется **коэффициентом мощности** и обозначается χ:

$$\chi = \frac{P}{UI} = \frac{\int_0^T (u \cdot i)dt}{\sqrt{\int_0^T u^2 dt \cdot \int_0^T i^2 dt}}. \qquad (1.28)$$

Отношение в правой части (1.28) обращается в единицу только при наличии прямой пропорциональности между **u** и **i**.

Положим, что напряжение синусоидально, а ток несинусоидален. В этом случае активная мощность в соответствии с (1.26) определяется мощностью первой гармоники

$$P = U_1 I_1 \cos\varphi_1 = U I_1 \cos\varphi_1 .$$

При этом действующее значение тока

$$I = \sqrt{I_0^2 + I_1^2 + I_2^2 + \ldots} > I_1 .$$

Следовательно, коэффициент мощности

$$\chi = \frac{U I_1 \cos\varphi_1}{U I} = \frac{I_1}{I} \cos\varphi_1 = k_И \cos\varphi_1 .$$

Множитель $k_И = \dfrac{I_1}{I} < 1$ называется **коэффициентом искажения**.

Коэффициент формы кривой определяется как отношение действующего значения функции к среднему значению функции, взятой по абсолютной величине:

$$k_Ф = \frac{\sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T f^2(t)dt}}{\frac{1}{T}\int_0^T |f(t)|dt}.$$

Для гармонической функции

$$k_Ф = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \approx 1{,}11.$$

Коэффициент амплитуды определяется как отношение максимального значения функции к ее действующему значению:

$$k_A = \frac{f_m}{\sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T f^2(t)dt}}.$$

Для гармонической функции $k_A = \sqrt{2} \approx 1{,}41.$

ЗАМЕНА НЕСИНУСОИДАЛЬНЫХ ТОКОВ И НАПРЯЖЕНИЙ ЭКВИВАЛЕНТНЫМИ

СИНУСОИДАЛЬНЫМИ

При изучении некоторых простейших свойств нелинейных электрических цепей несинусоидальные токи и напряжения, не содержащие постоянных составляющих и в которых высшие гармоники выражены слабо, заменяют эквивалентными синусоидальными. Действующее значение синусоидального тока принимают равным действующему значению заменяемого несинусоидального тока, а действующее значение синусоидального напряжения – равным действующему значению несинусоидального напряжения.

Сдвиг фаз $\mathbf{j}_{\mathbf{эк}}$ между эквивалентными синусоидами напряжения и тока берут таким, чтобы активная мощность эквивалентного синусоидального тока была равна активной мощности несинусоидального тока, т. е.

$$\cos\varphi_{ЭК} = P/(UI) \tag{1.29}$$