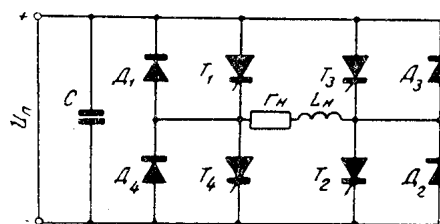


## КОМПЕНСАЦИЯ РЕАКТИВНОЙ ЭНЕРГИИ НАГРУЗКИ В ИНВЕРТОРАХ НАПЯЖЕНИЯ

В. И. ИВАНЧУРА, С. И. КОРОЛЕВ, Б. П. СОУСТИН

(Представлена научно-техническим семинаром  
кафедры электрооборудования ТПИ)

Для инверторов напряжения существует несколько способов компенсации реактивной энергии нагрузки: источником постоянного тока за счет обратных диодов, замыканием нагрузки накоротко, а для многофазных схем — передачей реактивной энергии из фазы в фазу. При создании схем инверторов с регулируемым выходным напряжением широтным или широтноимпульсным способами выбор способа компенсации определяет схему инвертора и вид модуляции. Для анализа рассмотрена схема однофазного инвертора с индивидуальной коммутацией и обратными диодами (рис. 1 а). Компенсация реактивной энергии нагрузки осуществляется либо источником постоянного тока, либо замыканием нагрузки накоротко.



а

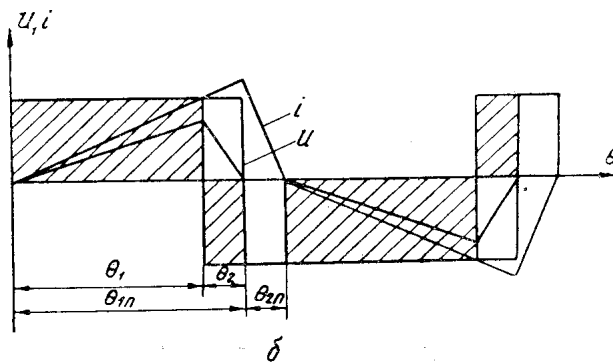


Рис. 1.

Сделаны допущения: а) прямое сопротивление тиристоров и диодов в открытом состоянии равно нулю, а в обратном закрытом — бесконеч-

ности; б) источник постоянного напряжения имеет малое обратное сопротивление.

При широтном регулировании (рис. 1, б) и компенсации реактивной энергии источником постоянного тока форма напряжения на нагрузке зависит не только от угла проводимости силовых тиристоров  $\Theta_1$ , но и от  $\cos\varphi_n$  нагрузки. Кроме того, существует предельное значение  $\Theta_{1n}$  в функции  $\cos\varphi_n$ .

Исходные уравнения в операторной форме

$$\begin{aligned} \frac{U}{p} &= RI(p) + LpI(p) & 0 < \Theta \leq \Theta_1 \\ -\frac{U}{p} &= RI(p) + LpI(p) - LI(\Theta_1) & \Theta_1 < \Theta \leq \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (1)$$

Из условия  $\Theta_1 + \Theta_2 = \pi$  находится предельное значение угла проводимости силовых тиристоров,  $\Theta_2$  — угол проводимости обратных диодов

$$\Theta_{1n} = \frac{\pi}{2} - \operatorname{tg} \varphi_n \cdot \ln(2e^{\Theta \cdot \operatorname{ctg} \varphi} - 1). \quad (2)$$

Графическое решение этого уравнения приведено на рис. 2. При возврате реактивной энергии нагрузки в источник постоянного тока до углов, меньших предельного  $\Theta < \Theta_{1n}$ , предельный ток имеет прерывистый характер.

Напряжение на выходе инвертора удовлетворяет условию  $f(\Theta) = f(\Theta + \pi)$  и имеет только нечетные гармоники синусоидального и косинусоидального характера

$$f(\Theta) = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cdot \cos \Theta \cdot n + b_n \cdot \sin \Theta \cdot n), \quad (3)$$

где  $n$  — порядковый номер гармоники.

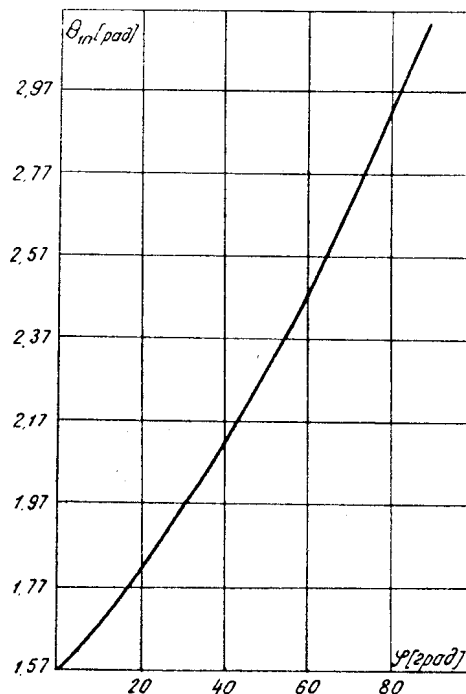


Рис. 2.

Амплитуда первой гармоники имеет вид:

$$A_1 = -\frac{2U}{\pi} \sqrt{6 - 4\cos\Theta_1 - 4\cos\Theta_2 + 2\cos(\Theta_1 + \Theta_2)}.$$

В случае компенсации реактивной энергии источником постоянного тока и закорачиванием нагрузки (комбинированный способ компенсации) форма напряжения имеет вид рис. 1, б;  $\Theta_2$  отсутствует, и ток в нагрузке непрерывен. Амплитуда первой гармоники

$$A^*_1 = \frac{2U}{\pi} \sqrt{2(1 - \cos\Theta_1)}.$$

На рис. 3 приведены зависимости  $A_1 = f(\Theta_1, \Theta_2)$ , характеризующие изменение амплитуды первой гармоники при чисто индуктивной нагрузке при возврате реактивной энергии в источник постоянного тока (кривая 1), при комбинированной компенсации (кривая 2), отношение этих амплитуд (кривая 3). Кривая 4 характеризует изменение амплитуды первой гармоники при компенсации источником постоянного тока  $\Theta_1 = 60^\circ$  и  $\Theta_2$  меняется от 0 до  $60^\circ$ .

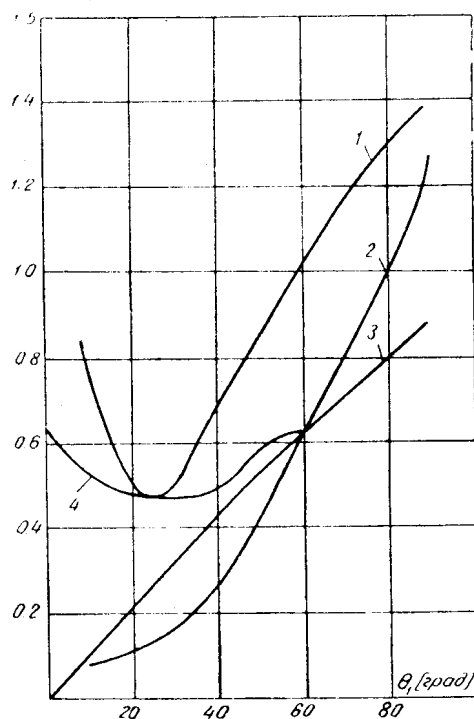


Рис. 3

Анализируя кривые, можно заключить, что при регулировании угла проводимости основных тиристоров в широком диапазоне предпочтительнее комбинированная компенсация реактивной энергии нагрузки. При  $\Theta_1$  более  $60^\circ$  эл. град. происходит увеличение амплитуды первой гармоники при компенсации источником постоянного тока. Функция регулирования амплитуды первой гармоники при компенсации источником постоянного тока нелинейна.

При регулировании напряжения нагрузки по синусоидальному закону два способа компенсации реактивной энергии сопоставляются в двух видах модуляции двухтактной

$$t_{\text{ук}} = -\frac{T}{2} + \frac{T}{2} \mu \sin \Omega_0 T \cdot k$$

$$t_{\text{нк}} = -\frac{T}{2} - \frac{T}{2} \mu \sin \Omega_0 T \cdot k$$

и однотоктной

$$t_{\text{ук}} = \mu T |\sin \Omega_0 T k|$$

где  $t_{\text{ук}}$  — длительность  $k$ -го положительного импульса напряжения, начиная от начала координат;

$t_{\text{нк}}$  — длительность отрицательного импульса напряжения в  $k$ -ом интервале.

$\mu = (0 \div 1)$  — глубина модуляции,

$T = t_{\text{ук}} + t_{\text{нк}}$  — период модуляции,

$\Omega_0$  — частота основной гармоники напряжения.

Для пояснения на рис. 4, а, б построены графики напряжения в функции  $\frac{\pi}{n} \cdot k$  при  $\mu = 1$  и  $\Omega_0 T = \frac{\pi}{6}$ . В дальнейшем  $\Omega_0 T = \frac{\pi}{n}$ , где

$n$  — число интервалов в  $\pi$ .

Следует отметить, что двухтактную модуляцию напряжения можно получить при компенсации реактивной энергии нагрузки источником питания, а однотоктную модуляцию при комбинированной компенсации.

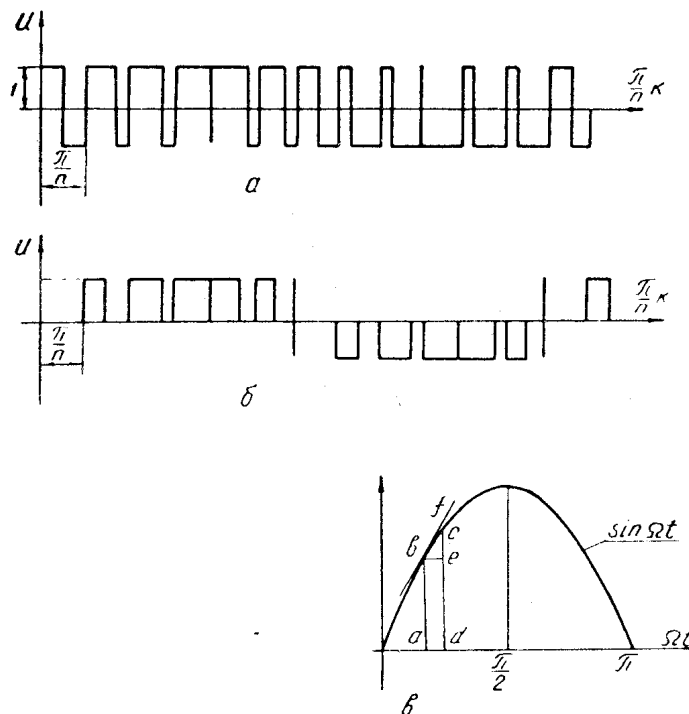


Рис. 4

В случае однополярной модуляции в выходном напряжении присутствуют нечетные косинусоидальные и синусоидальные члены ряда Фурье.

$$a_m = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(\alpha) \cdot \cos m \alpha d\alpha$$

$$b_m = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} f(\alpha) \cdot \sin m \alpha d\alpha$$

(4)

Выражения для любой гармоники напряжения сложны и мало пригодны для анализа. Поэтому для получения аналитической зависимости амплитуды первой гармоники выходного напряжения применим приближенный способ интегрирования выражений (4).

Площадь  $a, b, c, d$  для любого интервала заменяется алгебраической суммой площади прямоугольника  $a, b, c, d$  и площади треугольника  $bfe$  (рис. 4, в), причем гипотенуза треугольника является касательной к синусоиде в точке  $b$

$$S_{abcd} = S_{abcd} + S_{bfe}$$

Как видно из рисунка, для каждого интервала интегрирования

$$\begin{aligned} S_{abcd} &= \mu \frac{\pi}{n} \sin^2 \frac{\pi}{n} \cdot k, \\ S_{bfe} &= \frac{1}{2} \left( \mu \frac{\pi}{n} \right)^2 \cdot \sin^2 \frac{\pi}{n} \cdot k \cdot \cos \frac{\pi}{n} \cdot k, \end{aligned} \quad (5)$$

используя (5), принимая амплитуду прямоугольного напряжения единичным,

$$b_1 = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{k=n-1} \sin^2 \frac{\pi}{n} \cdot k \cdot \mu \frac{\pi}{n} + \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{k=n-1} \frac{1}{2} \cos \frac{\pi}{n} \cdot k \cdot \frac{\mu^2 \pi^2}{n^2} \sin^2 \frac{\pi}{n} \cdot k.$$

После суммирования

$$b_1 = \mu + \frac{1}{2} \mu^2 \frac{\pi}{n^2}. \quad (6)$$

Аналогичным образом находится выражение для косинусоидальной составляющей первой гармоники

$$a_1 = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{k=n-1} \mu \frac{\pi}{n} \sin \frac{\pi}{n} \cdot k \cdot \cos \frac{\pi}{n} \cdot k - \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{k=n-1} \frac{1}{2} \frac{\mu^2 \pi^2}{n^2} \sin^3 \frac{\pi}{n} \cdot k, \quad (7)$$

$$a_1 = -\mu^2 \frac{\pi}{n^2}. \quad (8)$$

Амплитуда первой гармоники

$$A_1 = \sqrt{b_1^2 + a_1^2} \approx b_1$$

Фаза напряжения первой гармоники

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi &= \frac{b_1}{a_1} \\ &= \frac{1}{n^2 + \frac{1}{2} \mu \cdot \pi} \\ \operatorname{tg} \varphi &= - \frac{1}{\mu \pi} \end{aligned}$$

При двухполярной модуляции в форме выходного напряжения будут присутствовать только нечетные синусоидальные составляющие, если начало координат переместить в точку  $\frac{\pi}{4\pi}$  (рис. 4, а). Применяя приближенное интегрирование, получаем для амплитуды первой гармоники

$$b'_1 = \mu \cos \frac{\pi}{2n} + \frac{\pi}{2n} \cdot \mu \cdot \sin \frac{\pi}{2n}.$$

Согласно теореме о переносе начала координат, фазовый сдвиг первой гармоники будет  $\varphi' = -\frac{\pi}{2n}$ .

На основании полученных выражений можно найти коэффициент нелинейных искажений

$$k_r = \sqrt{\frac{U_0^2 - U_1^2}{U_1^2}},$$

$U_g$  — действующее значение всех гармоник выходного напряжения;

$U_1$  — действующее значение первой гармоники.

При однополярной модуляции

$$U_g = \sqrt{\frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^n \mu \frac{\pi}{n} \sin \frac{\pi}{n} k} = \sqrt{\frac{\mu}{n} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2n}}$$

$$k'_r = \sqrt{\frac{\frac{1}{n} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2n} \mu \left(1 + \frac{1}{2} \mu \frac{\pi}{n^2}\right)^2}{\frac{1}{2} \mu \left(1 + \frac{1}{2} \mu \frac{\pi}{n^2}\right)^2}} \quad (10)$$

$$k_{r \rightarrow \infty} = \sqrt{\frac{4}{\pi \mu} - 1}$$

При двухполярной модуляции

$$U_g = 1$$

$$k''_r = \sqrt{\frac{1 - \frac{\mu^2}{2} \left(\cos \frac{\pi}{2n} + \frac{\pi}{2n} \sin \frac{\pi}{2n}\right)^2}{\frac{\mu^2}{2} - \left(\cos \frac{\pi}{2n} + \frac{\pi}{2n} \sin \frac{\pi}{2n}\right)^2}} \quad (11)$$

$$k''_{r \rightarrow \infty} = \sqrt{\frac{2}{\mu^2} - 1}. \quad (12)$$

На рис. 5 приведены зависимости  $k'_r$  и  $k''_r$  в функции глубины модуляции при различном  $n$ .

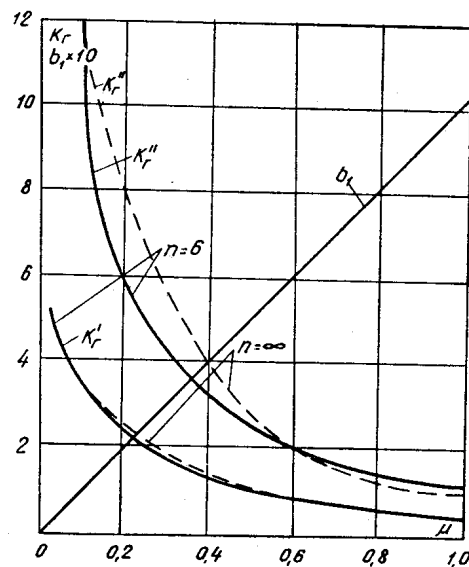


Рис. 5.

Анализируя (6) и (9), видим, что амплитуда первой гармоники является нелинейной функцией от глубины модуляции, причем нелинейность будет тем меньше, чем выше несущая частота, т. е. больше  $n$ . При больших  $n$  амплитуды первых гармоник одинаковы во всем диапазоне изменения и пропорциональны  $\mu$ .

### **Выводы**

1. Способ компенсации реактивной энергии нагрузки влияет на характер регулирования напряжения и тока инвертора.
2. Предпочтительнее оказывается комбинированный способ компенсации реактивной энергии нагрузки, который обеспечивает непрерывный ток при широтном регулировании и меньший коэффициент гармоник при широтном регулировании и модуляции длительности импульсов по синусоидальному закону.