

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1978.1.10>

УДК 621.314.263.001.5

Тийу САККОС

## СТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРАНСФОРМАТОРНОМ РЕГУЛЯТОРЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА УДВОЕННОЙ ЧАСТОТЫ

В [1, 2] при анализе трансформаторного регулятора тока на базе двухтактного магнитного удвоителя частоты (ДМУЧ) последовательного типа отмечалось, что его существенным недостатком является относительно большая требуемая мощность цепи подмагничивания. В [3] описывалась схема ДМУЧ с самоподмагничиванием, в которой в идеализированном случае, благодаря включению в выходную цепь вентилях, мощность цепи независимого подмагничивания приближается к нулю и которая служит источником стабилизированного напряжения.

В новой схеме ДМУЧ (рис. 1) [4] сочетаются положительные свойства обеих исходных схем: малая мощность цепи независимого подмагничивания и возможность управления уровнем выходного тока, что имеет большое практическое значение. Поэтому в настоящей работе подробно анализируются стационарные процессы в усовершенствованной схеме. Знание этих процессов позволит более рационально проектировать соответствующие устройства.

Рассмотрим новую схему при ее работе на активную нагрузку при двухфазном напряжении питания:  $u_{11} = U_{1m} \sin \omega t$  и  $u_{12} = U_{1m} \cos \omega t$ , причем  $U_{1m} \leq 2\Phi_s \omega_1 \omega$  ( $\Phi_s$  — магнитный поток насыщения сердечников). Дополнительно предположим, что сердечники имеют прямоугольные характеристики намагничивания, вентили в выходной цепи идеальные и индуктивность дросселя  $L$  в выходной цепи настолько велика, что гармониками тока, кратными четырем, можно пренебречь.

При таких условиях в работе ДМУЧ в зависимости от величины сопротивления нагрузки при фиксированном значении тока подмагничивания возможны в принципе следующие состояния

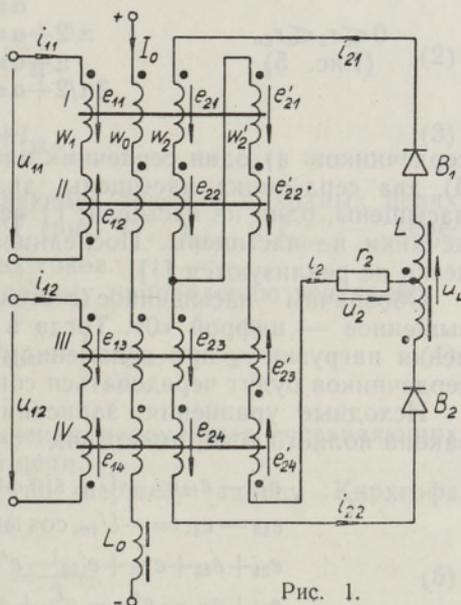


Рис. 1.

Таблица 1

$r_2$	Интервал	Номера сердечников			
		I	II	III	IV
$r_2 \geq r_{2кр}$ (Рис. 2)	$0 \leq \omega t \leq \pi/2$	0	1	1	0
	$\pi/2 \leq \omega t \leq \pi$	1	0	1	0
	$\pi \leq \omega t \leq 3\pi/2$	1	0	0	1
	$3\pi/2 \leq \omega t \leq 2\pi$	0	1	0	1
$r'_{2кр} \leq r_2 \leq r_{2кр}$ (Рис. 3)	$0 \leq \omega t \leq \beta$	0	1	1	0
	$\beta \leq \omega t \leq \gamma$	0	0	1	0
	$\gamma \leq \omega t \leq \pi/2$	0	1	1	0
	$\pi/2 \leq \omega t \leq \pi/2 + \beta$	1	0	1	0
	$\pi/2 + \beta \leq \omega t \leq \pi/2 + \gamma$	1	0	0	0
	$\pi/2 + \gamma \leq \omega t \leq \pi$	1	0	1	0
	$\pi \leq \omega t \leq \pi + \beta$	1	0	0	1
	$\pi + \beta \leq \omega t \leq \pi + \gamma$	0	0	0	1
	$\pi + \gamma \leq \omega t \leq 3\pi/2$	1	0	0	1
	$3\pi/2 \leq \omega t \leq 3\pi/2 + \beta$	0	1	0	1
	$3\pi/2 + \beta \leq \omega t \leq 3\pi/2 + \gamma$	0	1	0	0
$3\pi/2 + \gamma \leq \omega t \leq 2\pi$	0	1	0	1	
$r_{2п} \leq r_2 \leq r'_{2кр}$ (Рис. 4)	$\alpha \leq \omega t \leq \beta$	0	1	1	0
	$\beta \leq \omega t \leq \pi/2 + \alpha$	0	0	1	0
	$\pi/2 + \alpha \leq \omega t \leq \pi/2 + \beta$	1	0	1	0
	$\pi/2 + \beta \leq \omega t \leq \pi + \alpha$	1	0	0	0
	$\pi + \alpha \leq \omega t \leq \pi + \beta$	1	0	0	1
	$\pi + \beta \leq \omega t \leq 3\pi/2 + \alpha$	0	0	0	1
	$3\pi/2 + \alpha \leq \omega t \leq 3\pi/2 + \beta$	0	1	0	1
$3\pi/2 + \beta \leq \omega t \leq 2\pi + \alpha$	0	1	0	0	
$0 \leq r_2 \leq r_{2п}$ (Рис. 5)	$\alpha \leq \omega t \leq \pi/2 + \alpha$	0	0	1	0
	$\pi/2 + \alpha \leq \omega t \leq \pi + \alpha$	1	0	0	0
	$\pi + \alpha \leq \omega t \leq 3\pi/2 + \alpha$	0	0	0	1
	$3\pi/2 + \alpha \leq \omega t \leq 2\pi + \alpha$	0	1	0	0

сердечников: а) один сердечник насыщен, три остальных не насыщены; б) два сердечника насыщены, два не насыщены; в) три сердечника насыщены, один не насыщен; г) все сердечники насыщены; д) все сердечники не насыщены. Последние три режима в этой схеме практически не реализуются [1].

Обозначим насыщенное состояние сердечника цифрой «1» и ненаасыщенное — цифрой «0». Тогда в зависимости от величины сопротивления нагрузки  $r_2$  при неизменном токе подмагничивания  $I_0$  состояния сердечников будут чередоваться согласно табл. 1.

Исходные уравнения, записанные на основе законов Кирхгофа и закона полного тока, имеют вид

$$\begin{aligned}
 e_{11} - e_{12} &= -U_{1m} \sin \omega t, \\
 e_{13} - e_{14} &= -U_{1m} \cos \omega t, \\
 e_{21} + e_{22} + e'_{21} + e'_{22} - e'_{23} - e'_{24} &= i_2 r_2 + 0,5u_L, \\
 e_{23} + e_{24} - e'_{21} - e'_{22} + e'_{23} + e'_{24} &= -i_2 r_2 + 0,5u_L,
 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\sum F_{\text{I}} = i_{11}\omega_1 + I_0\omega_0 + i_{21}\omega_2 + i_2\omega'_2 = \oint_{i_{\text{I}}} H_{\text{I}} dl,$$

$$\sum F_{\text{II}} = -i_{11}\omega_1 + I_0\omega_0 + i_{21}\omega_2 + i_2\omega'_2 = \oint_{i_{\text{II}}} H_{\text{II}} dl,$$

$$\sum F_{\text{III}} = i_{12}\omega_1 + I_0\omega_0 + i_{22}\omega_2 - i_2\omega'_2 = \oint_{i_{\text{III}}} H_{\text{III}} dl,$$

$$\sum F_{\text{IV}} = -i_{12}\omega_1 + I_0\omega_0 + i_{22}\omega_2 - i_2\omega'_2 = \oint_{i_{\text{IV}}} H_{\text{IV}} dl,$$

$$\sum F_{\text{L}} = i_{21} + i_{22} = \oint_i H dl,$$

$$i_2 = i_{21} - i_{22},$$

причем  $e_{21} = K_2 e_{11}$ ,  $e_{22} = K_2 e_{12}$ ,  $e_{23} = K_2 e_{13}$ ,  $e_{24} = K_2 e_{14}$ ,  $e'_{21} = K'_2 e_{11}$ ,  $e'_{22} = K'_2 e_{12}$ ,  $e'_{23} = K'_2 e_{13}$ ,  $e'_{24} = K'_2 e_{14}$  и коэффициенты трансформации  $K_2 = \omega_2/\omega_1$ ,  $K'_2 = \omega'_2/\omega_1$  и  $K_0 = \omega_0/\omega_1$ .

При решении исходной системы уравнений для отдельных состояний ДМУЧ имеем в виду, что в силу принятых предположений вентили  $B_1$  и  $B_2$  на рис. 1 входят в контур, содержащий только источники э. д. с. и индуктивность дросселя  $L$ . Согласно определению [5], они относятся к вентилям первой группы, которые по отношению к переменной составляющей тока можно заменить проводниками, поскольку при обходе этого контура все вентили имеют одинаковое направление. При этом работа получившейся схемы будет отличаться от работы исходной схемы лишь появлением в контуре в установившемся режиме постоянной составляющей тока, равной максимальному значению тока в контуре при закороченных вентилях. Это вытекает из анализа процесса включения  $rL$ -цепи, содержащей идеальный вентиль, на периодическое напряжение при  $r \rightarrow 0$ .

Таким образом,

$$i_{21} = i_{21-} + i_{21\sim} \quad (2)$$

и

$$i_{22} = i_{22-} + i_{22\sim}, \quad (3)$$

где  $i_{21-}$  и  $i_{22-}$  — постоянные составляющие токов в выходных цепях первого и второго элементарных МУЧ (рис. 1);  $i_{21\sim}$  и  $i_{22\sim}$  — переменные составляющие соответствующих токов.

Согласно вышесказанному и выбранному направлению вентиляей,

$$i_{21-} = i_{22-} = \frac{1}{2} I_{21m} = \frac{1}{2} I_{22m}, \quad (4)$$

где  $I_{21m}$  и  $I_{22m}$  — максимальные значения переменных составляющих тока в параллельных ветвях выходной цепи.

Для переменных составляющих по первому закону Кирхгофа имеем

$$i_{21\sim} = -i_{22\sim} = \frac{1}{2} i_2. \quad (5)$$

Величина	Состояние	
	0110	1010
$e_{11}$	$-U_{1m} \sin \omega t$	0
$e_{12}$	0	$U_{1m} \sin \omega t$
$e_{13}$	0	0
$e_{14}$	$U_{1m} \cos \omega t$	$U_{1m} \cos \omega t$
$u_L$	$\sqrt{2} U_{1m} K_2 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right)$	$\sqrt{2} U_{1m} K_2 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right)$
$i_{11}$	$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ K_2 - K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right] - K_0 I_0$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ K_2 - K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right] + K_0 I_0$
$i_{12}$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ K_2 + K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right] + K_0 I_0$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ K_2 + K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right] + K_0 I_0$
$i_{21}$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ 1 - \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right]$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ 1 - \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right]$
$i_{22}$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ 1 + \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right]$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ 1 + \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right]$
$i_2$	$-\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{U_{1m}}{r_2} K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right)$	$-\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{U_{1m}}{r_2} K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right)$

Учитывая, что для ненасыщенного сердечника  $\sum F = \oint H dl = 0$  и для насыщенного  $e = -d\psi/dt = 0$ , и принимая  $K = K_2 + 2K_2'$ , из решения системы уравнений (1) с учетом табл. 1 получим приведенные в табл. 2 и 3 уравнения напряжений, э. д. с. и токов для различных состояний ДМУЧ.

На основе полученных выражений на рис. 2—5 показаны кривые э. д. с., напряжений и токов, а также кривые изменения магнитной индукции в сердечниках ДМУЧ.

При  $r_2 \geq r_{2кр}$  ДМУЧ работает в режиме б, причем состояния сердечников меняются через каждый полупериод напряжения питания (рис. 2). В этом режиме постоянные составляющие токов параллельных ветвей имеют вид

$$i_{21-} = i_{22-} = \frac{1}{2} |I_{2m}| = \frac{\sqrt{2}}{4} K \frac{U_{1m}}{r_2}, \quad (6)$$

Таблица 2

сердечников	
1001	0101
0	$-U_{1m} \sin \omega t$
$U_{1m} \sin \omega t$	0
$-U_{1m} \cos \omega t$	$-U_{1m} \cos \omega t$
0	0
$-\sqrt{2} U_{1m} K_2 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right)$	$-\sqrt{2} U_{1m} K_2 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right)$
$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ K_2 + K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right] + K_0 I_0$	$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ K_2 + K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right] - K_0 I_0$
$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ K_2 - K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right] - K_0 I_0$	$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ K_2 - K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right] - K_0 I_0$
$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ 1 + \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right]$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ 1 + \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right]$
$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ 1 - \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right]$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \left[ 1 - \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \right]$
$\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{U_{1m}}{r} K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right)$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{U_{1m}}{r_2} K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right)$

где  $I_{2m}$  — максимальное значение выходного тока. Для токов первичных цепей  $i_{11}$  и  $i_{12}$ , а также для параллельных ветвей  $i_{21}$  и  $i_{22}$  в этом режиме справедливы формулы в табл. 2.

Если же  $r_2 < r_{2кр}$ , то в работе ДМУЧ наряду с режимом *б* возникает и режим *а* (рис. 3), причем длительность обоих режимов при неизменном токе подмагничивания зависит от величины сопротивления нагрузки  $r_2$ . Так как в режиме *а*, согласно соотношению (4) и табл. 3,

$$i_{21-} = i_{22-} = \frac{K_0}{2K'_2} I_0, \quad (7)$$

то выражения токов параллельных ветвей и первичного тока для режима *б* несколько меняются и принимают вид, показанный в табл. 4.

Для определения граничных значений  $r_2$ , соответствующих переходу от одного режима к другому, рассмотрим работу ДМУЧ при  $r'_{2кр} \leq r_2 \leq r_{2кр}$ . В этом случае режим *а* существует в интервале

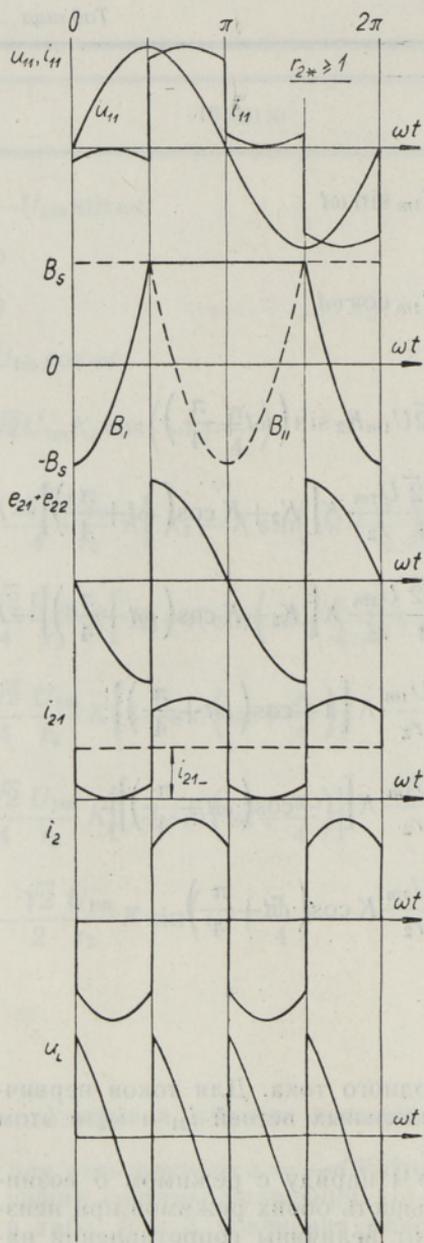


Рис. 2.

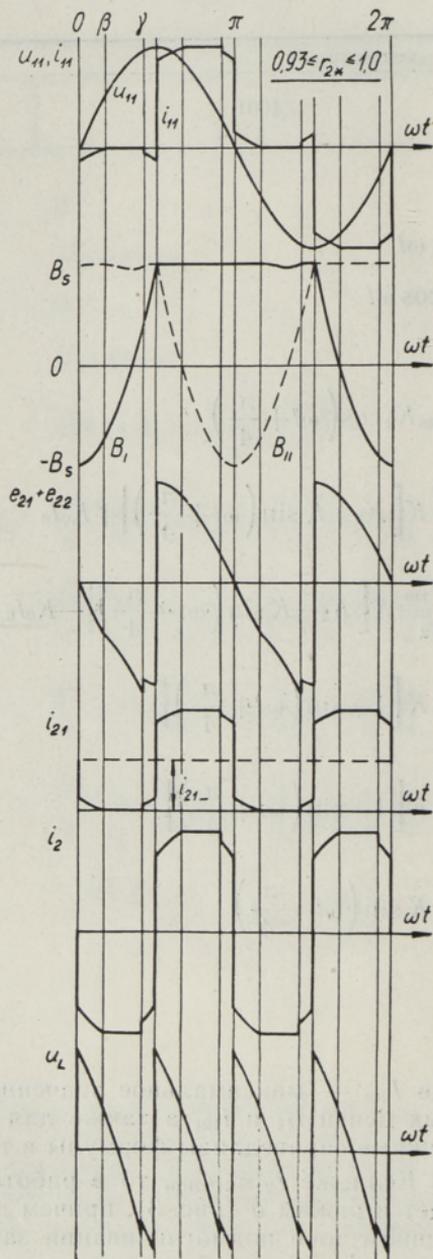


Рис. 3.

$\beta \leq \omega t \leq \gamma$  (рис. 3). Зависимость угла  $\beta$ , соответствующего моменту обращения тока  $i_{11}$  в нуль, от параметров схемы определяется из уравнения для  $i_{11}$  в состоянии 0110 в табл. 4 подстановкой  $\omega t = \beta$ :

$$\beta = \arcsin \frac{\sqrt{2} K_0 I_0 r_2}{K K' U_{1m}} - \frac{\pi}{4}. \quad (8)$$

Зависимость угла  $\gamma$ , соответствующего моменту окончания режима  $a$ , от параметров схемы следует из условия, что среднее за период значение э. д. с. одного сердечника должно равняться нулю. Например, для первого сердечника

$$\frac{1}{2\pi} \int_{\beta}^{2\pi+\beta} e_{11} d\omega t = 0, \quad (9)$$

откуда

$$\cos\left(\gamma + \frac{\pi}{4}\right) - \cos\left(\beta + \frac{\pi}{4}\right) = (\beta - \gamma) \sin\left(\beta + \frac{\pi}{4}\right). \quad (10)$$

С увеличением  $r_2$  продолжительность режима  $a$  сокращается и начиная с  $r_{2кр}$  режим  $a$  в работе ДМУЧ перестает существовать. Если  $r_2 = r_{2кр}$ , то  $\beta = \gamma = \pi/4$  (рис. 2) и, согласно выражению (8),

$$r_{2кр} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{KK'_2}{K_0} \frac{U_{1m}}{I_0}. \quad (11)$$

С уменьшением  $r_2$  угол  $\gamma$  увеличивается и при некотором значении  $r_2 = r'_{2кр}$  будет  $\gamma = \pi/2$  и  $\beta = \beta'$ . Подстановкой этих значений в формулу (10) получим трансцендентное уравнение для определения  $\beta'$ :

$$\frac{\sqrt{2}}{2} + \cos\left(\beta' + \frac{\pi}{4}\right) = \left(\frac{\pi}{2} - \beta'\right) \sin\left(\beta' + \frac{\pi}{4}\right), \quad (12)$$

откуда  $\beta' = 22^\circ 41'$ . Соответствующее граничное сопротивление нагрузки вытекает из (8):

$$r'_{2кр} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{KK'_2}{K_0} \frac{U_{1m}}{I_0} \sin\left(\beta' + \frac{\pi}{4}\right). \quad (13)$$

Для случая  $r'_{2кр} \leq r_{2кр} \leq r_{2п}$  чередование состояний сердечников определяется углами  $\alpha$  и  $\beta$  (рис. 4), причем зависимость  $\alpha = f(\beta)$  получается так же, как и зависимость угла  $\gamma$ :

$$\cos\left(\alpha + \frac{\pi}{4}\right) + \cos\left(\beta + \frac{\pi}{4}\right) = \left(\frac{\pi}{2} + \alpha - \beta\right) \sin\left(\beta + \frac{\pi}{4}\right). \quad (14)$$

С уменьшением  $r_2$  угол  $\alpha$  увеличивается и угол  $\beta$  уменьшается так, что при некотором значении  $r_2 = r_{2п}$   $\alpha = \beta = \alpha_{п}$  и ток нагрузки принимает прямоугольную форму (рис. 5). Подставив  $\alpha = \beta = \alpha_{п}$  в формулу (14), получим трансцендентное уравнение для определения граничного угла  $\alpha_{п}$ :

$$\alpha_{п} = \arctg \frac{4}{\pi} - \frac{\pi}{4} = 6^\circ 51'. \quad (15)$$

Соответствующее сопротивление нагрузки:

$$r_{2п} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{KK'_2}{K_0} \frac{U_{1m}}{I_0} \sin\left(\alpha_{п} + \frac{\pi}{4}\right). \quad (16)$$

Величина	Состояние	
	0010	1000
$e_{11}$	$\frac{\sqrt{2}}{2} U_{1m} \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0}{KK'_2} I_0 r_2$	0
$e_{12}$	$\frac{\sqrt{2}}{2} U_{1m} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0}{KK'_2} I_0 r_2$	$U_{1m} \sin \omega t$
$e_{13}$	0	$-\frac{\sqrt{2}}{2} U_{1m} \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0}{KK'_2} I_0 r_2$
$e_{14}$	$U_{1m} \cos \omega t$	$\frac{\sqrt{2}}{2} U_{1m} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0}{KK'_2} I_0 r_2$
$u_L$	$2K_2 U_{1m} \cos \omega t - 2 \frac{K_2 K_0}{KK'_2} I_0 r_2$	$2K_2 U_{1m} \sin \omega t - 2 \frac{K_2 K_0}{KK'_2} I_0 r_2$
$i_{11}$	0	$\frac{KK_0}{K'_2} I_0$
$i_{12}$	$\frac{KK_0}{K'_2} I_0$	0
$i_{21}$	0	$\frac{K_0}{K'_2} I_0$
$i_{22}$	$\frac{K_0}{K'_2} I_0$	0
$i_2$	$-\frac{K_0}{K'_2} I_0$	$\frac{K_0}{K'_2} I_0$

Величина	Состояние	
	0110	1010
$i_{11}$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K^2 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0 K}{2K'_2} I_0$	$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K^2 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0 K}{2K'_2} I_0$
$i_{12}$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K^2 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0 K}{2K'_2} I_0$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K^2 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0 K}{2K'_2} I_0$
$i_{21}$	$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0}{2K'_2} I_0$	$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0}{2K'_2} I_0$
$i_{22}$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0}{2K'_2} I_0$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0}{2K'_2} I_0$

Таблица 3

сердечников	
0001	0100
$-\frac{\sqrt{2}}{2} U_{1m} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0}{KK'_2} I_0 r_2$	$-U_{1m} \sin \omega t$
$-\frac{\sqrt{2}}{2} U_{1m} \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0}{KK'_2} I_0 r_2$	0
$-U_{1m} \cos \omega t$	$-\frac{\sqrt{2}}{2} U_{1m} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0}{KK'_2} I_0 r_2$
0	$\frac{\sqrt{2}}{2} U_{1m} \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0}{KK'_2} I_0 r_2$
$-2K_2 U_{1m} \cos \omega t - 2 \frac{K_2 K_0}{KK'_2} I_0 r_2$	$-2K_2 U_{1m} \sin \omega t - 2 \frac{K_2 K_0}{KK'_2} I_0 r_2$
0	$-\frac{KK_0}{K'_2} I_0$
$-\frac{KK_0}{K'_2} I_0$	0
0	$\frac{K_0}{K'_2} I_0$
$\frac{K_0}{K'_2} I_0$	0
$-\frac{K_0}{K'_2} I_0$	$\frac{K_0}{K'_2} I_0$

Таблица 4

сердечников	
1001	0101
$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K^2 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0 K}{2K'_2} I_0$	$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K^2 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0 K}{2K'_2} I_0$
$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K^2 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0 K}{2K'_2} I_0$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K^2 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) - \frac{K_0 K}{2K'_2} I_0$
$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0}{2K'} I_0$	$\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0}{2K'} I_0$
$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0}{2K'} I_0$	$-\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{1m}}{r_2} K \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{K_0}{2K'} I_0$

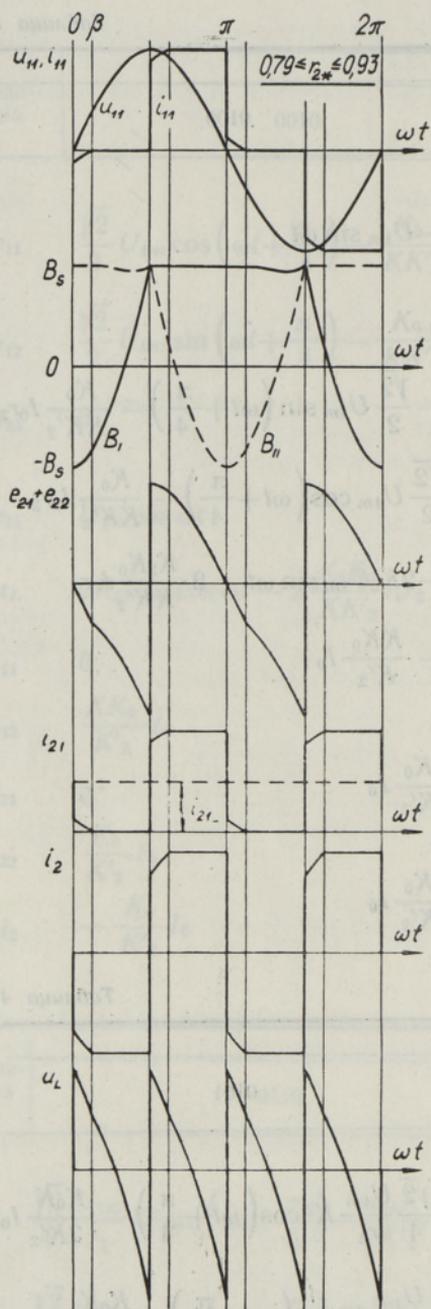


Рис. 4.

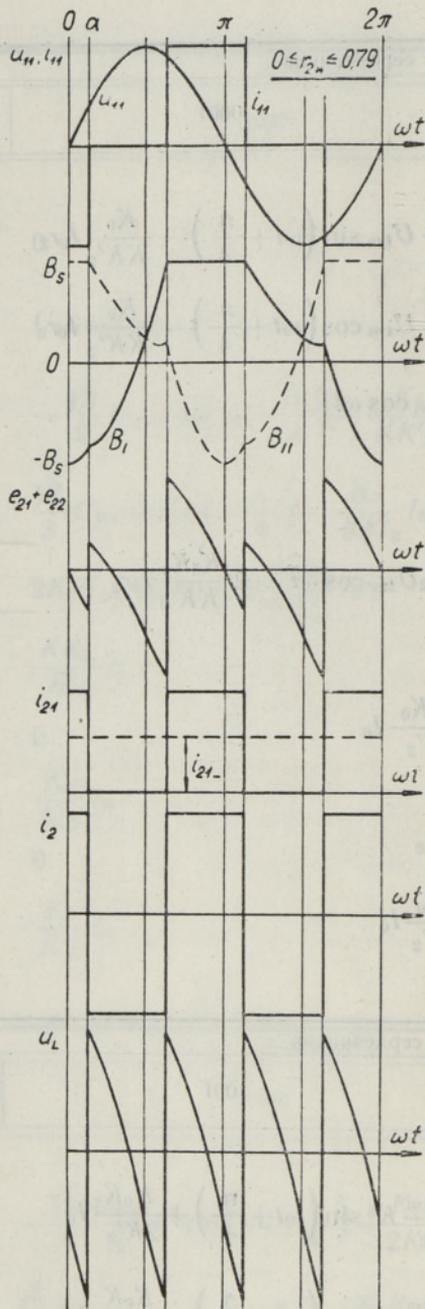


Рис. 5.

При дальнейшем уменьшении  $r_2$  в диапазоне  $r_{2\pi} \leq r_2 \leq 0$  прямоугольная форма тока нагрузки сохраняется. Согласно условию, что среднее за период значение э. д. с. одного сердечника должно равняться нулю, зависимость угла  $\alpha$  от параметров схемы описывается выражением

$$\alpha = \arccos \frac{\sqrt{2} \pi}{4} \frac{K_0}{KK'_2} \frac{I_0 r_2}{U_{1m}} - \frac{\pi}{4}. \quad (17)$$

В граничном случае при  $r_2 = 0$  имеем  $\alpha = \pi/4$ .

Таким образом, в ДМУЧ в зависимости от величины сопротивления нагрузки можно выделить четыре разных режима работы, отличающиеся наличием и чередованием во времени насыщенных и ненасыщенных состояний сердечников. Выведенные для этих режимов уравнения служат основой для расчета внешних характеристик и характеристик управления ДМУЧ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Саккос Т., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 24, 63 (1975).
2. Саккос Т. Ю., В сб.: Цепи преобразования параметров электроэнергии, Таллин, 1975, с. 113.
3. Сарв В., Оявээр М., Саккос Т., Хунт Ю., В сб.: Магнитные преобразователи электроэнергии с удвоением частоты, Таллин, 1972, с. 368.
4. Лаусмаа Т. М., Пярн Р. Я., Саккос Т. Ю., Сарв В. В., Регулируемый удвоитель частоты, Авт. свид. СССР № 524293, Бюл. изобр., 1976, № 29.
5. Данилов Л. В., Электричество, № 5, 91 (1967).

*Институт термофизики и электрофизики  
Академии наук Эстонской ССР*

Поступила в редакцию  
31/V 1976

Tiiu SAKKOS

#### STATSIONAARSED PROTSESSID TRANSFORMAATORSE KAHKORDISTATUD SAGEDUSEGA VAHELDUVVOOLUREGULAATORIS

Artiklis on analüüsitud täiustatud transformatoorse vahelduvvooluregulaatori tööd eeldusel, et südämike magneetimiskõver on täisnurkne. On tuletatud valemid üksikute ahelate emj., voolude ja pingete arvutamiseks. Teoreetilised tulemused on kooskõlas katseandmetega.

Tiiu SAKKOS

#### STATIONARY PROCESSES IN TRANSFORMER-COUPLED ALTERNATIVE CURRENT REGULATOR

The author analyzes the operation of the improved transformer-coupled ac regulator in the case of rectangular magnetization curve of the cores. Expressions of electromotive forces, currents and voltages of single circuits are derived.