ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1980

Seria: ELEKTRYKA z. 75 Nr kol. 681

Tadeusz RODACKI

Instytut Podstawowych Problemów
Elektrotechniki i Energoelektroniki
Politechnika Śląska

Andrzej DUDA

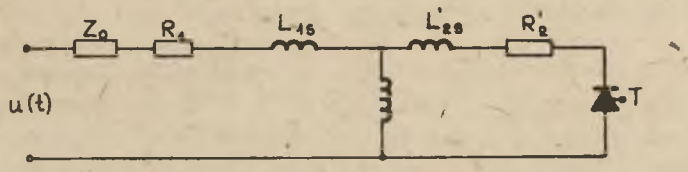
Instytut Elektrotechniki
WSI - Opole

TYRYSTOROWO-MAGNETYCZNY REGULATOR NAPIĘCIA

Streszczenie. W artykule omówiono zasadę działania i sposoby obliczenia tyrystorowo-magnetycznego regulatora napięcia w układzie transformatorowym[x]. Wyprowadzono równania opisujące podstawowe zależności i charakterystyki regulatora tyrystorowo-magnetycznego.

1. Zasada działania regulatora tyrystorowo-magnetycznego

Regulator tyrystorowo-magnetyczny w układzie transformatorowym zbudowany jest z rdzenia, na którym nawinięte są dwa uzwojenia analogicznie, jak w transformatorze jednofazowym: uzwojenie robocze o liczbie zwojów z_r i uzwojenie sterujące o liczbie zwojów z_s. W szereg z uzwojeniem roboczym włączona jest impedancja obciążenia Z_o, natomiast uzwojenie sterujące zbocznikowane jest tyrystorem T. Schemat zastępczy regulatora tyrystorowo-magnetycznego przedstawia rys. 1.



Rys. 1. Schemat zastępczy regulatora T-M

W celu objaśnienia zasady działania regulatora T-M przyjęto następujące założenia upraszczające: nie uwzględniono prądu magnesującego, przyjęto, że pętla histerezy magnetycznej ma współczynnik prostokątności równy jedności, pominięto wpływ impedancji wzdłużnej w schemacie zastępczym, za-

[x] Patent PRL nr 72715.

łożono, że maksymalne napięcie zasilania jest mniejsze lub równe napięciu krytycznemu.

Okres pracy regulatora T-M podzielono na dwa półokresy:

- półokres sterowania, w którym poziom indukcji w rdzeniu B_s jest ustalony przez włączenie tyrystora impulsem bramkowym. Prąd płynie wtedy w uzwojeniu roboczym i sterującym,
- półokres nasycenia, w którym rdzeń jest przemagnesowany od indukcji B_s do indukcji nasycenia B_n. W chwili nasycenia się rdzenia prąd płynie tylko w uzwojeniu roboczym.

W półokresie sterowania w przedziale $0 \leqslant \omega t \leqslant \alpha_z$ indukcja w rdzeniu zmienia się od wartości B_n według zależności

$$B = B_n + \frac{U_s}{\omega z_r S} \int_0^{\alpha} (-\sin\omega t)\,d\omega t = B_n \cos\alpha.$$

Od momentu załączenia tyrystora do końca półokresu sterowania $\omega t = \pi$ indukcja w rdzeniu ma wartość stałą i równą

$$B_s = B_n \cos\alpha_z.$$

W czasie półokresu nasycenia w przedziale $0 \leqslant \omega t \leqslant \alpha_n$ indukcja w rdzeniu opisana jest zależnością

$$B = B_s + \frac{U_s}{\omega z_r S} \int_0^{\alpha} (\sin\omega t)\,d\omega t = B_s + B_n(1-\cos\alpha) = B_n(1-\cos\alpha+\cos\alpha_z),$$

gdzie α - bieżący kąt fazowy liczony od początku półokresu nasycenia. Porównując powyższe równanie z indukcją nasycenia, otrzymamy

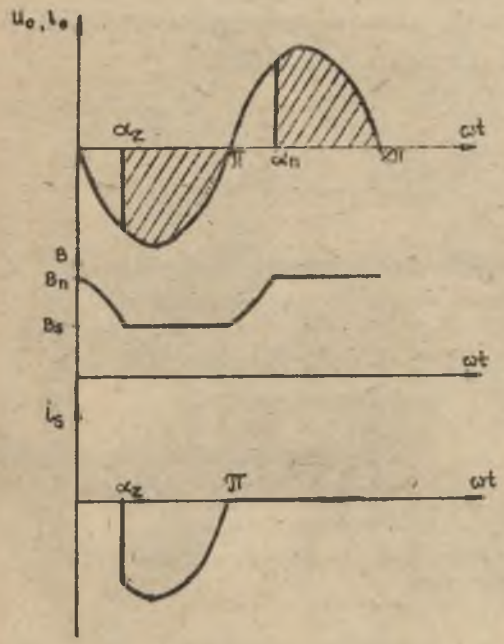
$$\alpha_z = \alpha_n.$$

Od chwili wejścia w nasycenie do końca półokresu nasycenia indukcja pozostaje stała i równa B_n. Przebiegi prądu i indukcji dla obciążenia rezystancyjnego przedstawia rys. 2.

Analizując charakterystyki regulatora T-M przy założeniach upraszczających podanych powyżej, można stwierdzić, że są one bardzo podobne do charakterystyk tyrystorowego regulatora napięcia przemiennego. W porównaniu jednak do regulatorów tyrystorowych regulatory T-M posiadają następujące zalety:

- możliwość regulacji wysokich napięć poprzez odpowiedni dobór przekładni transformatora,

- galwaniczne odizolowanie układu sterowania i regulacji od obwodów siłowych,
- prostą budowę układu sterowania i regulacji.



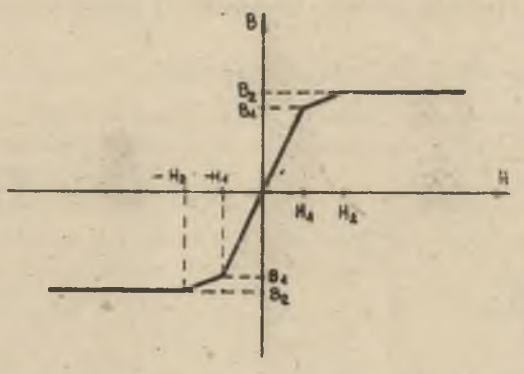
Rys. 2. Przebiegi prądów i indukcji w regulatorze T-M przy obciążeniu rezystancyjnym i przyjętych założeniach upraszczających

Istotną cechę rzeczywistych regulatorów T-M jest istnienie prądu biegu jałowego, którego wielkość zależy od sposobu konstrukcji i wykonania transformatora. Istnienie tego prądu może być wadę przy stosowaniu regulatorów T-M w układach napędowych, ale może stanowić cenną zaletę tych regulatorów, przy zastosowaniu ich w układach zasilania łuku elektrycznego. Prąd ten będzie dodatnio wpływał na stabilność palenia się łuku elektrycznego. W rzeczywistych regulatorach T-M charakterystyka magnesowania rdzenia nie jest idealnie prostokątna, występuje zjawisko histerezy, przenikalność magnetyczna materiału, z którego wykonany jest rdzeń, ma wartość skończoną oraz występuje impedancja wzdłużna schematu zastępczego transformatora. Dlatego też, chcąc określić możliwości zastosowania regulatora T-M, jego właściwości i charakterystyki, należy przeprowadzić analizę pracy regulatora T-M w oparciu o model jak najbardziej zbliżony do układu rzeczywistego.

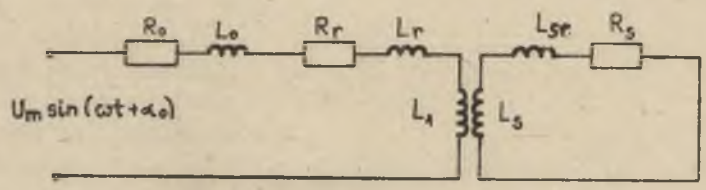
2. Analiza pracy regulatora T-M z uwzględnieniem prądu magnesującego

Przyjęto następujące założenia:

- charakterystyka magnesowania rdzenia aproksymowana jest trójodcinkowo (rys. 3) i nie uwzględniono zjawiska histerezy,
- regulator zasilany jest napięciem przemiennym $u(t) = U_m \sin\omega t$ i $\frac{U_m}{\omega z_r S} \leq B_1$.



Rys. 3. Aproksymowana charakterystyka magnesowania rdzenia



Rys. 4. Schemat zastępczy regulatora T-M dla okresu przewodzenia tyrystora

Założmy, że w chwili $\omega t = \pi + \alpha_z = \alpha_0$ następuje załączenie tyrystora. Schemat zastępczy regulatora T-M dla okresu przewodzenia tyrystora jest przedstawiony na rys. 4, gdzie:

R_o, X_o - rezystancja i reaktancja obciążenia,
R_r, X_r - rezystancja i reaktancja rozproszenia uzwojenia roboczego,
R_s, X_{sr} - rezystancja i reaktancja rozproszenia uzwojenia sterującego,
X_1 - reaktancja uzwojenia roboczego,
X_s - reaktancja uzwojenia sterującego:

$$X_1 = \omega L_1, \quad L_1 = \frac{\mu_1 z_r^2 S}{l}, \quad \mu_1 = \frac{B_1}{H_1},$$

$$X_s = \omega L_s, \quad L_s = \frac{\mu_1 z_s^2 S}{l},$$

S - przekrój rdzenia,
l - długość drogi magnetycznej rdzenia,
I(0) - prąd płynący przez uzwojenie robocze w chwili załączenia tyrystora,
M - współczynnik indukcyjności wzajemnej ($M = \sqrt{L_1 L_s}$),

$i(t)$ - prąd płynący w uzwojeniu roboczym po załączeniu tyrystora,

$i_s(t)$ - prąd płynący w uzwojeniu sterującym po załączeniu tyrystora.

Po przesunięciu początku układu współrzędnych do punktu α_0 pracę regulatora T-M po załączeniu tyrystora opisuje układ równań

$$(R_o + R_r)i'(t) + L_1 \frac{di'(t)}{dt} + L_r \frac{di'(t)}{dt} + L_o \frac{di'(t)}{dt} = U_m \sin(\omega t + \alpha_0)$$

$$-M \frac{di'(t)}{dt} + L_{sr} \frac{di'_s(t)}{dt} + R_s i'_s(t) + L_s \frac{di'_s(t)}{dt} = 0 \qquad (1)$$

$i'(t)$, $i'_s(t)$ - przebiegi czasowe prądów w układzie współrzędnych o początku w pkt α_0. Stosując do układu równań (1) przekształcenie Laplace'a i uwzględniając, że:

$I'_s(0) = 0$; $I'(0) = I(0)$; $L_{ss} = L_{sr} + L_s$; $L_{11} = L_o + L_r + L_1$;

$Z_1(s) = R_2 + sL_{11}$; $Z_2(s) = R_s + sL_{ss}$,

otrzymujemy układ równań:

$$Z_1(s)I'(s) - sMI'_s(s) - L_{11}I(0) = \frac{sU_m \sin\alpha_0 + U_m \cos\alpha_0}{s^2 + \omega^2},$$

$$sMI'(s) + Z_2(s)I'_s(s) + MI(0) = 0, \qquad (2)$$

$$\alpha_0 = \pi + \alpha_z.$$

Rozwiązując układ równań (2) otrzymujemy operatorowe równanie prądu w uzwojeniu roboczym $I'(s)$ i w uzwojeniu sterującym $I'_s(s)$. Obliczając transformatę odwrotną oraz wracając do poprzedniego układu współrzędnych (początek w pkt 0) otrzymujemy czasowe przebiegi prądów $i(t)$ i $i_s(t)$.

$$i(t) = C_1 \exp\left[\frac{s_1}{\omega}(\omega t - \alpha_0)\right] + C_2 \exp\left[\frac{s_2}{\omega}(\omega t - \alpha_0)\right] + C_3 \cos\omega t + C_4 \sin\omega t, \qquad (3)$$

gdzie:

$$C_1 = \frac{s_1^3(L_{ss}L_{11}I(0) - L_1L_sI(0) + s_1^2(U_mL_{ss}\sin\alpha_0 + R_sL_{11}I(0))}{(s_1^2 + \omega^2)(s_1 - s_2)(L_{11}L_{ss} - L_1L_s)} +$$

$$+ \frac{s_1(U_mR_s\sin\alpha_0 + U_mL_{ss}\omega\cos\alpha_0 - \omega^2L_1L_sI(0) + L_{ss}L_{11}I(0)\omega^2)}{(s_1^2 + \omega^2)(s_1 - s_2)(L_{11}L_{ss} - L_1L_s)} +$$

$$+ \frac{U_mR_s\omega\cos\alpha_0 + \omega^2R_sL_{11}I(0)}{(s_1^2 + \omega^2)(s_1 - s_2)(L_{11}L_{ss} - L_1L_s)},$$

$$C_2 = \frac{s_2^3(L_{ss}L_{11}I(0) - L_1L_sI(0)) + s_2^2(U_mL_{ss}\sin\alpha_0 + R_sL_{11}I(0))}{(s_2^2+\omega^2)(s_2-s_1)(L_{ss}L_{11}-L_1L_s)} +$$

$$+ \frac{s_2(U_mR_s\sin\alpha_0 + U_mL_{ss}\omega\cos\alpha_0 - \omega^2L_1L_sI(0) + L_{ss}L_{11}I(0)\omega^2)}{(s_2^2+\omega^2)(s_2-s_1)(L_{11}L_{ss}-L_1L_s)} +$$

$$+ \frac{U_mR_s\omega\cos\alpha_0 + \omega^2R_sL_{11}I(0)}{(s_2^2+\omega^2)(s_2-s_1)(L_{11}L_{ss}-L_1L_s)},$$

$$C_3 = \frac{L_{ss}U_m s_1s_2 - \omega^3L_{ss}U_m + U_mR_s(s_1+s_2)\omega}{(s_2+\omega^2)(s_1^2+\omega^2)(L_{11}L_{ss}-L_1L_s)},$$

$$C_4 = -\frac{\omega^2(s_1+s_2)L_{ss}U_m - U_mR_ss_1s_2 + U_m\omega^2R_s}{(s_2^2+\omega^2)(s_1^2+\omega^2)(L_{11}L_{ss}-L_1L_s)},$$

$$s_{1,2} = \frac{-(L_{ss}R_2 + L_{11}R_s) \pm \sqrt{(L_{ss}R_2+L_{11}R_s)^2 - 4(L_{11}L_{ss}-L_1L_s)R_2R_s}}{2(L_{11}L_{ss}-L_1L_s)}$$

$$i_s(t) = C_{1s}\exp\left[\frac{s_1}{\omega}(\omega t - \alpha_0)\right] + C_{2s}\exp\left[\frac{s_2}{\omega}(\omega t - \alpha_0)\right] +$$

$$+ C_{3s}\cos\omega t + C_{4s}\sin\omega t, \tag{4}$$

gdzie:

$$C_{1s} = \frac{s_1^2\,MU_m\sin\alpha_0 + s_1\,MU_m\omega\cos\alpha_0 - R_2MI(0)s_1^2 - R_2MI(0)\omega^2}{(s_1^2+\omega^2)(s_1-s_2)(L_{11}L_{ss}-L_1L_s)},$$

$$C_{2s} = \frac{s_2^2\,MU_m\sin\alpha_0 + s_2\,MU_m\omega\cos\alpha_0 - R_2MI(0)s_2^2 - R_2MI(0)\omega^2}{(s_2^2+\omega^2)(s_2-s_1)(L_{11}L_{ss}-L_1L_s)},$$

$$C_{3s} = \frac{MU_m(\omega s_1s_2 - \omega^3)}{(L_{11}L_{ss}-L_1L_s)(s_1^2+\omega^2)(s_2^2+\omega^2)},$$

$$C_{4s} = -\frac{\omega^2MU_m(s_1+s_2)}{(L_{11}L_{ss}-L_1L_2)(s_1^2+\omega^2)(s_2^2+\omega^2)}.$$

Równania (3) i (4) są prawdziwe dla $\alpha_0 \leqslant \omega t \leqslant \alpha_0 + \lambda$, gdzie λ jest kątem przewodzenia tyrystora. Kąt ten można obliczyć, przyrównując równanie (4) do zera i podstawiając $\omega t = \alpha_0 + \lambda$. Zmiana indukcji w przedziale $\alpha_0 \leqslant \omega t \leqslant \alpha_0 + \lambda$ dana jest wzorem

$$B_s(t) = A\left[\exp\left(\frac{s_1(\omega t - \alpha_0)}{\omega}\right) - 1\right] + B\left[\exp\left(\frac{s_2(\omega t - \alpha_0)}{\omega}\right) - 1\right] +$$

$$+ C(\sin\omega t - \sin\alpha_0) + D(\cos\omega t - \cos\alpha_0) + B(0),$$

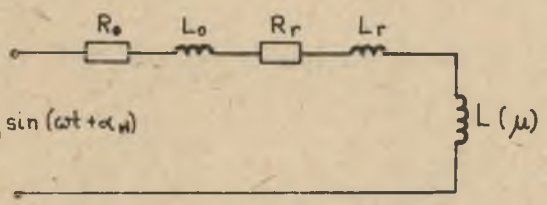
gdzie:

$$A = C_{1s}\left(\frac{R_s}{s_1 z_s S} + \frac{L_s}{z_s S}\right); \quad B = C_{2s}\left(\frac{R_s}{s_2 z_s S} + \frac{L_s}{z_s S}\right),$$

$$C = \frac{C_{3s}R_s}{\omega} + C_{4s}L_s; \quad D = L_s C_{3s} - \frac{R_s C_{4s}}{\omega}.$$

$$B(0) = \frac{\mu_1 z_r I(0)}{l}.$$

Począwszy od chwili wyłączenia tyrystora, tzn. od $\omega t = \alpha_w = \alpha_0 + \lambda$ do chwili jego ponownego załączenia dla $\omega t = 2\pi + \alpha_0$, indukcyjność główna uzwojenia roboczego ulega zmianie w zależności od zmiany przenikalności magnetycznej rdzenia. Schemat zastępczy dla tego okresu pracy jest przedstawiony na rys. 5.



Rys. 5. Schemat zastępczy regulatora T-M po wyłączeniu tyrystora

Korzystając z tego schematu można napisać ogólne równanie różniczkowe prawdziwe dla $\omega t \geqslant \alpha_w$

$$U_m \sin\omega t = (L_o + L_r + L(\mu))\frac{di(t)}{dt} + R_2 i(t).$$

Rozwiązanie tego równania ma postać

$$i(t) = \left[i(0) - I_m \sin(\alpha_w - \varphi)\right]\exp\left[(\alpha_w - \omega t)\operatorname{ctg}\varphi\right] + I_m \sin(\omega t - \varphi), \quad (5)$$

gdzie:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R_2^2 + \omega^2(L_o + L_r + l(\mu))^2}},$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{(L_o + L_r + l(\mu))\omega}{R_2},$$

$$R_2 = R_o + R_r.$$

W chwili $\omega t = \alpha_w$ mamy $\mu = \mu_1$; $l(\mu) = l_1 = \frac{\mu_1 z_r^2 S}{l}$ $i(0) = I(\alpha_w)$, a prąd $i_1(t)$, który płynie w uzwojeniu roboczym dla $\omega t \geq \alpha_w$, jest zgodnie z zależnością (5) określony wzorem

$$i_1(t) = \left[I(\alpha_w) - I_{m11}\sin(\alpha_w - \varphi_1)\right]\exp\left[(\alpha_w - \omega t)\operatorname{ctg}\varphi_1\right] + I_{m11}\sin(\omega t - \varphi_1), \tag{6}$$

gdzie:

$$I_{m11} = \frac{U_m}{\sqrt{R_2^2 + \omega^2(L_o + L_r + l_1)^2}}, \quad \varphi_1 = \operatorname{arctg} \frac{\omega(L_o + L_r + l_1)}{R_2}.$$

Z równania (6) można wyprowadzić zależność opisującą przebieg indukcji $B_1(t)$

$$B_1(t) = -\frac{U_m}{\omega z_r S}(\cos\omega t - \cos\alpha_w) + \frac{Z_o I_{m11}}{\omega z_r S}\Big[\cos(\omega t - \varphi_1 + \varphi_3) - \cos(\alpha_w - \varphi_1 + \varphi_3)\Big] - A_1\Big[\exp((\alpha_w - \omega t)\operatorname{ctg}\varphi_1) - 1\Big] + B(0), \tag{7}$$

gdzie:

$$Z_o = \sqrt{R_2^2 + \omega^2(L_o + L_r)^2},$$

$$\varphi_3 = \operatorname{arctg} \frac{\omega(L_r + L_o)}{R_2},$$

$$A_1 = \frac{L_r + L_o}{\omega z_r S}\left(1 - \frac{\operatorname{tg}\varphi_1}{\operatorname{tg}\varphi_3}\right)(I(\alpha_w) - I_{m11}\sin(\alpha_w - \varphi_1)).$$

Zależności (5) i (7) są prawdziwe w przedziale $\alpha_w \leq \omega t \leq \alpha_{z1}$, gdzie α_{z1} jest to kąt fazowy, przy którym prąd i_1 osiąga wartość $\frac{H_f l}{z_r}$. W tym mo-

wencie indukcja w rdzeniu osiąga wartość B_1 i następuje skokowa zmiana przenikalności magnetycznej z wartości μ_1 do μ_2, co powoduje skokową zmianę indukcyjności uzwojenia roboczego z wartości $L_1 = \frac{\mu_1 z_r^2 S}{l}$ do wartości $L_2 = \frac{\mu_2 z_r^2 S}{l}$. Wartość kąta α_{z1} można obliczyć z zależności (6), podstawiając $\omega t = \alpha_{z1}$ i $i_1(t) = \frac{H_1 l}{z_r}$. Po osiągnięciu przez indukcję wartości B_1 (dla $\omega t \geqslant \alpha_{z1}$) prąd w uzwojeniu roboczym jest określony równaniem

$$i_2(t) = \left[\frac{H_1 l}{z_r} - I_{m22}\sin(\alpha_{z1} - \varphi_2)\right]\exp\left[(\alpha_{z1} - \omega t)\operatorname{ctg}\varphi_2\right] + I_{m22}\sin(\omega t - \varphi_2) \tag{8}$$

a indukcja w rdzeniu

$$B_2(t) = -\frac{U_m}{\omega z_r S}(\cos\omega t - \cos\alpha_{z1}) + \frac{Z_o I_{m22}}{\omega z_r S}\left[\cos(\omega t - \varphi_2 + \varphi_3) - \cos(\alpha_{z1} - \varphi_2 + \varphi_3)\right] - A_2\left\{\exp\left[(\alpha_{z1} - \omega t)\operatorname{ctg}\varphi_2\right] - 1\right\} + B_1,$$

gdzie:

$$X_{22} = \omega L_{22} = \omega(L_o + L_r + L_2),$$

$$I_{m22} = \frac{U_m}{\sqrt{R_2^2 + X_{22}^2}},$$

$$\varphi_2 = \operatorname{arctg}\frac{X_{22}}{R_2},$$

$$A_2 = \frac{L_r + L_o}{\omega z_r S}\left(1 - \frac{\operatorname{tg}\varphi_2}{\operatorname{tg}\varphi_3}\right)\left[\frac{H_1 l}{z_r} - I_{m22}\sin(\alpha_{z1} - \varphi_1)\right].$$

Równania (8) i (9) są określone w przedziale $\alpha_{z1} \leqslant \omega t \leqslant \alpha_{z2}$, gdzie α_{z2} jest to kąt, przy którym indukcja w rdzeniu osiąga wartość B_2, a prąd wartość $\frac{H_2 l}{z_r}$. Wartość kąta α_{z2} obliczymy z równania (8) podstawiając $\omega t = \alpha_{z2}$ i $i(t) = \frac{H_2 l}{z_r}$.

Po osiągnięciu przez indukcję wartości B_2 następuje nasycenie rdzenia a co za tym idzie indukcyjność uzwojenia maleje skokowo do zera. Przebieg prądu dla okresu nasycenia, tzn. dla $\alpha_{z2} \leqslant \omega t \leqslant \alpha_{w1}$, dany jest równaniem

$$i_3(t) = \left[\frac{H_2 l}{z_r} - I_{m33}\sin(\alpha_{z2} - \varphi_3)\right]\exp\left[(\alpha_{z2} - \omega t)\mathrm{ctg}\varphi_3\right] +$$

$$+ I_{m33}\sin(\omega t - \varphi_3), \tag{10}$$

gdzie $I_{m33} = \dfrac{U_m}{\sqrt{R_2 + \omega^2(L_o + L_r)^2}}$, a α_{w1} jest kątem, przy którym prąd osiąga ponownie wartość $\frac{H_2 l}{z_r}$. Kąt ten można obliczyć z równania (10), podstawiając $\omega t = \alpha_{w1}$ i $i_3(t) = \frac{H_2 l}{z_r}$.

Dla wartości $\omega t \geqslant \alpha_{w1}$ indukcyjność uzwojenia roboczego ponownie osiąga wartość L_2 i rozpoczyna się rozmagnesowanie rdzenia. Do chwili $\omega t = \alpha_{w2}$, w której indukcja osiąga wartość B_1, prąd płynący przez uzwojenie robocze zmienia się wg zależności

$$i_2'(t) = \left[\frac{H_2 l}{z_r} - I_{m22}\sin(\alpha_{w1} - \varphi_2)\right]\exp\left[(\alpha_{w1} - \omega t)\mathrm{ctg}\varphi_2\right] +$$

$$+ I_{m22}\sin(\omega t - \varphi_2) \tag{11}$$

a indukcja w rdzeniu

$$B_2'(t) = -\frac{U_m}{\omega z_r S}(\cos\omega t - \cos\alpha_{w1}) + \frac{Z_o I_{m22}}{\omega z_r S}\Big[\cos(\omega t - \varphi_2 + \varphi_3) -$$

$$- \cos(\alpha_{w1} - \varphi_2 + \varphi_3)\Big] - A_2'\left\{\exp\left[(\alpha_{w1} - \omega t)\mathrm{ctg}\varphi_2\right] - 1\right\} + B_2, \tag{12}$$

gdzie

$$A_2' = \frac{L_r + L_o}{\omega z_r S}\left(1 - \frac{\mathrm{tg}\varphi_2}{\mathrm{tg}\varphi_3}\right)\left(\frac{H_2 l}{z_r} - I_{m22}\sin(\alpha_{w1} - \varphi_2)\right).$$

Wartość kąta α_{w2} można wyznaczyć z zależności (11), wstawiając $\omega t = \alpha_{w2}$, i $i_2'(t) = \frac{H_1 l}{z_r}$.

Od chwili $\omega t = \alpha_{w2}$ przenikalność magnetyczna ma ponownie wartość μ_1, a indukcyjność uzwojenia roboczego wartość L_1. Prąd i indukcja określane są wtedy zależnościami:

$$i_1'(t) = \left[\frac{H_1 l}{z_r} - I_{m11}\sin(\alpha_{w2} - \varphi_1)\right]\exp\left[(\alpha_{w2} - \omega t)\mathrm{ctg}\varphi_1\right] +$$

$$+ I_{m11}\sin(\omega t - \varphi_1), \tag{13}$$

$$B_1'(t) = -\frac{U_m}{\omega z_r S}(\cos\omega t - \cos\alpha_{w2}) + \frac{Z_o I_{m11}}{\omega z_r S}\Big[\cos(\omega t - \varphi_1 + \varphi_3) -$$

$$- \cos(\alpha_{w2} - \varphi_1 + \varphi_3)\Big] + A_1'\Big[\exp((\alpha_{w2} - \omega t)\mathrm{ctg}\varphi_1) - 1\Big] + B_1, \quad (14)$$

gdzie

$$A_1' = \frac{L_r + L_o}{\omega z_r S}\left(1 - \frac{\mathrm{tg}\varphi_1}{\mathrm{tg}\varphi_3}\right)\left(\frac{H_1 l}{z_r} - I_{m11}\sin(\alpha_{w2} - \varphi_1)\right).$$

Równania (13) i (14) są prawdziwe dla $\alpha_{w2} \leqslant \omega t \leqslant 2\pi + \alpha_o$. W chwili $2\pi+\alpha_o$ następuje ponowne załączenie tyrystora. Prąd w uzwojeniu roboczym $I(0)$, który płynie w chwili załączenia tyrystora, można obliczyć z równania (13), po podstawieniu

$$\omega t = 2\pi + \alpha_o \quad \text{i} \quad i_1'(t) = i_1'(2\pi + \alpha_o) = I(0).$$

Wyprowadzone powyżej równania opisują w miarę dokładnie pracę regulatora T-M, jednakże korzystanie z nich w praktyce ze względu na złożoną postać jest bardzo trudne, nawet przy zastosowaniu maszyny cyfrowej. Szczególnie kłopotliwe jest wyznaczenie zależności $I(0) = f(\alpha_z)$, ponieważ:

$$I(0) = f_1(\alpha_z, \alpha_{w2}, \beta)$$

oraz

$$\alpha_{w2} = f_2(\alpha_z, I(0), \lambda, \alpha_{z1}, \alpha_{z2}, \alpha_{w1}, \beta),$$

$$\alpha_{w1} = f_3(\alpha_z, I(0), \lambda, \alpha_{z1}, \alpha_{z2}, \beta),$$

$$\alpha_{z2} = f_4(\alpha_z, I(0), \lambda, \alpha_{z1}, \beta),$$

$$\alpha_{z1} = f_5(\alpha_z, I(0), \lambda, \beta),$$

$$\lambda = f_6(\alpha_z, I(0), \beta),$$

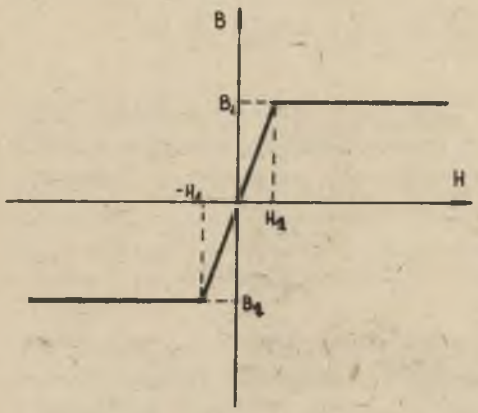
gdzie β - parametry elektryczne regulatora T-M oraz ze względu na to, że funkcje f_1-f_6 są transcendentne. W celu wyznaczenia zależności $I(0) = f(\alpha_z)$ można wykorzystać twierdzenie, że odpowiedź układu na okresowe wymuszenie (załączenie tyrystora) będzie w stanie ustalonym także okresowa. Oznacza to, że dla stanu ustalonego będą spełnione warunki:

$$I(0) = i_1'(2\pi + \alpha_o),$$
$$B(0) = B_1'(2\pi + \alpha_o).$$

Ze względu na te trudności obliczenia przeprowadzono w dwu wariantach, wprowadzając dalsze założenia upraszczające.

3. Obliczenie przebiegów prądu obciążenia z uwzględnieniem prądu magnesującego, przy dwuodcinkowej aproksymacji charakterystyki magnesowania

W porównaniu do rozważań z pkt. 2 wprowadzono uproszczenia polegające na dwuodcinkowej aproksymacji charakterystyki magnesowania (rys. 6).



Rys. 6. Charakterystyka magnesowania aproksymowana dwuodcinkowo

Przyjęcie tego założenia nie ma żadnego wpływu na pracę regulatora w czasie przewodzenia tyrystora, tzn. w przedziale

$$\pi + \alpha_z \leqslant \omega t \leqslant \pi + \alpha_z + \lambda = \alpha_w$$

równania opisujące przebieg prądu $i(t)$, $i_s(t)$, $B_s(t)$ są takie same, jak wyprowadzone w pkt. 2. Pozwala to jednak uprościć równania dla okresu, w którym tyrystor nie przewodzi.

W przedziale $\alpha_w \leqslant \omega t \leqslant \alpha_{z1}$, tzn. od chwili wyłączenia tyrystora do chwili wejścia rdzenia w nasycanie, prąd $i_1(t)$ i indukcja $B_1(t)$ określone są równaniami (5) i (6). W przedziale $\alpha_{z1} \leqslant \omega t \leqslant \alpha_{w1}$ rdzeń jest nasycony (α_{w1} - kąt wyjścia z nasycania). Prąd określony jest równaniem

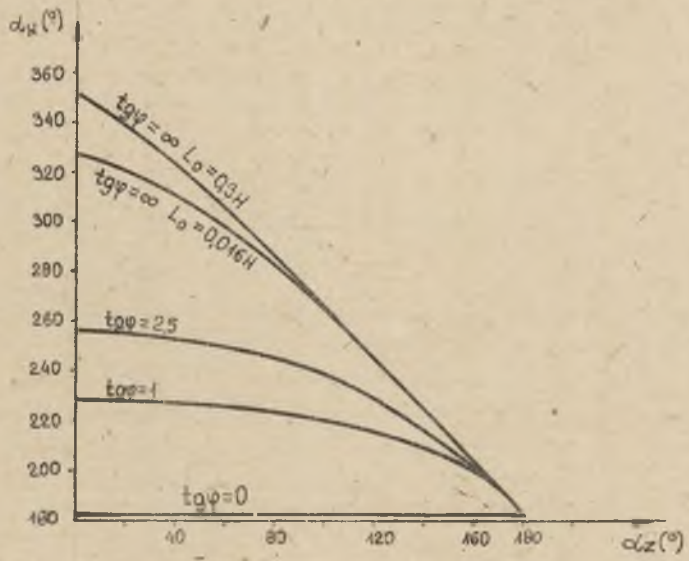
$$i_3(t) = \left[\frac{H_1 l}{z_1} - I_{m33}\sin(\alpha_{z1} - \varphi_3)\right]\exp\left[(\alpha_{z1} - \omega t)\mathrm{ctg}\varphi_3\right] + \\ + I_{m33}\sin(\omega t - \varphi_3), \tag{15}$$

gdzie:

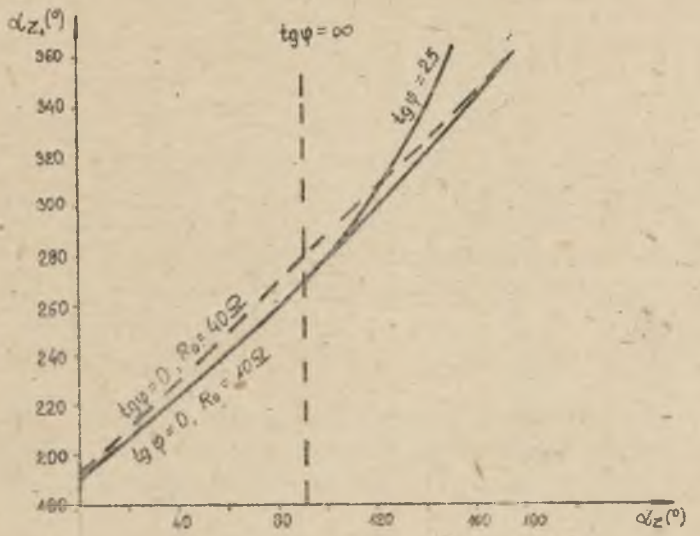
I_{m33} określony jest analogicznie, jak w równaniu (10),
$B(t) = B_1 = \mathrm{const}$.

W przedziale $\alpha_{w1} \leqslant \omega t \leqslant 2\pi + \alpha_o$, to znaczy w przedziale od chwili wyjścia z nasycenia do ponownego załączenia tyrystora:

$$i_1'(t) = \left[\frac{H_1 l}{z_r} - I_{m11}\sin(\alpha_{w1} - \varphi_1)\right]\exp\left[(\alpha_{w1} - \omega t)\mathrm{ctg}\varphi_1\right] + \\ + I_{m11}\sin(\omega t - \varphi_1), \tag{16}$$



Rys. 7. Wykresy funkcji $\alpha_w = f(\alpha_z)$



Rys. 8. Wykresy funkcji $\alpha_{z1} = f(\alpha_z)$

Rys. 9. Wykresy funkcji $I(0) = f(\alpha_z)$

$$B_1'(t) = -\frac{U_m}{\omega z_r S}(\cos\omega t - \cos\alpha_{w1}) + \frac{Z_o I_{m11}}{z_r \omega S}\Big[\cos(\omega t - \varphi_1 + \varphi_3) - \cos(\alpha_{w1} - \varphi_1 + \varphi_3)\Big] - A_1'\Big\{\exp\Big[(\alpha_{w1} - \omega t)\mathrm{ctg}\varphi_1\Big] - 1\Big\} + B_1, \tag{17}$$

gdzie

$$A_1' = \frac{L_r + L_o}{\omega z_r S}\left(1 - \frac{\mathrm{tg}\varphi_1}{\mathrm{tg}\varphi_3}\right)\left(\frac{H_1 l}{z_r} - I_{m11}\sin(\alpha_{w1} - \varphi_1)\right)$$

Obliczenie przeprowadzono przy zastosowaniu maszyny cyfrowej wykorzystując fakt, że w stanie ustalonym $I(0) = i_1'(2\pi + \alpha_o)$ i $B(0) = B_1'(2\pi + \alpha_o)$.

Program obliczeń sporządzono w oparciu o następujący algorytm:

a) przyjąć wartość prądu $I(0) = I_{m11}\sin(\alpha_o - \varphi_1)$ dla danego kąta załączenia tyrystora α_z,

b) dla danego α_z, $I(0)$ i $B(0)$, obliczyć wartości λ, α_{z1}, α_{w1},

c) sprawdzić, czy spełniony jest warunek

$$I(0) = i_1'(2\pi + \alpha_o) \quad \text{lub} \quad B(0) = B_1'(2\pi + \alpha_o),$$

d) w przypadku kiedy $I(0) \neq i_1'(2\pi + \alpha_o)$ lub $B(0) \neq B_1(2\pi + \alpha_o)$ wykonać ponowne obliczenia λ, α_{z1}, α_{w1}, przyjmując do tych obliczeń wartość $I(0) = i_1'(2\pi + \alpha_o)$,

e) obliczenia zakończyć, gdy nastąpi spełnienie warunku

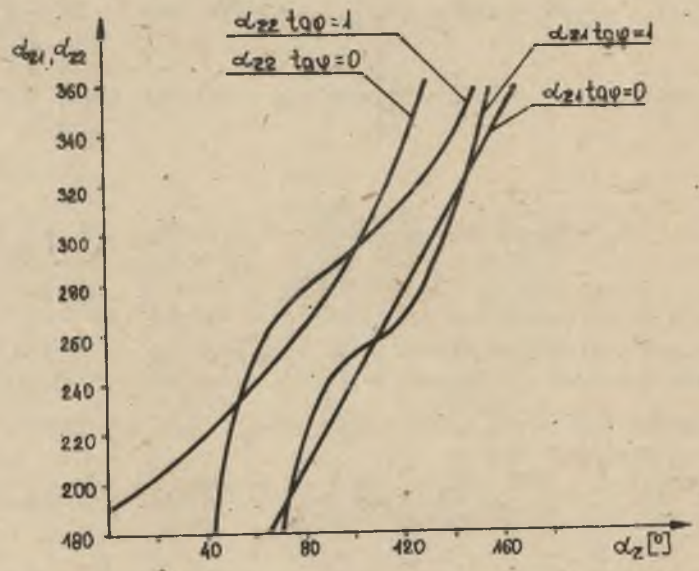
$$I(0) = i_1'(2(k-1)\pi + \alpha_o) = i_1'(2k\pi + \alpha_o)$$

z dokładnością do 0,05.

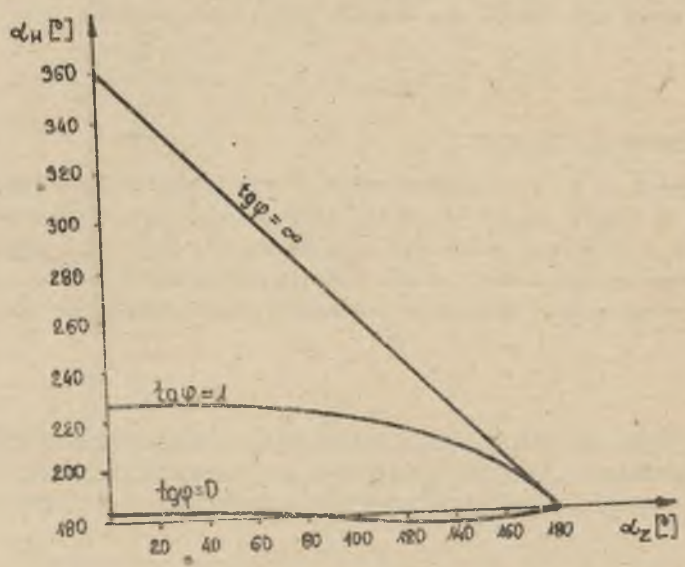
Na rysunkach 7, 8, 9 przedstawiono w formie graficznej obliczone zależności $\alpha_{w1} = f(\alpha_z)$; $\alpha_{z1} = f(\alpha_z)$ i $I(0) = f(\alpha_z)$ dla niektórych obciążeń. W oparciu o te wyniki można obliczyć przebiegi prądu obciążenia i indukcji w rdzeniu regulatora T-M dla różnych kątów wysterowania i różnych obciążeń. Przykładowo, obliczone przebiegi prądu obciążenia zamieszczono na rys. 13.

4. Obliczenie przebiegów prądu obciążenia z uwzględnieniem prądu magnesującego, przy trójodcinkowej aproksymacji charakterystyki magnesowania i pominięciu impedancji wzdłużnej transformatora

W porównaniu do rozważań z pkt. 2 wprowadzono uproszczenie polegające na pominięciu w obliczeniach impedancji wzdłużnej transformatora. Przyjęcie



Rys. 10. Wykresy funkcji $\alpha_{z1}, \alpha_{z2} = f(\alpha_z)$



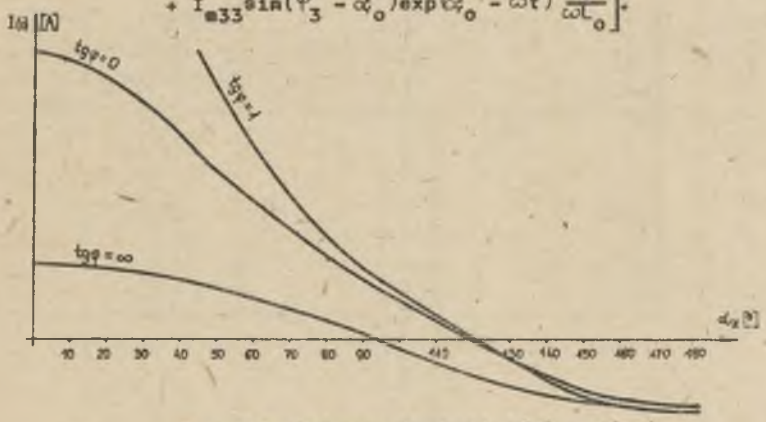
Rys. 11. Wykresy funkcji $\alpha_u = f(\alpha_z)$

cie takiego założenia bardzo upraszcza równania dla okresu przewodzenia tyrystora. Mają one teraz następującą postać:

$$i_{(t)} = I_{m33}\sin(\omega t - \varphi_3) + \left[I_{m33}\sin(\varphi_3 - \alpha_o) + I(0)\right]e^{(\alpha_o - \omega t)\frac{R_o}{\omega L_o}},$$

$$i_s(t) = \frac{M}{L_s}\left[I_{m33}\sin(\omega t - \varphi_3) - I(0)(1 - \exp(\alpha_o - \omega t)\frac{R_o}{\omega L_o}) + \right.$$

$$\left. + I_{m33}\sin(\varphi_3 - \alpha_o)\exp(\alpha_o - \omega t)\frac{R_o}{\omega L_o}\right].$$



Rys. 12. Wykresy funkcji $I(0) = f(\alpha_z)$

Równania dla półokresu nasycenia mają postać identyczną, jak w pkt. 2. Należy tylko wstawić do nich $R_r = 0$ i $L_r = 0$. Dla tego przypadku przeprowadzono obliczenia analogiczne, jak w pkt. 3. Obliczono zależności $\alpha_{z1} = f(\alpha_z)$; $\alpha_w = f(\alpha_z)$; $\alpha_{z2} = f(\alpha_z)$; $I(0) = f(\alpha_z)$, które przedstawiono na rysunkach 10, 11, 12. W oparciu o te zależności można obliczyć przebiegi prądu obciążenia i indukcji w rdzeniu dla różnych kątów wysterowania i różnych obciążeń. Przykładowo obliczone przebiegi prądu obciążenia zamieszczono na rys. 14.

LITERATURA

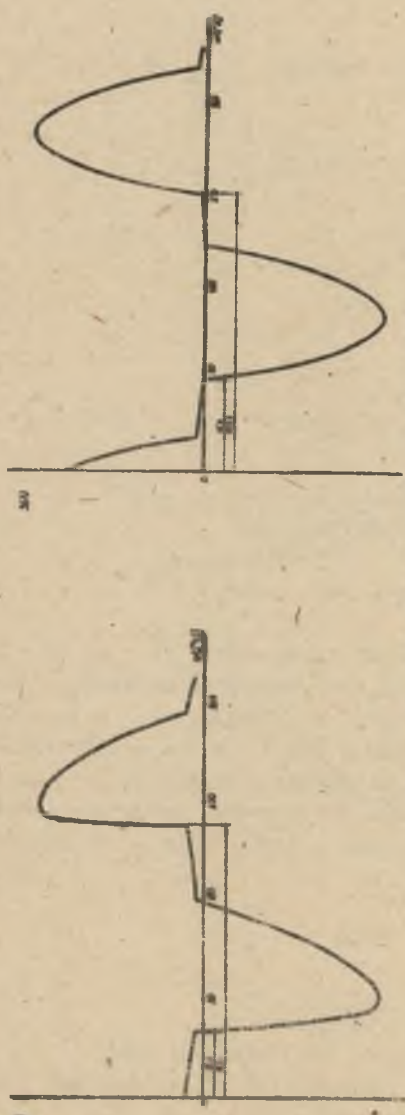
[1] LUCIŃSKI J.: Układy tyrystorowe. WNT, Warszawa 1973.

[2] ROZENBLAD M.A.: Wzmacniacze magnetyczne. WNT, Warszawa 1965.

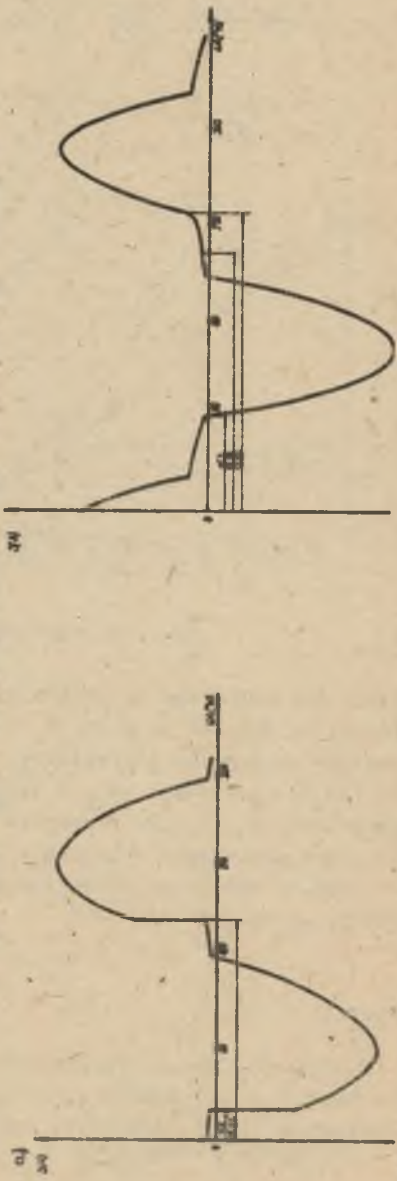
[3] ROZENBLAD M.A.: Magnitnyje elementy awtomatiki i wyczislitielnoj tiechniki, Nauka, Moskwa 1974.

Wpłynęło do Redakcji w lutym 1980

Recenzent:
Doc. dr Henryk Mońka



Rys. 13. Obliczone przebiegi obciążenia
a) obciążenie rezystancyjne, b) obciążenie rezystancyjno-indukcyjne



Rys. 14. Obliczone przebiegi prądu obciążenia
a) obciążenie rezystancyjne, b) obciążenie rezystancyjno-indukcyjne

ТИРИСТОРНО-МАГНИТНЫЕ РЕГУЛЯТОРЫ ПЕРЕМЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Р е з ю м е

В работе представлены принципы действия, метод расчета и аналитически определенные основные зависимости и характеристики для для тиристорно-магнитного регулятора переменного напряжения.

THE THYRYSTOR-MAGNETIC REGULATORS OF ALTERNATING VOLTAGE

S u m m a r y

The paper presents theoretical discussion on thyrystor-magnetic regulators of alternating voltage.

The fundamental equations and characteristics have been presented.