

Mgr inż. Zygmunt Nowomiejski, mgr inż. Zygmunt Kuczewski

Zakład Elektrotechniki, Zakład Budowy Maszyn

Silnik asynchroniczny skompensowany za pomocą przesuwника fazowego Leblanc—Scherbuisa

Streszczenie: W artykule podane są teoretyczne przeliczenia silnika asynchronicznego trójfazowego, współpracującego z przesuwnikiem fazowym typu Leblanc—Scherbuisa. Celem rozważań teoretycznych jest znalezienie miejsc geometrycznych prądu pobieranego przez silnik asynchroniczny oraz wskazanie drogi do praktycznych przebiegów przesuwника fazowego.

1. Wstęp

Zmniejszenie mocy biernej pobieranej przez zakłady produkcyjne jest jednym z podstawowych zagadnień w gospodarce energetycznej. Cel ten osiąga się w różny sposób, między innymi również i za pomocą przesuwników fazowych sprzęgniętych elektrycznie z silnikiem asynchronicznym pierścieniowym. Przesuwnik fazowy typu Leblanc—Scherbuisa przy odpowiednim dobraniu parametrów może skompensować silnik prawie na $\cos\varphi=1$ przy pełnym obciążeniu znamionowym do około 75%, natomiast przy biegu jałowym przesuwnik tego typu praktycznie nie ma wpływu na wielkość mocy biernej pobieranej przez silnik asynchroniczny z sieci. Dlatego przesuwniki Leblanc—Scherbuisa są stosowane wyłącznie do silników, których obciążenie waha się od 80% obciążenia do znamionowego, np. przy silnikach napędzających pompy, wentylatory, szlifiery do ścierania papierówki na miazgę i innych. Zaletą tego przesuwnika jest jego prosta konstrukcja i łatwość eksploatacji. W związku z zapotrzebowaniem naszego przemysłu opracowano w ramach Katedry Budowy Maszyn Elektrycznych Politechniki Śląskiej teoretyczną stronę konstrukcji oraz wykonano projekt wstępny tego typu przesuwnika fazowego do silnika asynchronicznego o parametrach: $P=1150$ kW, $U=6$ kV, $n=247$ obr/min, $\cos\varphi=0,82$. Dane znamionowe przesuwnika są: $P_p=20$ kVar, $E_p=27,4$ V, $n_p=720$ obr/min, $\frac{I_c}{I_1}=0,48$. W chwili obecnej jedna z fabryk maszyn elektrycznych wykonuje prototyp na podstawie dostarczonych danych konstrukcyjnych.

Silnik asynchroniczny pobiera z sieci moc bierną P_b , przy czym moc ta jest proporcjonalna do prądu magnesującego, przy sztywnym napięciu sieci

$$P_b = C_1 E I_m,$$

$$E = C_2 f \cdot \Phi,$$

czyli

$$P_b = C_3 f \cdot \Phi I_m$$

lub

$$C_3 I_m \Phi = \frac{P_b}{f}.$$

Widać z tego, że przy tym samym prądzie magnesowania, tym samym strumieniu i przy malejącej częstotliwości moc bierna — potrzebna na namagnesowanie obwodu — maleje. Jest to wskazówką, aby doprowadzić moc bierną do silnika asynchronicznego od strony wirnika, gdzie częstotliwość jest rzędu kilku okresów na sekundę.

Prąd wirnika silnika asynchronicznego jest jednocześnie prądem magnesującym przesuwника. Prąd ten wytwarza w przesuwniku pole wirujące w przestrzeni z prędkością kątową ω_s . Jeśli przesuwnik jest napędzany z taką samą prędkością kątową

$\omega_p = \omega_s$ i w tym samym kierunku co jego pole wirujące, wówczas efekt będzie taki, jakby w obwodzie wirnika silnika asynchronicznego znajdował się tylko opór czynny. Przy napędzaniu przesuwника fazowego w kierunku przeciwnym do kierunku wirowania pola oraz przy napędzaniu w kierunku zgodnym, ale przy $\omega_p < \omega_s$, poślizg przesuwника jest dodatni i siła elektromotoryczna E_p ma kierunek zgodny z siłą elektromotoryczną indukcji wirnika E_{x2} , przy czym indukcyjność wirnika zwiększa się. Natomiast przy napędzaniu przesuwника w kierunku zgodnym z kierunkiem wirowania pola, ale z szybkością $\omega_p > \omega_s$ (szybkość nadsynchroniczna), poślizg jest ujemny, siła elektromotoryczna E_p zmienia swój kierunek, czyli zmniejsza indukcyjność wirnika. Przy odpowiednio dużym poślizgu nadsynchronicznym E_p przeważa i wirnik staje się odbiornikiem pojemnościowym dla sieci.



Rys. 1. Schemat połączeń kaskady

Najpoważniejszą wadą przesuwника fazowego typu Leblanc—Scherbuisa jest duża zależność parametrów przesuwника od parametrów silnika asynchronicznego, tak że powinny one być dobierane i przeliczane tylko dla jednego typu silników. Przy seryjnej produkcji dużych silników indukcyjnych jest ekonomicznie uzasadnione z punktu widzenia gospodarki narodowej budowanie tego typu maszyn. Niżej podane rozu-

mowania uwypuklające najbardziej charakterystyczne punkty pracy silnika asynchronicznego z przesuwnikiem mają na celu wskazanie drogi do praktycznych przeliczeń przesuwnika tego typu.

2. Obliczenie składowej biernej SEM \hat{E}_p przesuwnika fazowego

Przy obliczaniu bierzemy pod uwagę tylko podstawową harmoniczną. Jeśli strumień $\hat{\Phi}_t = \hat{\Phi}_m \sin(\omega_s \cdot t)$ wiruje w przestrzeni z prędkością kątową ω_s oraz jeśli wirnik porusza się z prędkością

$$\omega_p = p_p - \frac{n_p}{60} 2\pi = 2\pi f_p,$$

gdzie

p_p — liczba par biegunowych przesuwnika,

n_p — liczba obrotów przesuwnika,

wówczas pole w przesuwniku wiruje z prędkością względną $(\omega_p - \omega_s)$ w stosunku do wirnika.

Aby uzyskać żądany efekt kompensacji, wirnik musi się poruszać z prędkością ponadsynchroniczną, czyli $\omega_p \gg \omega_s$.

Ogólnie mamy

$$\hat{e}_t = z \frac{d\hat{\Phi}t}{dt}.$$

Ponieważ prędkość względna wynosi $(\omega_p - \omega_s)$, możemy dla $\hat{\Phi}_t$ napisać

$$\hat{\Phi}_t = |\hat{\Phi}| e^{j(\omega_p - \omega_s)t}.$$

Stąd

$$\hat{e}_t = z \frac{d\hat{\Phi}t}{dt} = zj(\omega_p - \omega_s) |\hat{\Phi}| e^{j(\omega_p - \omega_s)t} = zj(\omega_p - \omega_s) \hat{\Phi}_t.$$

Oznaczając przez k współczynnik uzwojenia otrzymamy

$$\hat{E}_p = j(kz)(\omega_p - \omega_s) \hat{\Phi}.$$

W naszych dalszych rozważaniach będziemy się posługiwać następującymi oznaczeniami:

f_1 — częstotliwość napięcia zasilającego stojan,

f_2 — częstotliwość po stronie wirnika,

ω_s — prędkość kątowa poślizgu,

I_1 — natężenie prądu stojana,

I_2 — natężenie prądu wirnika,

I_p — natężenie prądu w obwodzie przesuwnika.

Ponieważ

$$\hat{I}_p = \hat{I}_2,$$

otrzymamy

$$\hat{E}_p = jL_p(\omega_p - \omega_s)\hat{I}_2.$$

Wstawiając

$$\omega_s = s\omega_1; \quad f_2 = sf_1$$

otrzymamy

$$\hat{E}_p = jL_p\hat{I}_2\omega_1s \left(\frac{j_p - f_2}{f_1} \right).$$

Wstawiając

$$X_p = \omega_1 L_p,$$

otrzymamy

$$\hat{E}_p = jX_p\hat{I}_2 \frac{j_p}{f_1} - jX_p s\hat{I}_2. \quad (1)$$

3. Praca silnika asynchronicznego z przesuwnikiem fazowym

Na skutek przyłożonego napięcia U o częstotliwości f_1 po stronie stojana silnika asynchronicznego, otrzymamy przy otwartym obwodzie wirnika prąd \hat{I}_0 , który jest sumą prądu magnesującego \hat{I}_m oraz prądu \hat{I}_{Fe} . Oznaczając przez R_1 opór czynny jednej fazy stojana, przez X_{11} reaktancję strumienia głównego, a przez $X_{1\sigma}$ reaktancję rozproszenia, tak że

$$X_1 = X_{11} + X_{1\sigma}$$

jest całkowitą reaktancją stojana, otrzymamy

$$\hat{U} = \hat{I}_0(R_1 + jX_1) = \hat{Z}_1\hat{I}_0. \quad (2)$$

Równanie koła napięć dla strony pierwotnej ma postać

$$\hat{U} = \hat{I}_1\hat{Z}_1 - js\hat{I}_2X_{12}, \quad (3)$$

gdzie

$$X_{12} = \omega_1 M_{12}.$$

M_{12} jest współczynnikiem indukcji wzajemnej dla uzwojenia stojana i wirnika. Zakładamy, że $M_{12} = \text{constans}$ (w całym dalszym rozważaniu). Przyrównując prawe strony równań (2) i (3) otrzymamy

$$\hat{I}_0\hat{Z}_1 = \hat{I}_1\hat{Z}_1 - js\hat{I}_2X_{12},$$

czyli

$$(\hat{I}_1 - \hat{I}_0)\hat{Z}_1 = js\hat{I}_2X_{12}.$$

Prąd \hat{I}_2 przeniesiony na stronę pierwotną wynosi

$$\hat{I}_2 = \hat{I}_1 - \hat{I}_0.$$

Otrzymamy więc

$$\hat{I}_2' = s \frac{jX_{12}}{\hat{Z}_1} \cdot \hat{I}_1. \quad (4)$$

Równanie (4) daje nam przekładnię przejścia dla prądów ze strony wtórnej na pierwotną.

Przy pracy silnika bez przesuwника dla strony wtórnej otrzymamy równanie

$$jX_{12}\hat{I}_1 - s\hat{I}_2 jX_{22} = s\hat{I}_2 jX_{2\sigma} + \hat{I}_2 R_2.$$

Ponieważ

$$X_{22} + X_{2\sigma} = X_2,$$

otrzymamy po przekształceniu i podstawieniu

$$jX_{12}\hat{I}_1 = s\hat{I}_2 jX_2 + \hat{I}_2 R_2.$$

(Indeks „2“ oznacza parametry strony wtórnej rozpatrywanego obwodu).

Uwzględniając SEM \hat{E}_p dla przesuwника oraz spadek napięcia na jego oporze czynnym R_p otrzymamy

$$j\hat{I}_1 X_{12} = s\hat{I}_2 jX_2 + \hat{I}_2 R_2 + \hat{I}_2 j\alpha X_p - s\hat{I}_2 jX_p + \hat{I}_2 R_p, \quad (5)$$

gdzie

$$\alpha = \frac{\hat{I}_p}{\hat{I}_1}.$$

Stąd

$$\hat{I}_1 \cdot \frac{jX_{12}}{s} = \hat{I}_2 \left[\frac{R_2 + R_p}{s} + j \left(X_2 + \frac{X_p}{s} \alpha - X_p \right) \right].$$

Wstawiając z równania (3) wyrażenie

$$\hat{I}_1 = \frac{U_1 + js\hat{I}_2 X_{12}}{\hat{Z}_1}$$

otrzymamy

$$\frac{jX_{12}}{s} \cdot \frac{U_1 + js\hat{I}_2 X_{12}}{\hat{Z}_1} = \hat{I}_2 \left[\frac{R_2 + R_p}{s} + j \left(X_2 + \frac{X_p}{s} \alpha - X_p \right) \right].$$

Wstawiając z równania (4) wyrażenie

$$\hat{I}_2 = \frac{\hat{I}'_2 \hat{Z}_1}{jsX_{12}}$$

otrzymamy

$$\hat{I}'_2 = \frac{X_{12}^2 (jb_1 - g_1) \hat{I}_0}{\Theta (R_{2p} + jX_p \alpha) + X_{12}^2 g_1 + j(X_2 - X_p - b_1 X_{12}^2)}, \quad (6)$$

gdzie

$$R_{2p} = R_2 + R_p; \quad \Theta = \frac{1}{s}; \quad \frac{1}{\hat{Z}_1} = g_1 - jb_1.$$

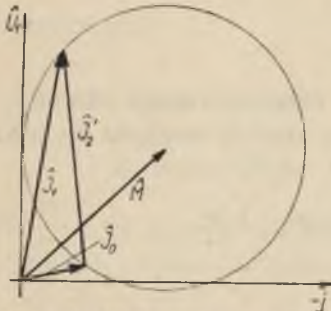
Obierając kierunek \hat{U}_1 zgodny z kierunkiem osi rzeczywistej dodatniej na płaszczyźnie Gaussa zauważamy, że równanie (6) reprezentuje

koło o współrzędnych środka (patrz L_2)

$$\hat{M} = X_{12}^2(jb_1 - g_1) \frac{\hat{I}_0(X_p a + jR_{2p})}{2[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]} \quad (6a)$$

i promieniu

$$R = |X_{12}^2(jb_1 - g_1) \hat{I}_0| \frac{\sqrt{(X_p a)^2 + R_{2p}^2}}{2[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]}$$



Rys. 2. Miejsce geometryczne prądu I

Zaznaczyć trzeba, że promień wektora \hat{I}_0 będzie przesunięty o kąt γ w kierunku dodatnim od osi $(-j)$, gdzie

$$\gamma = \text{arctg} \frac{R_{2p}}{X_p}$$

Z równania (6) otrzymujemy, gdy $s=0$ to $\hat{I}'_2=0$, gdy $s=\infty$ to

$$\hat{I}'_{2\infty} = \frac{X_{12}^2(jb_1 - g_1) \hat{I}_0}{[X_{12}^2 g_1 + j(X_{12} - X_p - b_1 X_{12}^2)]} \quad (7)$$

4. Obliczenie poślizgu

Wychodząc z równania (6) obliczamy poślizg

$$s = \frac{\hat{I}'_2(R_{2p} + jX_p a)}{X_{12}^2(jb_1 - g_1) \hat{I}_0 - \hat{I}'_2[g_1 X_{12}^2 + j(X_2 - X_p - b_1 X_{12}^2)]}$$

Przekształcając odpowiednio powyższe równanie otrzymujemy na poślizg wyrażenie, które przyjmie postać

$$s = \frac{\hat{I}'_2 R_{2p}}{X_{12}^2 I_1 I'_2 (b_1 \sin \beta - g_1 \cos \beta)}, \quad (8)$$

gdzie β jest kątem zawartym pomiędzy wektorami symbolicznymi \hat{I}_1 i \hat{I}'_2 .

5. Wykres prądowy dla X_p zmiennego

Celem otrzymania dużego zakresu kompensacji oraz zmniejszenia prądu w obwodzie wirnika silnika asynchronicznego przy pracy w kaskadzie przesuwnik posiada wysokie nasycenia w zębach sięgające do $B_{z\delta t} = 28000 \div 30000 \text{ G}(L_4)(I_5)$. Ponieważ μ_{Fe} jest funkcją A_z , X_p zmieniać będzie swoją wartość w zależności od prądu wirnika, czyli od obciążenia silnika asynchronicznego.

Mamy

$$\frac{\dot{M}}{X_{12}^2(jb_1 - g_1)\dot{I}_0} = \frac{X_p a + jR_{2p}}{2[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]}$$

Oznaczając

$$\frac{\dot{M}}{X_{12}^2(jb_1 - g_1)\dot{I}_0} = \xi_m + j\eta_m,$$

otrzymamy

$$\xi_m = \frac{X_{2p} a}{2[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]},$$

$$\eta_m = \frac{R_{2p}}{2[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]},$$

$$\frac{d\eta_m}{dX_p} = \frac{R_{2p}}{2} \frac{(R_{2p} + X_{12}^2 g_1 a)}{[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]^2},$$

$$\frac{d\xi_m}{dX_p} = \frac{R_{2p}}{2} \frac{X_2 - X_{12}^2 b_1}{[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]^2}.$$

Stąd

$$\frac{d\eta_m}{d\xi_m} = \frac{1}{a} \frac{R_{2p} + X_{12}^2 \cdot a \cdot g_1}{X_2 - X_{12}^2 b_1} = \text{constans.}$$

Z powyższego wynika, że przy zmiennym X_p środki kół \dot{M} poruszają się po prostej, której kąt nachylenia względem osi rzeczywistej wyniesie δ , gdzie

$$\delta = \arctg \frac{1}{a} \frac{R_{2p} + X_{12}^2 \cdot a \cdot g_1}{X_2 - X_{12}^2 b_1}.$$

Jeśli więc X_p jest wielkością zmienną, to grot wektora symbolicznego \dot{I}'_2 porusza się po krzywej wyznaczonej przez rodzinę kół, których środki leżą na jednej prostej. Dla $s=0$ mamy $\dot{I}'_2=0$ niezależnie od X_p . Stąd grot wektora \dot{I}_0 jest punktem wspólnym dla całej rodziny kół. Z własności geometrycznych tej rodziny kół wynika, że rodzina ta posiada także drugi punkt wspólny, w którym wobec tego \dot{I}'_2 także jest niezależna od X_p . Aby ten drugi punkt określić wychodzimy z równania (6).

Gdy

$$\dot{I}'_{21} = \dot{I}'_{22}$$

to zachodzi

$$\begin{aligned} \Theta_1(R_{2p} + jX_{p1}a) + [X_{12}^2 g_1 + j(-X_{p1} - b_1 X_{12}^2 + X_2)] = \Theta_2(R_{2p} + jX_{2p}a) + \\ + [X_{12}^2 g_1 + j(X_2 - b_1 X_{12}^2 - X_{2p})]. \end{aligned}$$

Rozdzielając na wartości rzeczywiste i urojone otrzymamy

$$\Theta_1 = \Theta_2 = \Theta,$$

czyli

$$s_1 = s_2 = s,$$

oraz

$$\Theta X_{p1} a - X_{p1} = \Theta X_{p2} a - X_{p2},$$

stąd

$$\frac{a}{s} (X_{p1} - X_{p2}) = X_{p1} - X_{p2},$$

czyli

$$s = a = \frac{f_p}{f_1}. \quad (9)$$

Jak widzimy, drugim punktem wspólnym rodziny kół jest punkt pracy odpowiadający $\vec{E}_p = 0$. A więc oba punkty wspólne są zarazem punktami pracy silnika asynchronicznego pracującego bez przesuwника, lecz zwarteo oporem czynnym równym oporowi czynnemu przesuwника fazowego.

Rozpatrując równanie (7) przy X_p zmiennym zauważymy, że $\hat{I}'_{2\infty}$ nie jest stałe, lecz grot wektora $I'_{2\infty}$ zatacza łuk koła, którego każdy punkt leży na innym okręgu znalezionej rodziny kół. Współrzędne środka tego koła otrzymamy z równania

$$\hat{M}_\infty = + \frac{j b_1 - g_1}{2 g_1} \cdot \hat{I}_0 = - \frac{\hat{I}_0}{2} \left(1 - j \frac{b_1}{g_1} \right),$$

a promień

$$R_\infty = \frac{\sqrt{g_1^2 + b_1^2}}{2 g_1} |\hat{I}_0|.$$

6. Wyznaczenie poślizgu dla X_p zmiennego

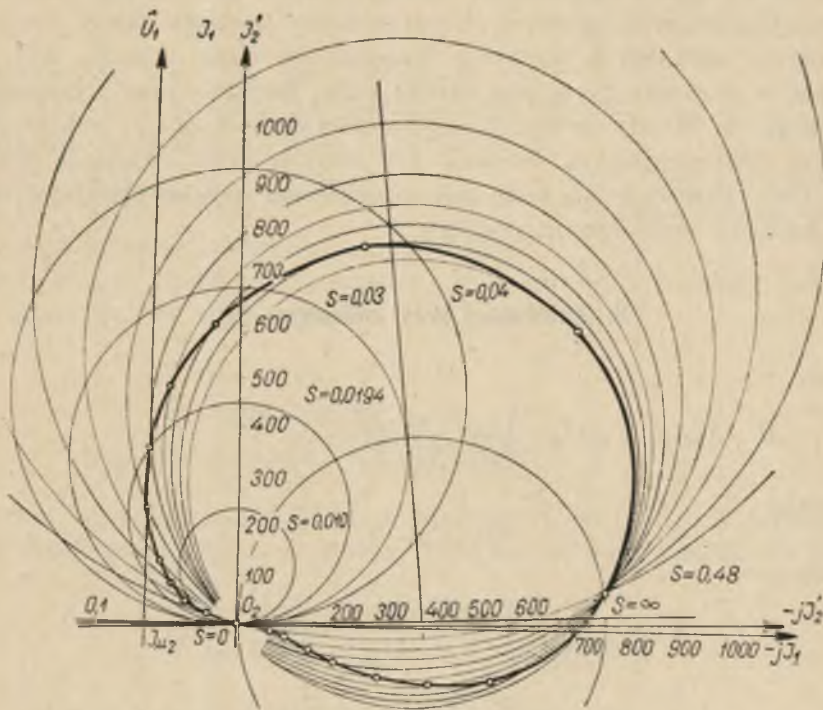
Aby wyznaczyć poślizg na wykresie prądowym wychodzimy z równania (6), w którym zakładamy stałą wartość dla s , zmienną zaś dla X_p , wówczas otrzymamy

$$\hat{I}'_2 = \frac{X_{12}^2 (j b_1 - g_1) \hat{I}_0}{(\Theta R_{2p} + X_{12}^2 g_1) + j (X_2 - b_1 X_{12}^2) + j X_p (a \Theta - 1)}. \quad (10)$$

Równanie (10) reprezentuje geometrycznie koło o współrzędnych środka

$$\hat{M}_s = \frac{X_{12}^2 (j b_1 - g_1) \hat{I}_0}{2 \left[\frac{R_{2p}}{s} + X_{12}^2 g_1 \right]}. \quad (10a)$$

Punkt przecięcia się danego koła dla określonego s z krzywą wykresu prądowego wyznacza nam wielkość poślizgu dla danego punktu pracy.



Rys. 3. Wykres prądowy dla silnika asynchronicznego skompensowanego za pomocą przesuwника fazowego typu Leblanc-Scherbiusa

Parametry silnika asynchronicznego:

$$P = 1150 \text{ kW}, \quad U = 6 \text{ kV}, \quad n = 247^\circ/\text{min}, \quad \cos = 0,82.$$

Dane przesuwника:

$$P_p = 20 \text{ kVar}, \quad E_p = 27,4 \text{ V}, \quad n_p = 720 \text{ obr}/\text{min}, \quad \frac{f_p}{f_1} = 0,48.$$

7. Opis konstrukcji wykresu prądowego

Mając dane $|\hat{I}_0|$ oraz γ z danych silnika asynchronicznego wyznaczamy prąd \hat{I}_0 na obranej płaszczyźnie Gaussa. Przyjmując R_p oraz a możemy wyznaczyć kąt δ , tj. kąt nachylenia prostej, na której leżą środki kół danych przez równanie (6a). Punkt, dla którego $s = 0,48$, znajdujemy z wykresu kołowego silnika asynchronicznego pracującego bez przesuwника, lecz z uwzględnieniem oporu czynnego R_p . Prosta środków kół

jest prostopadła do cięciwy łączącej koniec wektora \hat{I}_0 z punktem $s=0,48$ i przechodzi przez jej środek. Znaleziona prosta oraz znalezione dwa punkty pozwalają na wykreślenie rodziny kół, jak to wskazuje rysunek 3. Od zaprojektowanych pozostałych parametrów kaskady zależy już teraz wyznaczenie aktualnych punktów leżących na danej rodzinie kół. Ponieważ g_1 w stosunku do b_1 jest bardzo małe, przyjęto przy wyznaczaniu poślizgu $g_1=0$. Wtedy prosta I'_2 prostopadła do wektora \hat{I}_0 jest zarazem miejscem geometrycznym środków kół danych przez równanie dla M (równ. 10a). Przecięcie się tych kół z wykresem prądowym daje punkt pracy kaskady przy danym poślizgu.

8. Zależności przy zmiennym a^1

Mamy

$$\hat{M} = X_{12}^2(jb_1 - g_1)\hat{I}_0 \cdot \frac{(X_p a + jR_{2p})}{2[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]}$$

Oznaczając

$$\hat{M} = U_a + jV_a,$$

otrzymamy

$$U_a = \frac{X_p a [X_{12}^2(jb_1 - g_1)\hat{I}_0]}{2[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]},$$

$$V_a = \frac{R_{2p}(X_{12}^2(jb_1 - g_1)\hat{I}_0)}{2[R_{2p}(X_2 - X_p) - X_{12}^2(R_{2p}b_1 + X_p a g_1)]},$$

stąd

$$\frac{dV_a}{dU_a} = \frac{X_{12}^2 g_1}{(X_2 - X_p - X_{12}^2 b_1)} [X_{12}^2(jb_1 - g_1)\hat{I}_0].$$

Wielkość ta jest stała dla $X_p = \text{constans}$.

Zakładając, że X_p jest parametrem zmiennym, równanie dla \hat{M} reprezentuje rodzinę prostych. Aby znaleźć wartości charakterystyczne dla tej rodziny założymy, że $a \rightarrow \infty$.

Wtedy

$$U_{a\infty} = \frac{\hat{I}_0}{2} \left(1 - j \frac{b_1}{g_1}\right),$$

$$V_{a\infty} = 0.$$

Punkt $(U_{a\infty}, V_{a\infty})$ leży w przyjętym oznaczeniu płaszczyzny Gaussa na osi (\hat{U}_1) . Jest on wspólny dla całej rodziny prostych.

¹ Zależności opracowane w tym punkcie zostały podane przez prof. Z. Gogolewskiego.

Gdy $X_p \rightarrow \infty$ otrzymamy

$$U'_a = \frac{a[X_{12}^2(g_1 - jb_1)\hat{I}_0]}{2[R_{2p} + X_{12}^2 ag_1]},$$

$$V'_a = 0.$$

Wynika z tego, że dla dowolnych a punkt (U'_a, V'_a) porusza się po osi (\hat{U}_1) przyjmując wszystkie wielkości w przedziale $\left[0; \frac{I_0}{2} \left(1 - j \frac{b_1}{g_1}\right)\right]$, czyli że dla $X_p \rightarrow \infty$ odcinek OA jest miejscem geometrycznym zmiennej a .

Gdy $X_p = 0$, to $\hat{E}_p = 0$, co znaczy, że w obwodzie kaskady pozostaje tylko opór R_{2p} . W tym wypadku

$$U''_a = 0,$$

$$V''_a = \frac{X_{12}^2(jb_1 - g_1)\hat{I}_0}{2(X_2 - X_{12}^2 b_1)}.$$

Prosta łącząca punkt (U''_a, V''_a) z punktem $(U'_{a\infty}, V'_{a\infty})$ jest prostą graniczną dla danej rodziny prostych. Tangens jej kąta nachylenia względem osi $(-j)$ wynosi

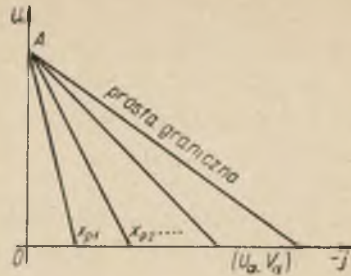
$$\frac{X_1 X_2}{X_{12}^2} - \frac{R_1}{X_1} = \frac{1}{1 - \sigma} - \operatorname{tg} \delta,$$

gdzie σ jest współczynnikiem rozproszenia Blondella.

Wpłynęło 15. IV. 1954 r.

LITERATURA

- [1] Dreyfus, *Kommutatorkaskaden und Phasenschieber*. Springer, Berlin 1931 r.
- [2] Schait, *Kompensierte und synchronisierte Asynchronmaschinen*. Springer, Berlin 1929 r.
- [3] Костенко, *Специальная часть электрических машин*. Госэнергоиздат, Москва 1949 г.
- [4] Пиотровский, *Электрические машины*. Госэнергоиздат, Москва 1949 г.
- [5] Liwshitz, *Die elektrischen Maschinen*. B. G. Teubner, Lipsk 1934 r.



Rys. 4. Rodzina prostych reprezentująca równanie dla \hat{M}