

8. MASZYNY INDUKCYJNE

8.1. WIADOMOŚCI OGÓLNE

Maszyna indukcyjna ma jednakową szczelinę na całym obwodzie, jest więc maszyną magnetycznie symetryczną. W stojanie są najczęściej trzy uzwojenia fazowe, a w wirniku trzy uzwojenia fazowe albo więcej (w wirniku klatkowym). Za typową maszynę indukcyjną można uważać maszynę z trójfazowym uzwojeniem w stojanie i z trójfazowym uzwojeniem na wirniku. Dla ułatwienia analizy można wielkości z trójfazowego układu nieruchomych osi stojana (czyli z układu osi nieruchomych u^s, v^s, w^s) oraz wielkości z układu trójfazowego wirujących osi wirnika (czyli z układu osi wirujących u^r, v^r, w^r) transformować do układu dwufazowego osi nieruchomych stojana i wirnika. Dla stojana należy dokonać transformacji wielkości z układu osi nieruchomych u^s, v^s, w^s do układu osi nieruchomych $\alpha, \beta, 0$ według zależności (2.56), przy czym macierz transformacyjna jest określona wzorem (2.62). Układ nieruchomy osi stojana $\alpha, \beta, 0$ jest równoważny układowi nieruchomemu osi stojana $d, q, 0$. W praktyce nie spotyka się połączenia punktu zerowego uzwojenia stojana połączonego w gwiazdę z punktem zerowym układu zasilającego, dlatego nie płyną prądy zerowe ani w układzie osi $\alpha, \beta, 0$, ani w układzie osi $d, q, 0$. Dla wirnika należy dokonać transformacji wielkości z układu osi wirujących u^r, v^r, w^r do układu osi wirujących $\alpha, \beta, 0$ według zależności (2.56), a następnie przekształcić wielkości z układu osi wirujących $\alpha, \beta, 0$ do układu osi nieruchomych prostopadłych $d, q, 0$ według zależności (2.82), albo należy dokonać od razu transformacji wielkości z układu osi wirujących u^r, v^r, w^r do układu osi nieruchomych prostopadłych $d, q, 0$ według zależności (2.87). W wirniku nie ma wyprowadzonego punktu zerowego uzwojenia, więc prąd zerowy w obwodzie wirnika jest równy zero.

Współczynnik $\sqrt{2/3}$ przed macierzą (2.62) współczynników transformacyjnych wprowadzono po to, aby po pomnożeniu prądów i napięć przez tę macierz moc całej maszyny nie uległa zmianie. Jeśli przyjąć, że moc jednej fazy w układzie trójfazowym ma być równa mocy jednej fazy w układzie dwufazowym, to moc całkowita (dwufazowa) po transformacji wynosi $2/3$ mocy całkowitej (trójfazowej) przed transformacją. Dla takiego przypadku macierz (2.62) współczynników transformujących prąd (albo napięcie) z układu trójfazowego na dwufazowy należy pomnożyć przez $\sqrt{2/3}$, czyli przed tą macierzą należy ostatecznie napisać współczynnik $2/3$.

8.2. MODEL MASZyny INDUKCYJNEJ

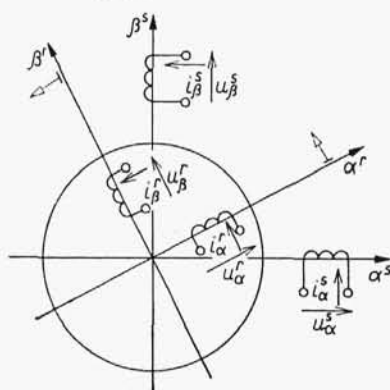
Na rysunku 8.1 pokazano model α - β , a na rys. 8.2 model d - q maszyny indukcyjnej. Prądy stojana i wirnika są określone następującymi macierzami:

– w układzie osi naturalnych

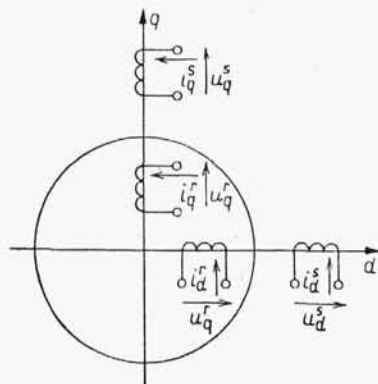
$$[i_{uvw}^{sr}] = \begin{bmatrix} i_u^s \\ i_v^s \\ i_w^s \\ i_u^r \\ i_v^r \\ i_w^r \end{bmatrix} \quad (8.1)$$

– w układzie osi α , β (przy pominięciu prądów zerowych)

$$[i_{\alpha\beta}^{sr}] = \begin{bmatrix} i_\alpha^s \\ i_\beta^s \\ i_\alpha^r \\ i_\beta^r \end{bmatrix} \quad (8.2)$$



Rys. 8.1. Model α - β maszyny indukcyjnej



Rys. 8.2. Model d - q maszyny indukcyjnej

– w układzie osi d, q (przy pominięciu prądów zerowych)

$$[i_{dq}^{sr}] = \begin{bmatrix} i_d^s \\ i_q^s \\ i_d^r \\ i_q^r \end{bmatrix} \quad (8.3)$$

Związek między prądami w osiach naturalnych u, v, w i prądami w osiach α, β jest następujący:

$$[i_{\alpha\beta}^{sr}] = [C_{uvw,\alpha\beta}]^{-1} [i_{uvw}^{sr}] \quad (8.4)$$

przy czym zgodnie ze wzorem (2.62) i z uwagami podanymi w p. 8.1

$$[C_{uvw,\alpha\beta}]^{-1} = \frac{2}{3} \begin{bmatrix} 1 & -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix} \quad (8.5)$$

Związek między prądami w osiach α, β i prądami w osiach d, q jest następujący:

$$[i_{dq}^{sr}] = [C_{dq,\alpha\beta}]^{-1} [i_{\alpha\beta}^{sr}] \quad (8.6)$$

przy czym zgodnie ze wzorem (2.78) i z uwagami podanymi w p. 8.1

$$[C_{dq,\alpha\beta}]^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos p\gamma & -\sin p\gamma \\ 0 & 0 & \sin p\gamma & \cos p\gamma \end{bmatrix} \quad (8.7)$$

a litera p oznacza liczbę par biegunów.

Różnice znaków w macierzach (8.5) i (8.7) oraz w macierzach (2.62) i (2.78) wynikają z odwrócenia kierunku osi β .

Transformowane napięcia są związane ze sobą odpowiednio takimi samymi macierzami współczynników, jakie występują między transformowanymi prądami

$$[u_{\alpha\beta}^{sr}] = [C_{uvw,\alpha\beta}]^{-1} [u_{uvw}^{sr}] \quad (8.8)$$

$$[u_{dq}^{sr}] = [C_{dq,\alpha\beta}]^{-1} [u_{\alpha\beta}^{sr}] \quad (8.9)$$

przy czym

$$[u_{uv}^{sr}] = \begin{bmatrix} u_u^s \\ u_v^s \\ u_w^s \\ u_u^r \\ u_v^r \\ u_w^r \end{bmatrix} \quad (8.10)$$

$$[u_{\alpha\beta}^{sr}] = \begin{bmatrix} u_\alpha^s \\ u_\beta^s \\ u_\alpha^r \\ u_\beta^r \end{bmatrix} \quad (8.11)$$

$$[u_{dq}^{sr}] = \begin{bmatrix} u_d^s \\ u_q^s \\ u_d^r \\ u_q^r \end{bmatrix} \quad (8.12)$$

Równania równowagi modelu d - q maszyny indukcyjnej mają postać identyczną ze wzorem (4.19), przy czym macierz impedancji $[Z_{dq}^{sr}]$ jest określona wzorem (4.18). Zgodnie z rozważaniami dotyczącymi maszyny synchronicznej (p. 7.3) wszystkie indukcyjności związane ze strumieniami magnetycznymi skojarzonymi z obwodami w osiach d i q od prądów w obwodach fazowych transformowanych do osi d i q są równe indukcyjnościom tych obwodów pomnożonym przez $3/2$. W maszynach indukcyjnych wszystkie obwody modelu d - q powstają z transformowania obwodów fazowych. Ponadto, maszyna indukcyjna jest maszyną magnetycznie symetryczną, więc wszystkie indukcyjności w osi podłużnej są równe odpowiednim indukcyjnościom w osi poprzecznej. Zgodnie ze wzorem (7.52) rezystancja obwodu w układzie osi d, q jest równa rezystancji R_l uzwojenia fazowego w układzie osi naturalnych u, v, w . Na tej podstawie można napisać

$$\left. \begin{aligned} R_d^s &= R_q^s = R_\alpha^s = R_\beta^s = R_u^s = R_v^s = R_w^s = R^s \\ R_d^r &= R_q^r = R_\alpha^r = R_\beta^r = R_u^r = R_v^r = R_w^r = R^r \\ L_d^s &= L_q^s = L_\alpha^s = L_\beta^s = \frac{3}{2} L_u^s = \frac{3}{2} L_v^s = \frac{3}{2} L_w^s = L^s \\ L_d^r &= L_q^r = L_\alpha^r = L_\beta^r = \frac{3}{2} L_u^r = \frac{3}{2} L_v^r = \frac{3}{2} L_w^r = L^r \\ M_d^{sr} &= M_q^{sr} = M_{dq}^{sr} = \frac{3}{2} M_l^{sr} = M^{sr} \end{aligned} \right\} \quad (8.13)$$

przy czym M_l^{sr} oznacza maksymalną wartość indukcyjności wzajemnej między obwodem stojana i wirnika, która przy ruchu obrotowym wirnika zmienia się ko-

sinusoidalnie w funkcji kąta między osią fazową stojana i osią fazową wirnika. Zgodnie z rozważaniami prowadzonymi w p. 4.4 i w p. 7.4 indukcyjności rotacji są równe odpowiednim indukcyjnościom własnym albo wzajemnym, przesuniętym o kąt $\pi/2$. Ponieważ w maszynie indukcyjnej indukcyjności poprzeczne są równe indukcyjnościom podłużnym, zatem

$$\begin{aligned} G_{da}^{rs} &= G_{da}^{rs} = pM_a^{sr} = pM_a^{sr} = pM^{sr} \\ G_{da}^{rr} &= G_{da}^{rr} = pL_a^r = pL_q^r = pL^r \end{aligned} \quad (8.14)$$

Po podstawieniu tych parametrów do macierzy impedancji (4.18) układ równań równowagi identyczny z układem równań (4.48) przy przyjęciu $L_a^r = L_q^r$ przybiera postać

$$\begin{bmatrix} u_d^s \\ u_q^s \\ u_d^r \\ u_q^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R^s + L^s s & 0 & M^{sr} s & 0 \\ 0 & R^s + L^s s & 0 & M^{sr} s \\ M^{sr} s & pM^{sr}\omega^r & R^r + L^r s & pL^r\omega^r \\ -pM^{sr}\omega^r & M^{sr} s & -pL^r\omega^r & R^r + L^r s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d^s \\ i_q^s \\ i_d^r \\ i_q^r \end{bmatrix} \quad (8.15)$$

$$(Js + D_r)\omega^r + pM^{sr}(i_d^s i_q^r - i_q^s i_d^r) = M^r \quad (8.16)$$

Równania (8.15) i (8.16) stanowią komplet równań różniczkowych nieliniowych modelu $d-q$ maszyny indukcyjnej.

Po wprowadzeniu pojęcia poślizgu wirnika względem prędkości kątowej pierwszej harmonicznej wirującego pola magnetycznego

$$s = \frac{\omega_1 - \omega^r}{\omega_1} \quad (8.17)$$

przy czym: $\omega_1 = \omega/p$ – prędkość kątowa pierwszej harmonicznej wirującego pola magnetycznego; $\omega = 2\pi f$ – pulsacja; i po wyrażeniu prędkości kątowej za pomocą poślizgu i pulsacji

$$\omega^r = (1-s)\omega_1 = (1-s)\frac{\omega}{p} \quad (8.18)$$

układ równań (8.15) przybiera postać

$$\begin{bmatrix} u_d^s \\ u_q^s \\ u_d^r \\ u_q^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R^s + L^s s & 0 & M^{sr} s & 0 \\ 0 & R^s + L^s s & 0 & M^{sr} s \\ M^{sr} s & \omega M^{sr}(1-s) & R^r + L^r s & \omega L^r(1-s) \\ -\omega M^{sr}(1-s) & M^{sr} s & -\omega L^r(1-s) & R^r + L^r s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d^s \\ i_q^s \\ i_d^r \\ i_q^r \end{bmatrix} \quad (8.19)$$

Układem równań maszyny indukcyjnej są więc równania (8.19) i (8.16). Do rozwiązania tego układu konieczne jest ustalenie więzów w konkretnych przypadkach pracy maszyny indukcyjnej. Bardzo częstym przypadkiem jest praca silnikowa maszyny indukcyjnej zasilanej z symetrycznego układu napięć trójfazowych o stałej wartości skutecznej bez doprowadzania napięcia do obwodów wirnika.

Jeśli przyjąć, że w tym przypadku rezystancja R' oznacza całkowitą rezystancję obwodu wirnika, czyli sumę rezystancji uzwojenia fazowego wirnika i dołączonej do tego uzwojenia rezystancji zewnętrznej, to przy zamkniętych obwodach wirnika napięcie na zaciskach wirnika jest równe zero. Wtedy równania wirnika (w różnych układach osi) mają postać

$$u_u^r = u_v^r = u_w^r = u_u^s = u_v^s = u_w^s = 0 \quad (8.20)$$

Symetryczna trójka napięć stojana jest wyrażona następująco

$$\begin{bmatrix} u_u^s \\ u_v^s \\ u_w^s \end{bmatrix} = \sqrt{2} U^s \begin{bmatrix} \cos \omega t \\ \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \\ \cos \left(\omega t + \frac{2\pi}{3} \right) \end{bmatrix}$$

więc napięcia stojana transformowane do osi prostopadłych

$$\begin{aligned} u_d^s &= u_\alpha^s = \sqrt{2} U^s \cos \omega t \\ u_q^s &= u_\beta^s = \sqrt{2} U^s \sin \omega t \end{aligned} \quad (8.21)$$

Ponadto, w zależności od charakteru momentu hamującego należy ustalić równanie więzów dla momentu zewnętrznego, które przykładowo przy stałej wartości momentu hamującego ma postać $M^r = \text{const.}$

8.3. STAN USTALONY

8.3.1. Równania ogólne

W stanie ustalonym przy sinusoidalnym napięciu zasilającym można w przybliżeniu traktować wszystkie prądy i napięcia w maszynie indukcyjnej jako wielkości sinusoidalne. Wtedy zamiast rachunku operatorowego można zastosować rachunek symboliczny, a zamiast operatora s można stosować czynnik $j\omega$. Układ równań (8.19) opisujących maszynę indukcyjną ze zwartym wirnikiem ma wówczas postać

$$\begin{bmatrix} \underline{U}_d^s \\ \underline{U}_q^s \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R^s + j\omega L^s & 0 & j\omega M^s & 0 \\ 0 & R^s + j\omega L^s & 0 & j\omega M^s \\ j\omega M^s & \omega M^s(1-s) & R^r + j\omega L^r & \omega L^r(1-s) \\ -\omega M^s(1-s) & j\omega M^s & -\omega L^r(1-s) & R^r + j\omega L^r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{I}_d^s \\ \underline{I}_q^s \\ \underline{I}_d^r \\ \underline{I}_q^r \end{bmatrix} \quad (8.22)$$

przy czym

$$\begin{aligned} \underline{U}_d^s &= jU_d^s \\ \underline{U}_q^s &= U_q^s \end{aligned} \quad (8.23)$$

Określony wyrażeniem (4.44) i występujący we wzorze (8.16) moment elektromagnetyczny maszyny indukcyjnej (symetrycznej)

$$M_e = pM^{sr}(i_d^s i_q^r - i_q^s i_d^r) \quad (8.24)$$

oznacza wartość chwilową momentu. Stąd przy stosowaniu rachunku symbolicznego (przy przebiegach sinusoidalnych) wartość średnia momentu elektromagnetycznego

$$M_{e\bar{sr}} = \bar{\text{Re}} [pM^{sr}(\underline{I}_d^s \underline{I}_q^{r*} - \underline{I}_q^s \underline{I}_d^{r*})] \quad (8.25)$$

przy czym: \underline{I}_q^{r*} – wartość sprzężona prądu \underline{I}_q^r ; \underline{I}_d^{r*} – wartość sprzężona prądu \underline{I}_d^r . Z rozwiązania układów równań (8.22) i (8.24) można uzyskać wartości odpowiednich wielkości w stanach ustalonych albo odpowiednie charakterystyki w stanach ustalonych. Znaczne ułatwienie rozważań można uzyskać przez wprowadzenie układu składowych symetrycznych.

8.3.2. Równania z zastosowaniem składowych symetrycznych

Transformowanie wielkości z układu dwufazowego osi α, β albo z układu osi prostopadłych d, q do układu składowych symetrycznych 1, 2 odbywa się zgodnie ze wzorem (2.66). Wobec tego

$$[\underline{U}_{1,2}^{sr}] = [C_{12,dq}]^{-1} [\underline{U}_{dq}^{sr}] \quad (8.26)$$

$$[\underline{I}_{1,2}^{sr}] = [C_{12,dq}]^{-1} [\underline{I}_{dq}^{sr}] \quad (8.27)$$

przy czym

$$[C_{12,dq}]^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j & 0 & 0 \\ 1 & -j & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & j \\ 0 & 0 & 1 & -j \end{bmatrix} \quad (8.28)$$

$$[\underline{U}_{dq}^{sr}] = \begin{bmatrix} \underline{U}_d^s \\ \underline{U}_q^s \\ \underline{U}_d^r \\ \underline{U}_q^r \end{bmatrix} \quad (8.29)$$

$$[\underline{U}_{12}^{sr}] = \begin{bmatrix} \underline{U}_1^s \\ \underline{U}_2^s \\ \underline{U}_1^r \\ \underline{U}_2^r \end{bmatrix} \quad (8.30)$$

$$[I_{dq}^{sr}] = \begin{bmatrix} \underline{I}_d^s \\ \underline{I}_q^s \\ \underline{I}_d^r \\ \underline{I}_q^r \end{bmatrix} \quad (8.31)$$

$$[I_{12}^{sr}] = \begin{bmatrix} \underline{I}_1^s \\ \underline{I}_2^s \\ \underline{I}_1^r \\ \underline{I}_2^r \end{bmatrix} \quad (8.32)$$

Zgodnie z równaniami (8.23) można oznaczyć

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_q^s &= U_q^s \\ \underline{U}_d^s &= jU_d^s \\ \underline{U}_q^r &= U_q^r \\ \underline{U}_d^r &= jU_d^r \end{aligned} \right\} \quad (8.33)$$

Ze wzorów (8.26) i (8.28) otrzymuje się

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_1^s &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{U}_d^s + j\underline{U}_q^s) \\ \underline{U}_2^s &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{U}_d^s - j\underline{U}_q^s) \\ \underline{U}_1^r &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{U}_d^r + j\underline{U}_q^r) \\ \underline{U}_2^r &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{U}_d^r - j\underline{U}_q^r) \end{aligned} \right\} \quad (8.34)$$

a po uwzględnieniu (8.33)

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_1^s &= \frac{j}{\sqrt{2}} (U_d^s + U_q^s) \\ \underline{U}_2^s &= \frac{j}{\sqrt{2}} (U_d^s - U_q^s) \\ \underline{U}_1^r &= \frac{j}{\sqrt{2}} (U_d^r + U_q^r) \\ \underline{U}_2^r &= \frac{j}{\sqrt{2}} (U_d^r - U_q^r) \end{aligned} \right\} \quad (8.35)$$

Jeśli napięcia są symetryczne, czyli $U_d^s = U_q^s = U^s$, to

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_1^s &= j\sqrt{2} U^s \\ \underline{U}_2^s &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8.36)$$

Jeśli $U_d^s = -U_q^s = U^s$, to

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_1^s &= 0 \\ \underline{U}_2^s &= j\sqrt{2} U^s \end{aligned} \right\} \quad (8.37)$$

Podobnie ze wzorów (8.27) i (8.28) otrzymuje się

$$\left. \begin{aligned} \underline{I}_1^s &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{I}_d^s + j\underline{I}_q^s) \\ \underline{I}_2^s &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{I}_d^s - j\underline{I}_q^s) \\ \underline{I}_1^r &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{I}_d^r + j\underline{I}_q^r) \\ \underline{I}_2^r &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{I}_d^r - j\underline{I}_q^r) \end{aligned} \right\} \quad (8.38)$$

albo

$$\left. \begin{aligned} \underline{I}_1^s &= \frac{j}{\sqrt{2}} (\underline{I}_d^s + \underline{I}_q^s) \\ \underline{I}_2^s &= \frac{j}{\sqrt{2}} (\underline{I}_d^s - \underline{I}_q^s) \\ \underline{I}_1^r &= \frac{j}{\sqrt{2}} (\underline{I}_d^r + \underline{I}_q^r) \\ \underline{I}_2^r &= \frac{j}{\sqrt{2}} (\underline{I}_d^r - \underline{I}_q^r) \end{aligned} \right\} \quad (8.39)$$

Jeżeli prądy są symetryczne, czyli $I_d^s = I_q^s = I^s$, to

$$\left. \begin{aligned} \underline{I}_1^s &= j\sqrt{2} I^s \\ \underline{I}_2^s &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8.40)$$

Jeżeli $I_d^s = -I_q^s = I^s$, to

$$\left. \begin{aligned} \underline{I}_1^s &= 0 \\ \underline{I}_2^s &= j\sqrt{2} I^s \end{aligned} \right\} \quad (8.41)$$

Między napięciami i prądami w układzie osi prostopadłych zgodnie z równaniem (8.22) istnieje związek

$$[\underline{U}_{dq}^{sr}] = [\underline{Z}_{dq}^{sr}] [\underline{I}_{dq}^{sr}] \quad (8.42)$$

przy czym

$$[\underline{Z}_{dq}^{sr}] = \begin{bmatrix} R^s + j\omega L^s & 0 & j\omega M^{sr} & 0 \\ 0 & R^s + j\omega L^s & 0 & j\omega M^{sr} \\ j\omega M^{sr} & \omega M^{sr}(1-s) & R^r + j\omega L^r & \omega L^r(1-s) \\ -\omega M^{sr}(1-s) & j\omega M^{sr} & -\omega L^r(1-s) & R^r + j\omega L^r \end{bmatrix} \quad (8.43)$$

Między napięciami i prądami w układzie osi składowych symetrycznych 1, 2 istnieje związek

$$[\underline{U}_{12}^{sr}] = [\underline{Z}_{12}^{sr}] [\underline{I}_{12}^{sr}] \quad (8.44)$$

przy czym na podstawie rozważań prowadzonych w rozdz. 2

$$[\underline{Z}_{12}^{sr}] = [\underline{C}_{12,dq}]^{-1} [\underline{Z}_{dq}^{sr}] [\underline{C}_{12,dq}] \quad (8.45)$$

Ze wzorów (8.42), (8.34) i (8.38) otrzymuje się równania napięć stojana

$$\begin{cases} \underline{U}_1^s = (R^s + j\omega L^s) \underline{I}_1^s + j\omega M^{sr} \underline{I}_1^r \\ \underline{U}_2^s = (R^s + j\omega L^s) \underline{I}_2^s + j\omega M^{sr} \underline{I}_2^r \end{cases} \quad (8.46)$$

oraz równania napięć wirnika w postaci

$$\begin{cases} \underline{U}_1^r = j\omega M^{sr} s \underline{I}_1^s + (R^r + j\omega L^r s) \underline{I}_1^r \\ \underline{U}_2^r = j\omega M^{sr} (2-s) \underline{I}_2^s + [R^r + j\omega L^r (2-s)] \underline{I}_2^r \end{cases} \quad (8.47)$$

albo w postaci

$$\begin{cases} \frac{\underline{U}_1^r}{s} = j\omega M^{sr} \underline{I}_1^s + \left(\frac{R^r}{s} + j\omega L^r \right) \underline{I}_1^r \\ \frac{\underline{U}_2^r}{2-s} = j\omega M^{sr} \underline{I}_2^s + \left(\frac{R^r}{2-s} + j\omega L^r \right) \underline{I}_2^r \end{cases} \quad (8.48)$$

Najczęściej napięcie na pierścieniach ślizgowych wirnika jest równe zero, nawet wtedy, gdy w obwód wirnika jest włączony opornik regulacyjny, o rezystancji uwzględnionej w rezystancji R^r . Wówczas z równań (8.48) otrzymuje się

$$\begin{cases} 0 = j\omega M^{sr} \underline{I}_1^s + \left(\frac{R^r}{s} + j\omega L^r \right) \underline{I}_1^r \\ 0 = j\omega M^{sr} \underline{I}_2^s + \left(\frac{R^r}{2-s} + j\omega L^r \right) \underline{I}_2^r \end{cases} \quad (8.49)$$

Układ równań (8.46) i (8.49) jest rozwiniętą formą układu równań (8.44), więc macierz impedancji z układu równań (8.44) ma postać

$$[\underline{Z}_{12}^{sr}] = \begin{bmatrix} R^s + j\omega L^s & 0 & j\omega M^{sr} & 0 \\ 0 & R^s + j\omega L^s & 0 & j\omega M^{sr} \\ j\omega M^{sr} & 0 & \frac{R^r}{s} + j\omega L^r & 0 \\ 0 & j\omega M^{sr} & 0 & \frac{R^r}{2-s} + j\omega L^r \end{bmatrix} \quad (8.50)$$

Wprowadza się indukcyjności rozproszenia:

– indukcyjność rozproszenia stojana

$$L_i^s = L^s - M^{sr} \quad (8.51)$$

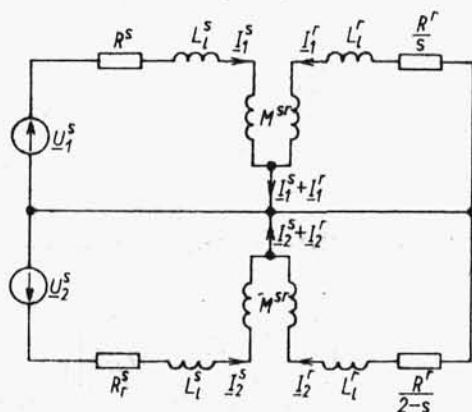
– indukcyjność rozproszenia wirnika

$$L_i^r = L^r - M^{sr} \quad (8.52)$$

Po uwzględnieniu tych indukcyjności otrzymuje się równania napięć (8.46) i (8.49) w postaci

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_1^s &= R^s \underline{I}_1^s + j\omega L_i^s \underline{I}_1^s + j\omega M^{sr} (\underline{I}_1^s + \underline{I}_1^r) \\ \underline{U}_2^s &= R^s \underline{I}_2^s + j\omega L_i^s \underline{I}_2^s + j\omega M^{sr} (\underline{I}_2^s + \underline{I}_2^r) \\ 0 &= \frac{R^r}{s} \underline{I}_1^r + j\omega L_i^r \underline{I}_1^r + j\omega M^{sr} (\underline{I}_1^s + \underline{I}_1^r) \\ 0 &= \frac{R^r}{2-s} \underline{I}_2^r + j\omega L_i^r \underline{I}_2^r + j\omega M^{sr} (\underline{I}_2^s + \underline{I}_2^r) \end{aligned} \right\} \quad (8.53)$$

Równaniom napięć (8.53) odpowiada pokazany na rys. 8.3 schemat zastępczy maszyny indukcyjnej w układzie składowych symetrycznych zgodnych i przeciwnych.



Rys. 8.3. Schemat zastępczy maszyny indukcyjnej w układzie wielkości zgodnych i przeciwnych

Wartość średnia momentu elektromagnetycznego jest określona wzorem (8.25).

Transformacja prądów z układu składowych symetrycznych do układu osi prostopadłych jest określona zależnością

$$[\underline{I}_{dq}^{sr}] = [C_{12,dq}] [\underline{I}_{12}^{sr}] \quad (8.54)$$

przy czym macierz transformacyjna

$$[C_{12,dq}] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ -j & j & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -j & j \end{bmatrix} \quad (8.55)$$

więc

$$\left. \begin{aligned} \underline{I}_d^s &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{I}_1^s + \underline{I}_2^s) \\ \underline{I}_q^s &= \frac{1}{\sqrt{2}} (-j\underline{I}_1^s + j\underline{I}_2^s) \\ \underline{I}_d^r &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\underline{I}_1^r + \underline{I}_2^r) \\ \underline{I}_q^r &= \frac{1}{\sqrt{2}} (-j\underline{I}_1^r + j\underline{I}_2^r) \end{aligned} \right\} \quad (8.56)$$

Ze wzorów (8.25) i (8.56) otrzymuje się

$$M_{esr} = \operatorname{Re} [j p M^{sr} (\underline{I}_1^s \underline{I}_1^{r*} - \underline{I}_2^s \underline{I}_2^{r*})] \quad (8.57)$$

Ze wzoru (8.49) wynika, że

$$\underline{I}_1^s = - \frac{\frac{R^r}{s} + j\omega L^r}{j\omega M^{sr}} \underline{I}_1^r \quad (8.58)$$

$$\underline{I}_2^s = - \frac{\frac{R^r}{2-s} + j\omega L^r}{j\omega M^{sr}} \underline{I}_2^r \quad (8.59)$$

więc po podstawieniu tych zależności do (8.57) i uwzględnieniu równości typu $\underline{X} \cdot \underline{X}^* = X^2$ otrzymuje się

$$\left. \begin{aligned} M_{esr} &= \operatorname{Re} \left[-p \left(\frac{R^r}{s\omega} + jL^r \right) (I_1^r)^2 + p \left(\frac{R^r}{(2-s)\omega} + jL^r \right) (I_2^r)^2 \right] \\ \text{albo} \quad M_{esr} &= -p \frac{R^r}{s\omega} (I_1^r)^2 + p \frac{R^r}{(2-s)\omega} (I_2^r)^2 \end{aligned} \right\} \quad (8.60)$$

Oznacza to, że moment maszyny indukcyjnej składa się z dwóch momentów:

– momentu od składowych zgodnych prądu wirnika

$$M_{sr1} = -p \frac{R^r}{s\omega} (I_1^r)^2 \quad (8.61)$$

działającego w kierunku umownie przyjętym za dodatni;

– momentu od składowych przeciwnych prądu wirnika

$$M_{sr2} = p \frac{R^r}{(2-s)\omega} (I_2^r)^2 \quad (8.62)$$

działającego w kierunku umownie przyjętym za ujemny.

Wzór (8.60) oznacza moment elektromagnetyczny wytworzony w maszynie indukcyjnej modelowanej w układzie osi d, q wyrażony wielkościami w układzie $1, 2$. Moment elektromagnetyczny przypadający na jedną fazę maszyny dwufazowej w układzie osi d, q wynosi więc

$$M_{e\text{sr ph}} = -\frac{pR^r}{2s\omega} (I_1^r)^2 + \frac{pR^r}{2(2-s)\omega} (I_2^r)^2 \quad (8.63)$$

Transformacja wielkości z układu osi α, β do układu osi d, q przez zastosowanie macierzy transformacyjnej $[C_{dq,\alpha\beta}]^{-1}$ określonej wzorem (8.7) została dokonana przy zachowaniu warunku inwariantności zarówno mocy fazowej, jak i mocy całej maszyny. Dlatego wzór (8.63) oznacza także moment przypadający na jedną fazę maszyny indukcyjnej w układzie osi α, β . Transformacja wielkości z układu osi u, v, w do układu osi α, β przez zastosowanie macierzy transformacyjnej $[C_{u\alpha v,\alpha\beta}]^{-1}$ określonej wzorem (8.5) została dokonana przy zachowaniu warunku inwariantności mocy fazowej. Dlatego wzór (8.63) oznacza także moment przypadający na jedną fazę maszyny indukcyjnej w układzie osi naturalnych u, v, w .

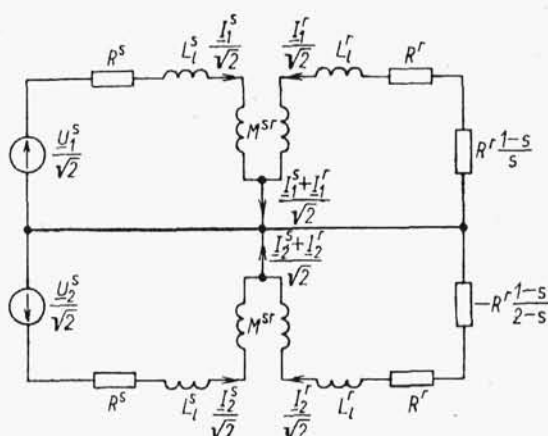
Ze wzorów (8.46), (8.18) i (8.63) otrzymuje się wyrażenie na moc elektryczną jednej fazy maszyny indukcyjnej w układzie osi naturalnych u, v, w przetworzoną na moc mechaniczną

$$P_{e\text{ ph}} = \frac{R^r(1-s)}{2s} (I_1^r)^2 - \frac{R^r(1-s)}{2(2-s)} (I_2^r)^2 \quad (8.64)$$

Ponieważ

$$\begin{aligned} \frac{R^r}{s} &= R^r + R^r \frac{1-s}{s} \\ \frac{R^r}{2-s} &= R^r - R^r \frac{1-s}{2-s} \end{aligned} \quad (8.65)$$

wobec tego schemat zastępczy maszyny indukcyjnej z rys. 8.3 może być przedstawiony jak na rys. 8.4. Na tym schemacie napięcia symetryczne zgodne i przeciwnie oraz prądy symetryczne zgodny i przeciwny są podzielone przez $\sqrt{2}$.



Rys. 8.4. Schemat zastępczy maszyny indukcyjnej w układzie wielkości zgodnych i przeciwnych z rozdzielonymi elementami rezystancji wirnika

Wynika to ze stosunku modułów napięć \underline{U}_1^s i \underline{U}_2^s oraz prądów \underline{I}_1^s i \underline{I}_2^s do napięcia fazowego \underline{U}^s i prądu fazowego \underline{I}^s maszyny rzeczywistej. Stosunki tych napięć określone są wzorami (8.35), a w przypadku symetrii wzorami (8.36), natomiast stosunki prądów – odpowiednio wzorami (8.39) i (8.40).

W schemacie zastępczym maszyny indukcyjnej w układzie wielkości zgodnych i przeciwnych występują elementy impedancji takie, jak w uzwojeniu fazowym maszyny rzeczywistej o napięciu \underline{U}^s . Dlatego w celu zachowania wartości mocy przetwarzanej w tych elementach na schemacie w układzie wielkości zgodnych i przeciwnych napięcia i prądy muszą mieć wartości odpowiednio podzielone przez $\sqrt{2}$.

Dogodnie jest wyjaśnić to na przykładzie strat w uzwojeniu. Straty w uzwojeniu stojana, czyli moc wydzielona na elementach dyssypatywnych (rezystancjach) stojana

$$P_{Cu}^s = R^s (\underline{I}_d^s \underline{I}_d^{s*} + \underline{I}_q^s \underline{I}_q^{s*}) \quad (8.66)$$

a straty w uzwojeniu jednej fazy stojana

$$P_{Cu\ ph}^s = \frac{1}{2} R^s (\underline{I}_a^s \underline{I}_a^{s*} + \underline{I}_q^s \underline{I}_q^{s*}) \quad (8.67)$$

Ze wzorów (8.56) i (8.67) otrzymuje się

$$P_{Cu\ ph}^s = \frac{1}{2} R^s (\underline{I}_1^s \underline{I}_1^{s*} + \underline{I}_2^s \underline{I}_2^{s*}) \quad (8.68)$$

czyli

$$P_{Cu\ ph}^s = R^s \left(\frac{I_1^s}{\sqrt{2}} \right)^2 + R^s \left(\frac{I_2^s}{\sqrt{2}} \right)^2 \quad (8.69)$$

co odpowiada podzieleniu prądów i napięć przez $\sqrt{2}$ na tym schemacie. Podobnie straty w uzwojeniu wirnika

$$P_{\text{Cu ph}}^r = R^r \left(\frac{I_1^r}{\sqrt{2}} \right)^2 + R^r \left(\frac{I_2^r}{\sqrt{2}} \right)^2 \quad (8.70)$$

Straty w uzwojeniu stojana i wirnika, wywołane prądami zgodnymi i przeciwnymi, określone wzorami (8.69) i (8.70) są równe odpowiednio stratom wydzielonym na rezystancjach R^s i R^r na schemacie z rys. 8.4. Moc wydzielona na rezystancjach $R^r \frac{1-s}{s}$ i $-R^r \frac{1-s}{2-s}$ jest mocą elektryczną przetworzoną na moc mechaniczną. Moc wydzielona na rezystancjach $\frac{R^r}{s}$ i $\frac{R^r}{2-s}$ jest mocą przeniesioną ze stojana do wirnika przez pole elektromagnetyczne.

W ogólnym przypadku uzwojenie wirnika różni się od uzwojenia stojana liczbą faz i współczynnikami uzwojenia. Wtedy, podobnie jak w transformatorze, odnosi się prądy i impedancje wirnika do obwodu stojana, co opisano w p. 3.9.2. Po oznaczeniu liczby faz stojana i wirnika przez m_s i m_r , liczby zwojów stojana i wirnika przez z_s i z_r oraz współczynników uzwojenia stojana i wirnika dla pierwszej harmonicznej przez ξ_{s1} i ξ_{r1} otrzymuje się:

– prąd wirnika odniesiony do obwodu stojana

$$I^{r'} = \frac{m_r z_r \xi_{r1}}{m_s z_s \xi_{s1}} I^r$$

– napięcie wirnika odniesione do obwodu stojana

$$U^{r'} = \frac{z_s \xi_{s1}}{z_r \xi_{r1}} U^r$$

– impedancję (reaktancję, rezystancję) wirnika odniesioną do obwodu stojana

$$Z^{r'} = \frac{m_s}{m_r} \left(\frac{z_s \xi_{s1}}{z_r \xi_{r1}} \right)^2 Z^r$$

– indukcyjność rozproszenia wirnika odniesioną do obwodu stojana

$$L_l^{r'} = \left(\frac{z_s \xi_{s1}}{z_r \xi_{r1}} \right)^2 L_l^r$$

Zamiast indukcyjności można na schemacie zastępczym oznaczać odpowiednie reaktancje:

- reaktancję rozproszenia stojana $X_l^s = \omega L_l^s$;
- reaktancję rozproszenia wirnika $X_l^r = \omega L_l^r$;
- reaktancję magnesowania $X_f = \omega M^{\sigma}$.

W modelu maszyny indukcyjnej nie uwzględniono obwodów odpowiadających stratom w rdzeniu. Można te straty uwzględnić przez wprowadzenie do schematu za-

stępczego rezystancji R_{Fe} połączonej równolegle z reaktancją X_f . Ponadto oznacza się prąd jałowy zgodny

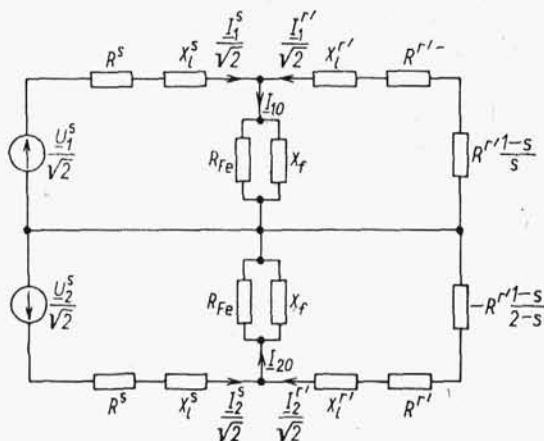
$$\underline{I}_{10} = \frac{\underline{I}_1^s}{\sqrt{2}} + \frac{\underline{I}_1^{r'}}{\sqrt{2}}$$

oraz prąd jałowy przeciwny

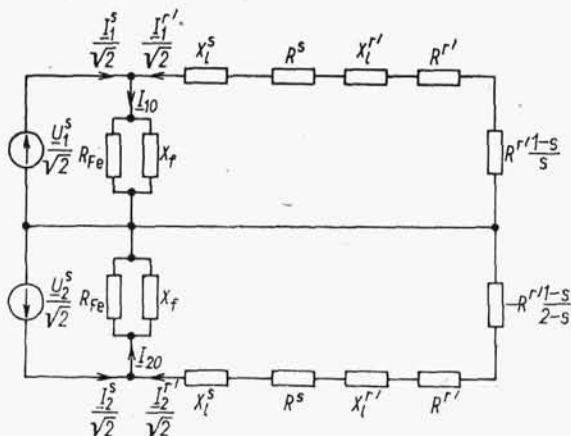
$$\underline{I}_{20} = \frac{\underline{I}_2^s}{\sqrt{2}} + \frac{\underline{I}_2^{r'}}{\sqrt{2}}$$

Wtedy schemat zastępczy maszyny indukcyjnej ma postać jak na rys. 8.5.

Spadki napięć na rezystancji R^s i reaktancji X_l^s są niewielkie, więc można zbudować uproszczony schemat zastępczy maszyny indukcyjnej, jak na rys. 8.6.



Rys. 8.5. Schemat zastępczy maszyny indukcyjnej z parametrami obwodu wirnika odniesionymi do obwodu stojana



Rys. 8.6. Uproszczony schemat maszyny indukcyjnej z uwzględnieniem składowej zgodnej i przeciwnej prądu

Na podstawie tego schematu przybliżone wartości składowej zgodnej i przeciwnej prądu wirnika odniesione do obwodu stojana są następujące:

$$\begin{aligned} \underline{I}_1' &= \frac{-\underline{U}_1^s}{R^s + \frac{R'}{s} + j(X_1^s + X_1'^s)} \\ \underline{I}_2' &= \frac{-\underline{U}_2^s}{R^s + \frac{R'}{2-s} + j(X_1^s + X_1'^s)} \end{aligned} \quad (8.71)$$

Na podstawie (8.63) i (8.71) wyznacza się średni moment elektromagnetyczny jednej fazy

$$M_{esrph} = M_{srph1} + M_{srph2} \quad (8.72)$$

przy czym średni moment elektromagnetyczny jednej fazy od prądów zgodnych

$$M_{srph1} = - \frac{p \frac{R'}{s} (U_1^s)^2}{2\omega \left[\left(R^s + \frac{R'}{s} \right)^2 + (X_1^s + X_1'^s)^2 \right]} \quad (8.73)$$

a średni moment elektromagnetyczny jednej fazy od prądów przeciwnych

$$M_{srph2} = \frac{p \frac{R'}{2-s} (U_2^s)^2}{2\omega \left[\left(R^s + \frac{R'}{2-s} \right)^2 + (X_1^s + X_1'^s)^2 \right]} \quad (8.74)$$

Korzystając z podanych we wzorach (8.35) wyrażeń na \underline{U}_1^s i \underline{U}_2^s , otrzymuje się

$$M_{srph1} = - \frac{p \frac{R'}{s} (U_d^s + U_q^s)^2}{4\omega \left[\left(R^s + \frac{R'}{s} \right)^2 + (X_1^s + X_1'^s)^2 \right]} \quad (8.75)$$

$$M_{srph2} = \frac{p \frac{R'}{2-s} (U_d^s - U_q^s)^2}{4\omega \left[\left(R^s + \frac{R'}{2-s} \right)^2 + (X_1^s + X_1'^s)^2 \right]} \quad (8.76)$$

Przy poślizgu krytycznym

$$s_k = \pm \frac{R'}{\sqrt{(R^s)^2 + (X_1^s + X_1'^s)^2}} \quad (8.77)$$

powstaje największa wartość momentu elektromagnetycznego średniego jednej fazy od prądów zgodnych, czyli moment elektromagnetyczny jednej fazy zgodny krytyczny. Przy czym moment ten przy poślizgu krytycznym dodatnim jest określony wzorem

$$M_{ephk1+} = - \frac{p (U_d^s + U_q^s)^2}{8\omega} \cdot \frac{1}{R^s + \sqrt{(R^s)^2 + (X_1^s + X_1'^s)^2}} \quad (8.78)$$

a przy poślizgu krytycznym ujemnym wzorem

$$M_{\text{epk}1-} = \frac{p(U_d^2 + U_q^2)^2}{8\omega} \cdot \frac{1}{-R^s + \sqrt{(R^s)^2 + (X_i^s + X_i'^s)^2}} \quad (8.79)$$

Przy symetrycznych napięciach stojana jest $U_d^s = U_q^s = U^s$, więc moment elektromagnetyczny krytyczny jednej fazy przy zasilaniu symetrycznym

$$M_{\text{epk}1+} = -\frac{p(U^s)^2}{2\omega} \cdot \frac{1}{R^s + \sqrt{(R^s)^2 + (X_i^s + X_i'^s)^2}} \quad (8.80)$$

albo

$$M_{\text{epk}-} = \frac{p(U^s)^2}{2\omega} \cdot \frac{1}{-R^s + \sqrt{(R^s)^2 + (X_i^s + X_i'^s)^2}} \quad (8.81)$$

Przy zasilaniu symetrycznym moment elektromagnetyczny krytyczny m faz przy poślizgu krytycznym dodatnim

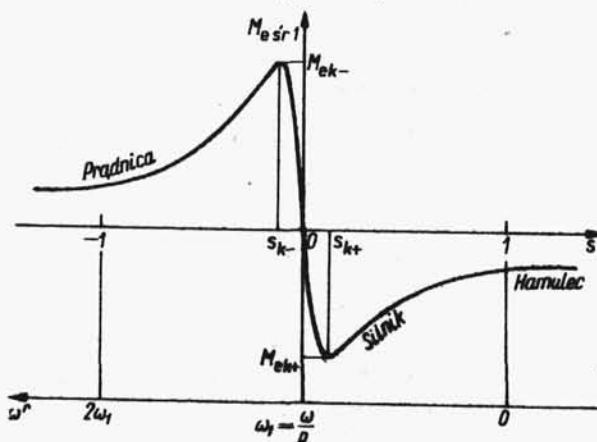
$$M_{\text{ek}+} = -\frac{mp(U^s)^2}{2\omega} \cdot \frac{1}{R^s + \sqrt{(R^s)^2 + (X_i^s + X_i'^s)^2}} \quad (8.82)$$

oraz przy poślizgu krytycznym ujemnym

$$M_{\text{ek}-} = \frac{mp(U^s)^2}{2\omega} \cdot \frac{1}{-R^s + \sqrt{(R^s)^2 + (X_i^s + X_i'^s)^2}} \quad (8.83)$$

a moment od składowych zgodnych jest całkowitym momentem elektromagnetycznym i zgodnie ze wzorem (8.75)

$$M_{\text{etr}1} = M_{\text{etr}} = -mp \frac{\frac{R'}{s\omega} (U^s)^2}{\left(R^s + \frac{R'}{s}\right)^2 + (X_i^s + X_i'^s)^2} \quad (8.84)$$



Rys. 8.7. Zależność momentu maszyny indukcyjnej od poślizgu przy zasilaniu symetrycznym

Wykres zależności $M_{\text{etr}} = f(s)$ pokazano na rys. 8.7. Ze wzorów (8.82) i (8.83) widoczne jest, że $|M_{\text{etr}}| < |M_{\text{ek}}|$.

W konwencji odbiornikowej przy pracy silnikowej znaki prędkości kątowej i momentu są różne. Przyjmując dla pracy silnikowej prędkość kątową dodatnią ($\omega' > 0$), a moment ujemny ($M_{\text{etr}} < 0$) otrzymuje się ze wzoru (8.84) $s = \frac{\omega_1 - \omega'}{\omega_1} > 0$, $0 < \omega' < \omega_1$. Zakres pracy silnikowej leży w czwartej ćwiartce wykresu. Przy pracy prądnicowej i przy $\omega' > 0$ jest $M_{\text{etr}} > 0$, więc na podstawie wzoru (8.84) jest $s = \frac{\omega_1 - \omega'}{\omega_1} < 0$, czyli $\omega' > \omega_1$. Zakres pracy prądnicowej leży w drugiej ćwiartce wykresu. Jeżeli przy tej konwencji prędkość kątowa zmienia kierunek ($\omega' < 0$) przy niezmiennym kierunku wirowania pola ($\omega_1 = \frac{\omega}{p} > 0$) i przy niezmiennym kierunku momentu ($M_{\text{etr}} < 0$), to $s = \frac{\omega_1 - \omega'}{\omega_1} > 1$ oraz $\omega' < 0$. Wtedy maszyna indukcyjna obraca się w kierunku przeciwnym do kierunku wirowania pola i przeciwnym do kierunku wytwarzanego momentu elektromagnetycznego, pracując jak hamulec.

Często przyjmuje się, że $R_s \ll (X_l^s + X_l^{r'})$, czyli $R_s \approx 0$. Wtedy

$$s_k = \pm \frac{R^{r'}}{X_l^s + X_l^{r'}} \quad (8.85)$$

$$M_{\text{ek}} = \mp \frac{mp(U^s)^2}{2\omega} \cdot \frac{1}{X_l^s + X_l^{r'}} \quad (8.86)$$

$$M_{\text{etr}} = - \frac{mp}{\omega} \cdot \frac{R^{r'}(U^s)^2}{\frac{(R^{r'})^2}{s} + s(X_l^s + X_l^{r'})^2} \quad (8.87)$$

Biorąc pod uwagę $s_k > 0$ i $M_{\text{ek}} < 0$ (praca silnikowa) albo $s_k < 0$ i $M_{\text{ek}} > 0$ (praca prądnicowa), otrzymuje się

$$\frac{M_{\text{etr}}}{M_{\text{ek}}} = \frac{2}{\frac{s_k}{s} + \frac{s}{s_k}} \quad (8.88)$$

skąd przy bardzo małych poślizgach

$$\frac{M_{\text{etr}}}{M_{\text{ek}}} = \frac{2s}{s_k} \quad (8.89)$$

co oznacza prostoliniową zależność $M_{\text{etr}} = f(s)$, a przy bardzo dużych poślizgach

$$\frac{M_{\text{etr}}}{M_{\text{ek}}} = \frac{2s_k}{s} \quad (8.90)$$

co oznacza hiperboliczną zależność $M_{\text{etr}} = f(s)$.

Schemat zastępczy maszyny indukcyjnej z rys. 8.5 w swojej części odpowiadającej składowym zgodnym napięć i prądów (górna część rysunku) jest analogiczny do schematu z rys. 3.80 zbudowanego na podstawie analizy fizycznych zasad

działania maszyn elektrycznych. Różnią się te schematy kierunkami prądów w obwodach wirnika. Na rysunku 8.5 kierunek prądu wirnika wynika z przyjętej konwencji, że moc doprowadzona do każdej z bram jest dodatnia. Rysunek 3.80 odpowiada przypadkowi pracy maszyny indukcyjnej, typowemu dla silnika indukcyjnego, kiedy maszyna jest zasilana tylko przez jedną bramę – bramę elektryczną stojana.

Wielkości odnoszące się do obwodu stojana w praktyce oznaczane są najczęściej indeksem 1, a wielkości odnoszące się do obwodu wirnika – indeksem 2.

8.3.3. Bieg jałowy

Biegiem jałowym silnika indukcyjnego nazywa się taki stan jego pracy, w którym obwód wirnika jest zamknięty, do uzwojeń stojana jest doprowadzone napięcie, a moment zewnętrzny (hamujący) przyłożony do wału silnika jest równy zero ($M_z = 0$). W stanie ustalonym przy pominięciu momentu tarcia M_t moment elektromagnetyczny M_e jest równy momentowi hamującemu M_z . Moment elektromagnetyczny i prąd wirnika przy biegu jałowym są więc bardzo małe, poślizg s_0 jest bardzo mały, a prędkość n_0 jest bliska prędkości synchronicznej n_1 . Częstotliwość przemagnesowywania blach wirnika $f_0 = s_0 f$ jest bardzo mała i straty w rdzeniu wirnika P_{Fe2} są pomijalnie małe. Straty w uzwojeniu wirnika P_{Cu2} przy bardzo małym prądzie wirnika są pomijalnie małe. Wobec tego moc doprowadzona do stojana przy biegu jałowym

$$P_{10} = P_{Cu1} + P_{Fe1} + P_m \quad (8.91)$$

przy czym: P_{Cu1} – straty w uzwojeniu wirnika; P_{Fe1} – straty w rdzeniu stojana; P_m – straty mechaniczne.

Straty w rdzeniu stojana P_{Fe1} są w przybliżeniu równe stratom całkowitym w rdzeniu $P_{Fe} = P_{Fe1} + P_{Fe2}$ w zakresie pracy od biegu jałowego od obciążenia znamionowego, ponieważ w tym zakresie pracy poślizg zmienia się tylko w zakresie od $s_0 \approx 0,002$ do $s_N = 0,02 \div 0,05$.

Prąd stojana przy biegu jałowym I_{10} ma zwykle wartość od $0,3I_N$ do $0,5I_N$ (tylko w silnikach dźwigowych jego wartość dochodzi do $0,9I_N$). Straty w uzwojeniu stojana $P_{Cu1} = 3R_1 I_{10}^2$ są więc znacznie mniejsze niż przy obciążeniu znamionowym.

Wprowadza się pojęcie strat jałowych

$$P_0 = P_m + P_{Fe} \quad (8.92)$$

czyli

$$P_0 = P_1 - P_{Cu1} \quad (8.93)$$

Charakterystykami biegu jałowego silnika indukcyjnego nazywa się zależności mocy, strat, prądów i współczynnika mocy od napięcia (rys. 8.8). Straty w rdzeniu są proporcjonalne do kwadratu indukcji, więc $P_{Fe} \approx cU^2$. Krzywa $P_{Fe} = f(U)$ jest w przybliżeniu parabolą, przesuniętą wzdłuż osi rzędnych o $P_m = \text{const.}$ Przy małych napięciach przeważają straty mechaniczne, więc poczynając od pewnej wartości U zmniejszeniu napięcia towarzyszy wzrost prądu czynnego I_{0w} . Zależność $I_f = f(U)$