

ALEKSANDER ROMAN GIEBUŁTOWICZ

Katedra Zabezpieczeń i Automatyki w Energetyce  
Politechniki WrocławskiejPRZYCZYNEK DO ANALIZY PRĄDÓW WIROWYCH  
W WIRNIKACH DUŻYCH TURBOGENERATORÓW

Streszczenie. Podano fizyczne podstawy obliczania głębokości wnikania prądów wirowych w żelazo główek zębów wirnika z klinami ze stali niemagnetycznej, bez dodatkowej klatki tłumiącej, stosowanych w niektórych konstrukcjach dużych turbogeneratorów. Obliczenia dotyczą dużych niesymetrii prądów fazowych stojana powstałych np. przy zwarcjach dwufazowych na zaciskach maszyny. Wyniki obliczeń mają zastosowanie przy określaniu dopuszczalnej krótkotrwałej obciążalności niesymetrycznej turbogeneratorów z wirnikami o klinach wysokooporowych, czyli służą do określania wartości iloczynu  $I_{2*}^2 t$ .

1. Wstęp

W przypadku zwarcia niesymetrycznych na zaciskach stojana generatora synchronicznego lub ogólnie: w przypadku dużej niesymetrii prądów fazowych stojana - można wyodrębnić składową przeciwną prądu o dużej wartości.

Składowa przeciwna prądu w uzwojeniu stojana powoduje powstanie przepływu przeciwnego stojana. Przepływ ten wiruje względem wirnika z prędkością kątową  $-2\omega$ , jeżeli prędkość wirowania wirnika względem stojana oznaczy się jako  $+\omega$ . W przypadku wirnika cylindrycznego z klinami ze stali niemagnetycznej bez dodatkowej klatki tłumiącej wirujący przepływ przeciwbieżny stojana indukuje prądy wirowe w powierzchniowej warstwie zębów wirnika.

Indukowany przepływ prądowy wirnika jest we wszystkich maszynach nieco mniejszy niż przepływ przeciwbieżny stojana ze względu na obecność prądu magnesującego. Stosunek wtórnego przepływu kolejności przeciwnej do pierwotnego oznacza się małą literą  $k$ . Dla turbogeneratorów przyjmuje się  $k = 0,95$  [2].

Prądy wirowe indukowane przy powierzchni wirnika tworzą wysoce selektywne źródło ciepła i w krótkim czasie mogą doprowadzić do nadmiernego wzrostu temperatury powierzchni wirnika. W celu obliczenia mocy strat w przypowierzchniowej warstwie wirnika należy określić głębokość wnikania prądów wirowych w żelazo.

## 2. Postać ogólna wzoru na głębokość wnikania prądów wirowych w żelazo oraz wzory na moc strat

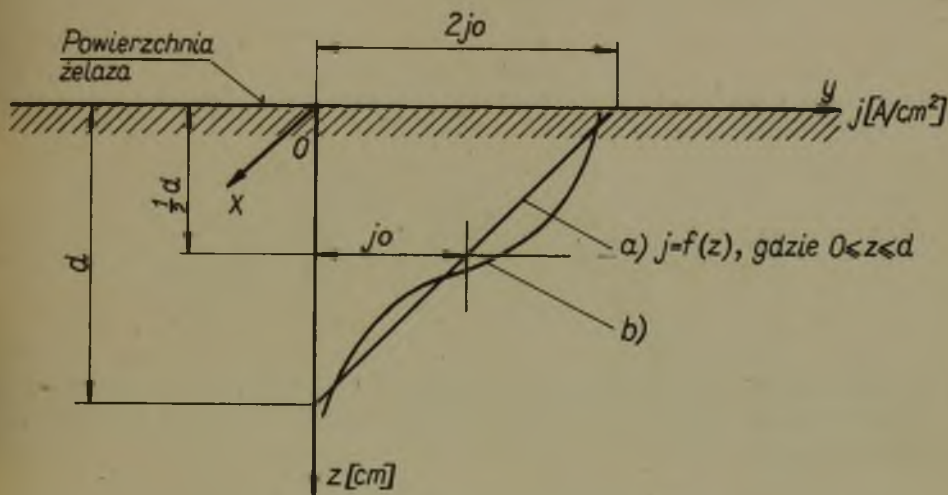
Wzór ogólny podał E. Rosenberg w roku 1923 [1]. Wzór ten ma m.in. zastosowanie w przypadku odpowiednio dużych wartości natężenia pola magnetycznego na powierzchni żelaza, mianowicie takich wartości, którym odpowiada indukcja magnetyczna z krzywej magnesowania obwodu magnetycznego leżąca w obszarze nasycenia:

$$d = 6700 \sqrt{\frac{\rho H'}{f_w B_s}} \text{ cm}, \quad (1)$$

gdzie:

- $d$  - głębokość wnikania prądów wirowych w żelazo w cm,
- $\rho$  - oporność właściwa żelaza w  $\Omega$  cm,
- $H$  - skuteczna wartość natężenia pola elektrycznego na powierzchni żelaza, styczna do tej powierzchni, przeliczona na długość drogi linii sił pola w żelazie w A/cm;
- $B_s$  - indukcja magnetyczna odpowiadająca wartości  $\sqrt{2} H$  z krzywej magnesowania obwodu magnetycznego w Gs, (indeks "s" oznacza, że indukcja leży w obszarze nasycenia);
- $f_w$  - częstotliwość prądów wirowych w żelazie w Hz.

W przypadku, gdy indukcja magnetyczna leży w obszarze nasycenia dla praktycznych celów można przyjąć, że gęstość skutecznych prądów wirowych w żelazie zmienia się liniowo od dwukrotnej wartości średniej ( $2j_0$ ) przy powierzchni do zera na głębokości  $d$  (patrz rys. 1).



Rys. 1. Rozkład gęstości skutecznych prądów wirowych w żelazie

a) przybliżony, b) rzeczywisty,  $j_0$  - średnia wartość gęstości prądu skutecznego w  $A/cm^2$

Na rys. 1 założono, że prąd płynie w kierunku osi  $y$  a natężenie pola magnetycznego jest skierowane w kierunku osi  $x$ . Powierzchnia żelaza pokrywa się z płaszczyzną  $x-y$ ,  $z=0$ . Oś  $z$  jest skierowana w głąb żelaza. Moc strat na  $1 cm^2$  powierzchni żelaza wyraża się wzorem

$$P_1 = \int_{z=0}^{z=d} (j(z) \delta z)^2 \cdot \frac{\rho \cdot 1}{\delta z} (\neq) \quad W/cm^2. \quad (2)$$

Kładąc do (2) zależność

$$j(z) = -\frac{2j_0}{d} z + 2j_0, \quad (3)$$

można otrzymać po scałkowaniu:

$$P_1 = (j_0 d)^2 \frac{4}{3} \frac{g}{d} = I_1^2 \cdot \frac{4}{3} \cdot R_1 \quad \text{w/cm}^2, \quad (4)$$

lub

$$P_{2w} = (j_0 d l_x)^2 \cdot \frac{4}{3} \frac{g l_y}{d \cdot l_x} = I_{2w}^2 \cdot \frac{4}{3} R_{2w} \quad \text{w.} \quad (4a)$$

W zastosowaniu do wyidealizowanej cylindrycznej maszyny elektrycznej  $l_y = l_w$  = długość aktywnej części żelaza wirnika w cm,

$$l_x = \pi D_w = \text{obwód wirnika w cm,}$$

a więc

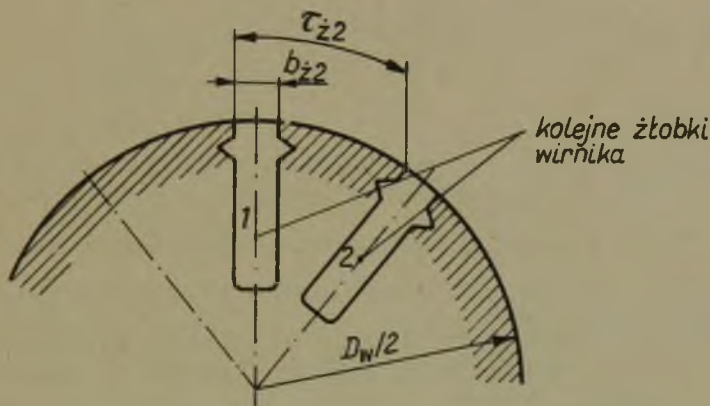
$$R_{2w} = \frac{g l_w}{\pi D_w d} \Omega. \quad (4b)$$

W rzeczywistej maszynie cylindrycznej powierzchnia wirnika jest żłobkowana, co wpływa na zwiększenie oporności dla prądów wirowych. W celu uwzględnienia tego faktu można wprowadzić do wzoru (4b) tzw. skorygowaną wartość głębokości wnikania prądów wirowych  $d_{\text{eff}}$ .

$$d_{\text{eff}} = \frac{\tau_{z2} - b_{z2}}{\tau_{zb}} \cdot d, \quad (4c)$$

gdzie:

- $\tau_{z2}$  - podziałka zębowa wirnika w cm,  
 $b_{z2}$  - szerokość żłobków wirnika przy jego powierzchni (rys. 2).



Rys. 2. Przekrój poprzeczny beczki wirnika

Wzór (4c) dotyczy wirników, które mają równomierne żłobkowanie. Wzór ogólny na oporność czynną wirnika cylindrycznego dla prądów wirowych przyjmie postać

$$R_{2w} = \frac{\rho l_w}{\pi D_w d_{\text{eff}}} \Omega. \quad (4d)$$

### 3. Przystosowanie wzoru na głębokość wnikania prądów wirowych w żelazo wirnika dla potrzeb cylindrycznej maszyny elektrycznej

Uproszczony model obwodu magnetycznego cylindrycznej maszyny dwubiegunowej podano na rys. 2a. Uproszczenie polega na pominięciu żłobkowania (gładka powierzchnia wirnika i stojana). Na rys. 2b podano wykres przestrzennego rozkładu

pierwszej harmonicznej przestrzennej przepływu przeciwbieżnego stojana, wzdłuż obwodu wirnika dla chwili  $t = 0$ . Wykres sporządzono na podstawie znanego wzoru:

$$\begin{aligned} \Theta_{2\omega l}(x, t) &= \frac{3}{2} \frac{4}{\pi} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{I_2^2 \tau_1^k u_1}{p} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x + 2\omega t\right) = \\ &= \Theta_{2\omega l m} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x + 2\omega t\right) \text{ Az.} \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie:

- $\Theta_{2\omega l m}$  - amplituda 1. harmonicznej przepływu przeciwbieżnego na 1 biegun maszyny w Az,
- $\tau$  - podziałka biegunowa wirnika w cm,
- $x$  - droga wzdłuż obwodu wirnika w cm,
- $2\omega$  - prędkość kątowa wirowania przepływu przeciwbieżnego względem wirnika w radianach na sek.

Dla chwili  $t = 0$ ,

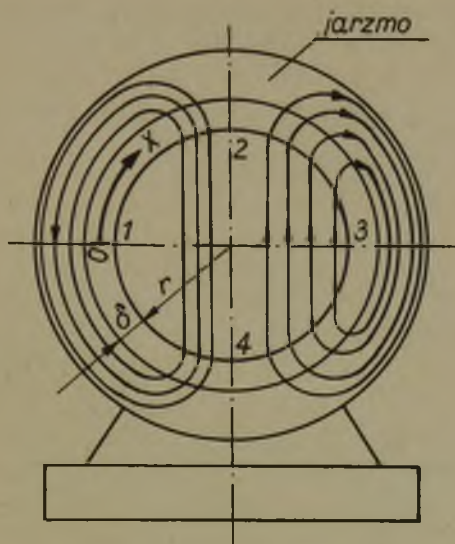
$$\Theta_{2\omega l}(x) = \Theta_{2\omega l m} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x\right). \quad (5a)$$

Na rys. 3a wykreślono kierunek linii sił pola magnetycznego dla chwili  $t = 0$ , zgodnie z rozkładem przepływu jak na rys. 3b. Linie sił zamykają się przez jarzmo ( $l_1$ ), szczeplinę powietrzną ( $2\delta$ ) i żelazo wirnika ( $l_2$ ). Rozkład linii sił w wirniku rozpatruje się przy założeniu, że prądy wirrowe nie są indukowane.

Można rozpatrzeć elementarną rurkę strumienia magnetycznego w obwodzie magnetycznym maszyny, w skład tej rurki wchodzi umyślona płytki wirnika o grubości  $a$ . Położenie płytki określa kąt  $\alpha$  (patrz rys. 4).

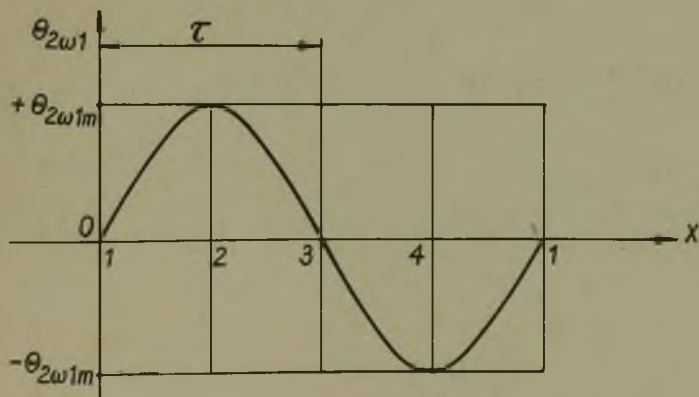
Dla elementarnej rurki obwodu magnetycznego (rys. 4) można zastosować prawo Hopkinsona:

$$\Delta\Phi = \frac{\Theta\alpha}{R\mu\alpha} \quad (6)$$



Rys. 3a. Uproszczony model obwodu magnetycznego maszyny cylindrycznej dwubiegunowej ( $p = 1$ )

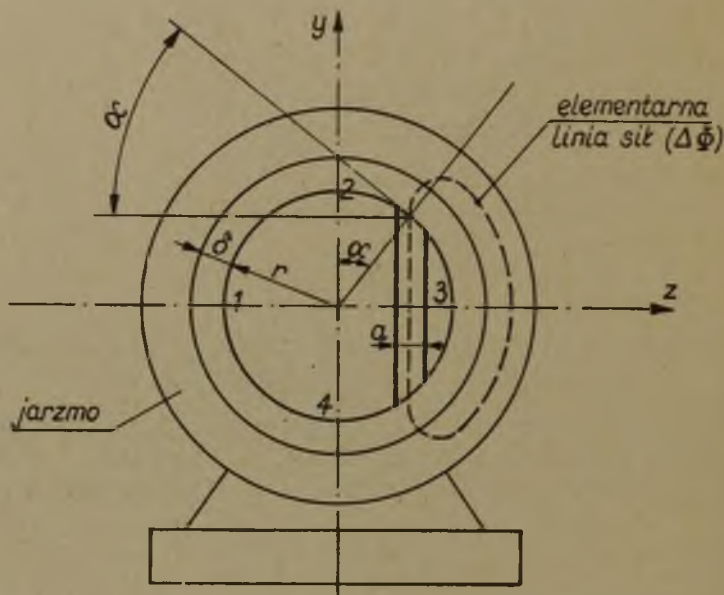
$\delta$  - szczelina powietrzna,  $r$  - promień wirnika. Kierunek linii sił pola magnetycznego oznaczono strzałkami. zgodnie z rozkładem przepływu przeciwbieżnego stojana, jak na rys.3b



Rys. 3b. Rozkład 1 harmonicznej przestrzennej przepływu przeciwbieżnego stojana wzdłuż obwodu wirnika dla chwili  $t = 0$  wg (5)

Po przekształceniu oraz zastosowaniu prawa Ampera a można napisać

$$\theta_{\alpha} = \Delta\Phi R_{\mu\alpha} = \oint H dl = H_{z\alpha} l_{z\alpha} + H_{p\alpha} 2\delta + H_{j\alpha} l_{j\alpha},$$



Rys. 4. Uproszczony obwód magnetyczny maszyny cylindrycznej dwubiegunowej z wyodrębnioną elementarną rurką sił pola

a - grubość umyślonej płytki wirnika wchodzącej w skład elementarnej rurki sił pola magnetycznego,  $\alpha$  - kąt określający położenie umyślonej elementarnej płytki wirnika o grubości a. Uwaga. Elementarna umyślona płytka wirnika jest równoległa do osi y

skąd

$$\frac{\theta_{\alpha}}{l_{z\alpha}} = H_{z\alpha} + H_{p\alpha} \frac{2\delta}{l_{z\alpha}} + H_{j\alpha} \frac{l_{j\alpha}}{l_{z\alpha}} = H_{z\alpha} + H'_{p\alpha} + H'_{j\alpha} = H'_{c\alpha} \quad (7)$$



$$\begin{aligned}
 H'_{poc} &= H_{poc} \frac{2\delta}{l_{zoc}} = \frac{B_{poc} S_{poc}}{S_z} \frac{2\delta}{S_{poc}} \cdot \frac{S_z}{l_{zoc}} = \frac{\Delta\Phi_{oc}}{S_z} 2R_{oc} \frac{S_z}{l_{zoc}} = \\
 &= B_{zoc} 2R_{oc} \frac{S_z}{l_{zoc}}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

W celu znalezienia wartości indukcji  $B_{zoc}$  w elementarnych płytkach wirnika o grubości  $a$  wykorzystać można zależność (7) i (8) do sporządzenia wykresu Eversheda. Z wzoru (8)

$$\frac{B_{zoc}}{H'_{poc}} = \frac{1}{2R_{oc}} \frac{l_{zoc}}{S_z} = (\operatorname{tg} \gamma) \frac{P_B}{P_H}, \quad (8a)$$

gdzie:

$P_B$  - podziałka osi  $B$  na wykresie w Gs/cm,

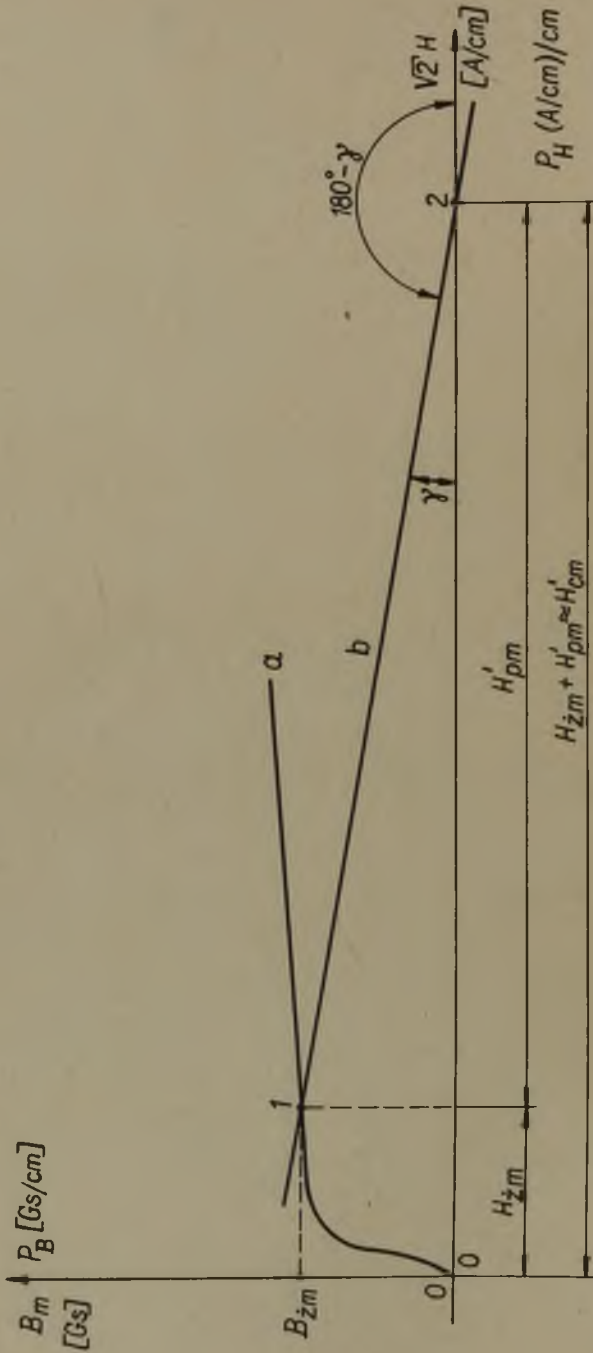
$P_H$  - podziałka osi  $H$  na wykresie w (A/cm)/cm.

Kąt  $\gamma$  jest zaznaczony na wykresie Eversheda (patrz rys. 5) jako kąt dopełnienia do  $180^\circ$  kąta nachylenia prostej do osi odciętych; wspomniana prosta wyznacza dwa punkty na wykresie: jeden punkt, to punkt przecięcia się prostej z krzywą magnesowania żelaza (tutaj stopu żelaza wirnika), drugi - to punkt przecięcia się prostej z osią odciętych; oba te punkty wyznaczają na osi odciętych wartość natężenia pola magnetycznego w szczelinie powietrznej ( $2\delta$ ), przeliczonego na długość drogi w żelazie wirnika,  $H'_{poc}$ .

Z wzoru (8a) można obliczyć  $\operatorname{tg} \gamma$  dla elementarnej rurki sił, której położenie ustala kąt  $\alpha$  na rys. 3.

$$(\operatorname{tg} \gamma) \frac{P_B}{P_H} = \frac{B_{zoc}}{H'_{poc}} = \frac{1}{2R_{oc}} \frac{l_{zoc}}{S_z};$$

$$l_{zoc} = 2 r \cos \alpha,$$



Rys. 5. wykres Eversheda

a - krzywa magnesowania żelaza (tutaj stopu żelaza wirnika), b - prosta poprowadzona przez punkt 2 ( $H_{cm}, 0$ ) pod kątem  $(180^\circ - \gamma)$  do osi odciętych - wyznacza punkt 1

$S_z = a \cdot l_w$ , gdzie  $l_w$  - długość czynnego żelaza wirnika w cm

$$R_{\delta\alpha} = \frac{\delta}{\frac{a}{\cos\alpha} l_w} = \frac{\delta \cos\alpha}{a l_w}. \quad (9)$$

Kładąc (9) do (8a) można otrzymać

$$(\operatorname{tg} \gamma) \frac{P_B}{P_H} = \frac{B_{z\alpha}}{H'_{p\alpha}} = \frac{r}{\delta} = \operatorname{const}. \quad (10)$$

Z zależności (10) wynika, że kąt  $\gamma$  jest taki sam dla dowolnej elementarnej płytki wirnika równoległej do osi  $y$  jak na rys. 3.

Z kolei na podstawie (7) można określić całkowite natężenie pola magnetycznego dla elementarnej rurki sił obwodu magnetycznego przeliczone na długość drogi w żelazie wirnika  $H'_{c\alpha}$ .

$$\begin{aligned} H'_{c\alpha} &= H_{z\alpha} + H'_{j\alpha} + H'_{p\alpha} = \frac{\Theta_{\alpha}}{l_{z\alpha}} = \frac{2\Theta}{2r \cos\alpha} = \frac{\Theta}{r} = \\ &= \frac{2\Theta}{D_w} = \operatorname{const}, \end{aligned} \quad (11)$$

gdzie:

$D_w$  - średnica wirnika w cm.

W maszynach cylindrycznych o normalnej konstrukcji zachodzi nierówność

$$H'_j \ll H'_p, \quad (12)$$

dlatego z dostateczną dokładnością dla praktycznych obliczeń można przyjąć, że

$$H'_{cm} = \frac{2\theta 2\omega l_m}{D_w} \approx H_{zm} + H'_{pm}. \quad (11a)$$

Z wzoru (11) wynika, że całkowite natężenie pola magnetycznego elementarnej rurki sił przeliczone na długość drogi w żelazie wirnika  $H'_{c\alpha}$  nie zależy od kąta  $\alpha$  tzn. jest jednakowe dla każdej rurki wykreślonej wg zasady podanej na rys. 3. Na podstawie (11a) można wziąć do wykresu Eversneda dla elementarnej rurki sił zamiast  $H_{zm} + H'_{pm}$  całkowite natężenie pola obwodu magnetycznego przeliczone na długość drogi w żelazie wirnika

$$H'_{cm} = \frac{2\theta 2\omega l_m}{D_w}.$$

Jak wynika z (10) kąt  $\gamma$  dla każdej rurki sił jest taki sam i wartość  $H_{zm} + H'_{pm}$  jest również stała (11) przeto wykres Eversneda dla każdej rurki będzie zawsze taki sam, stąd wniosek, że indukcja magnetyczna w każdej płytce elementarnej wirnika skierowana równolegle do osi  $y$  jest taka sama:  $B_{zm}$ . (Należy przypomnieć, że rozpatrywane jest zjawisko przy założeniu, że prądy wirowe nie są indukowane).

Z kolei zostanie rozpatrzona wartość indukcji magnetycznej (w wirniku) prostopadłej do płaszczyzny przechodzącej przez oś wirnika w różnym położeniu tej płaszczyzny. Jeżeli płaszczyzna jest prostopadła do osi  $y$  (rys. 3), to indukcja prostopadła do tej płaszczyzny ma wartość maksymalną  $B_{zm}$ , jeżeli płaszczyzna będzie się obracać wokół osi wirnika, to indukcja do niej prostopadła będzie maleć cosinusoidalnie i osiągnie wartość zero, gdy płaszczyzna stanie się prostopadła do osi  $Z$  (a równoległa do osi  $y$ ). Taki stan ma miejsce dla rozpatrywanej chwili  $t=0$  (patr., rozkład przestrzenny przepływu wirującego na rys. 2b). W rzeczywistości przepływ przeciwbieżny wiruje wzglę-

dem wirnika z prędkością kątową  $2\omega$ , a więc w dowolnej płaszczyźnie przechodzącej przez oś wirnika indukcja zmienia się sinusoidalnie.

Jest to przyczyną indukcji prądów wirowych w wirniku. Do (11a) zamiast przepływu prądowego można wprowadzić układ prądowy korzystając ze znanej zależności:

$$\theta = \int A \, dx, \quad (13)$$

gdzie:

$\theta$  - rozkład przestrzenny przepływu prądowego wzdłuż obwodu wirnika,

$A$  - rozkład okładu prądowego wzdłuż obwodu wirnika,

$dx$  - element drogi wzdłuż obwodu wirnika.

Kładąc (5a) do (13) można otrzymać

$$A_{2\omega 1m} = \frac{\pi}{\tau} \theta_{2\omega 1m} \quad (14)$$

Dla maszyny elektrycznej

$$\tau = \frac{\pi D_w}{2p}, \quad (15)$$

a więc

$$A_{2\omega 1m} = \frac{2p}{D_w} \theta_{2\omega 1m}. \quad (14a)$$

Dla maszyny dwubiegunowej  $p = 1$ , czyli

$$A_{2\omega 1m} = \frac{2}{D_w} \theta_{2\omega 1m} \quad (14b)$$

Z porównania (14b) z (11a)

$$H'_{cm} = A_{2\omega 1m} = \frac{2}{D_w} \theta_{2\omega 1m} \quad (16)$$

Kładąc (5) do (16) i zachowując  $p = 1$

$$\begin{aligned} H'_{cm} &= \frac{2}{D_w} \cdot \frac{3}{2} \frac{4}{\pi} \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{I_2 Z_1 k_{u1}}{p} = \\ &= \frac{I_2}{I_{Ng}} \frac{6\sqrt{2} I_{Ng} Z_1 k_{u1}}{\pi D_w} = I_{2*} A_{N1w} \end{aligned}$$

lub przechodząc na wartości skuteczne

$$H'_c = I_{2*} A_{N1w} \quad (17)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} I_{2*} &= \frac{I_2}{I_{Ng}} \quad - \text{względna wartość składowej prądu} \\ &\quad \text{kolejności przeciwnej faz stojana,} \\ A_{N1w} &= \frac{6 I_{Ng} Z_1 k_{u1}}{\pi D_w} \quad - \text{znamionowy skuteczny okład prądowy} \\ &\quad \text{wirnika w A/cm} \quad (17a) \end{aligned}$$

Wzór (17) wyraża zależność pomiędzy natężeniem pola magnetycznego maszyny elektrycznej przeliczonym na długość drogi w żelazie wirnika  $H'_c$  a składową prądu kolejności przeciwnej faz stojana  $I_{2*}$  (w jednostkach względnych). Kładąc (17) do (1) otrzymuje się

$$d = 6700 \sqrt{\frac{I_{2*} \cdot A_{N1w}}{f_w \cdot B_s}} \text{ cm.} \quad (18)$$

(18) jest ogólnym wzorem na głębokość wnikania prądów wirowych w żelazo wirnika cylindrycznej maszyny elektrycznej. Dla żelaza kutego przyjmuje się  $\rho \approx 15,2 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}$ ,  $B_s \approx 19400 \text{ Gs}$ , częstotliwość prądów wirowych  $f_w = 2f$ . Częstotliwość prądu w systemach elektroenergetycznych w Europie jest znormalizowana i wynosi  $f = 50 \text{ Hz}$ . Wstawiając powyższe dane do (18) otrzymuje się wzór szczególny

$$d = 18,7 \cdot 10^{-3} \sqrt{I_{2*} A_{N1w}} \text{ cm.} \quad (18a)$$

Dla większości turbogeneratorów nasycenie wirnika od składowej przeciwnej prądu występuje dla  $I_{2*} > 2,5$ . Maksymalna wartość ustalona składowej prądu kolejności przeciwnej faz dla turbogeneratorów przy zwarceniu dwufazowym na zaciskach stojana wynosi ok.  $I_{2* \text{ max}} \approx 4$ . Wartość skutecznego znamionowego okładu prądowego turbogeneratorsa wynosi przykładowo  $A_c = 640 \text{ A/cm}$ ,

gdzie:

$$A_c = \frac{6 \cdot I_{NK} \cdot Z_1}{\pi D_{st}} \text{ A/cm.} \quad (19)$$

$D_{st}$  - średnica wewnętrzna stojana w cm.

Z porównania (19) i (17a)

$$A_{N1w} = A_c k_{u1} \frac{D_{st}}{D_w} \quad (20)$$

Przykładowo  $k_{u1} = 0,92$ ,  $D_w = 109,5 \text{ cm}$ ,  $D_{st} = 120 \text{ cm}$

$$A_{N1w} = 640 \cdot 0,92 \frac{120}{109,5} = 640 \text{ A/cm.}$$

Z (18a)  $d = 18,7 \cdot 10^{-3} \sqrt{4 \cdot 640} \approx 0,95 \text{ cm.}$

#### 4. Wnioski

Wzór (18a) na głębokość wnikania prądów wirowych w żelazo wirnika maszyny cylindrycznej, spotykany w podobnej postaci w literaturze obcej bez wyprowadzenia [2], dotyczy dużych wartości składowej przeciwnej prądu stojana w zakresie nasycenia żelaza wirnika (około  $I_{2*} > 2,5$ ). Poza tym jest on słuszny w przypadku żelaza kutego o danych  $\rho = 15,2 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$ ,  $B_S = 19400 \text{ Gs}$  oraz częstotliwości prądów wirowych  $f = 100 \text{ Hz}$ . Obliczenia oparte na rozpatrzeniu fizycznej strony zjawiska pozwoliły na otrzymanie wzoru bardziej ogólnego (18). Wzór ten ma praktyczne zastosowanie przy obliczaniu strat mocy w wirniku od prądów wirowych przy zwarcjach niesymetrycznych. Prądy wirowe wnikają na stosunkowo niedużą głębokość w żelazo wirnika (ok. 1 cm) tworząc wysoce selektywne źródło ciepła przy powierzchni wirnika.

Przykład liczbowy na podstawie (20) wskazuje, że wartość okładu prądowego wirnika (17a) jest bardzo zbliżona do wartości umownego okładu prądowego maszyny (19).

W rozważaniach w niniejszym artykule pominięto wpływ podmagnesowania wirnika strumieniem rozproszenia uzwojenia wzbudzenia. Wpływ ten uwidacznia się w obszarach osi poprzecznej wirnika, dlatego rozważania zawarte w artykule dotyczą przede wszystkim obszarów zęba dużego.

Rękopis złożono w Redakcji w październiku 1965 r.



LITERATURA

- [1] Rosenberg E.: Eddy Currents in Iron Masses The Electrician, August 24, 1923 pp. 188-191.
- [2] Aiger P.L., Franklin R.F., Kilbourne C.E., Mc Clure J.B.: Short - Circuit Capabilities of Synchronous Machines for Unbalanced Faults. Transactions pt. III. June 1953 pp. 394-404.

ВИХРЕВЫЕ ТОКИ В РОТОРАХ МОЩНЫХ ТУРБОГЕНЕРАТОРОВ  
С КЛИНЬЯМИ ИЗ НЕМАГНИТНОЙ СТАЛИ

Резюме

В статье приведены физикальные основания расчета глубины проникновения вихревых токов в железо головок зубцов ротора с клиньями из немагнитной стали, применяемых в некоторых конструкциях мощных турбогенераторов американского и советского производства. Расчеты относятся к большим асимметриям нагрузок, образующихся, напр., при двухфазном коротком замыкании на зажимах статора. Результаты расчетов имеют применение при определении допускаемой кратковременной асимметрической нагрузки турбогенераторов с роторами с высокоопорными клиньями, или служат для определения т. наз. произведения  $I_2^2 t$ .

EDDY CURRENTS IN THE ROTORS OF THE  
LARGE TURBINE - GENERATORS WITH THE KEYS FROM THE  
UMMAGNETIC STEEL

Summary

Description of the physical calculation bases of the penetration depth of the eddy currents in the iron of the teeth-tips of the rotor with unmagnetic steel keys used in some constructions of the large turbine - generators of the American and USSR production.

The calculations are concerning large asymmetries of the load occuring for example at the two-phase short-circuits on the stator terminals. Calculations results are used the determination of the permissible short asymmetrical load-capacity of the turbine - generators with the rotors with the high - resistance keys, otherwise they are used for the determination of the " $I_2^2 t$  product".