

Jerzy ŻACZEK

Instytut Elektroenergetyki
i Sterowania Układów
Politechniki Śląskiej

STRATY MOCY CZYNNEJ W POWŁOKACH METALOWYCH KABLI JEDNOŻYŁOWYCH

Streszczenie: W pracy przedstawiono sposób wyznaczania strat mocy, wywołanych prądami wirowymi w metalowych powłokach kabli jednożyłowych na przykładzie układu trójfazowego płaskiego.

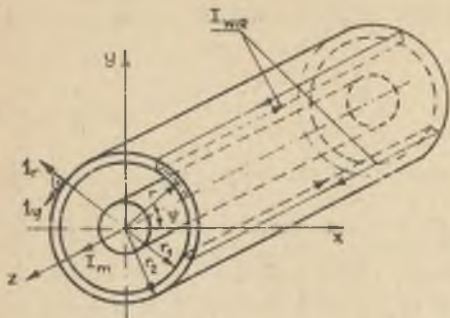
1. WPROWADZENIE

W ostatnich latach utrzymuje się tendencja do budowy linii kablowych tak średnich, jak i przede wszystkim wysokich napięć z kablami jednożyłowymi. Konstrukcje jednożyłowe w układach trójfazowych przeważają też w przyszłościowych rozwiązaniach przesyłu energii, jak np.: kable z izolacją gazową czy kriogeniczną. Specjalne połączenia powłok metalowych kabli jednożyłowych (cross-bonding, continuous cross-bonding) w zasadniczo sposób eliminują straty wywołane prądami podłużnymi indukowanymi w powłokach [1]. Problem strat wynikających z indukowania prądów wirowych jest nadal aktualny.

Niniejsza praca podejmuje analizę strat wywołanych prądami wirowymi w powłokach metalowych kabli jednożyłowych.

2. POLE ELEKTROMAGNETYCZNE W POWŁOCE ODOSONBNIENEGO KABLA JEDNOŻYŁOWEGO

W celu wyznaczenia składowych pola elektromagnetycznego w powłoce odosobnionego kabla jednożyłowego zaproponowano model obliczeniowy, przedstawiony na rys. 1. Składa się on z żyły, w której płynie wymuszony prąd przemienny, izolacji i metalowej powłoki. Powłoka jest jednorodnym cylindrycznym walcem wykonanym z materiału niemagnetycznego o stałej konduktywności izolowana lub uzziemiona jednostronnie. Dla przyjętego modelu wprowadzono cylindryczny układ współrzędnych o osi z skierowanej zgodnie z kierunkiem przepływu prądu w danej chwili. Wobec symetrii układu ($\frac{\partial H}{\partial \varphi} = 0$) natężenie pola magnetycznego w powłoce posiada składową H_{φ} . Przyjmując zaś do rozważań powłokę nieskończenie długą ($\frac{\partial H_{\varphi}}{\partial z} = 0$) równanie falowe Maxwell-



Rys. 1. Model kabla jednożyłowego z zaznaczonym kierunkiem rozplywu prądów wirowych i wektorami kierunkowymi współrzędnych cylindrycznych

r_1, r_2 - promień wewnętrzny i zewnętrzny powłoki

la dla stanu ustalonego i napisane dla wartości skalarnych przyjmuje postać:

$$\nabla^2 \underline{H}_\varphi - \frac{H_\varphi}{r^2} = \alpha^2 \underline{H}_\varphi, \quad (1)$$

gdzie:

$$\alpha^2 = j\omega\mu\gamma.$$

Natężenie pola elektrycznego w powłoce posiada odpowiednio składową \underline{E}_z , dla której spełnione musi być równanie:

$$\nabla^2 \underline{E}_z = \alpha^2 \underline{E}_z. \quad (2)$$

Rozwiązaniem równań (1) i (2) będą odpowiednio funkcje:

$$\underline{H}_\varphi(r) = \underline{C}_1 I_1(\hat{r}) + \underline{C}_2 K_1(\hat{r}), \quad (3)$$

$$\underline{E}_z(r) = \underline{C}_3 I_0(\hat{r}) + \underline{C}_4 K_0(\hat{r}), \quad (4)$$

gdzie:

$$\hat{r} = krj^{1/2}$$

$$k = \sqrt{\omega\mu\gamma}$$

$I(\hat{r}), K(\hat{r})$ - zmodyfikowane funkcje Bessela 1 i 2 rodzaju rzędu zerowego i pierwszego,

$\underline{C}_1, \underline{C}_2$ - stałe całkowania.

Stałe całkowania \underline{C}_1 i \underline{C}_2 występujące w równaniu (3) związać można ze stałymi \underline{C}_3 i \underline{C}_4 równania (4), korzystając z 2 równania Maxwella ($\text{rot } \underline{E} = -j\omega\mu \underline{H}$). Zależności między stałymi dane są w postaci:

$$\underline{C}_1 = -j\sqrt{\frac{\gamma}{\mu}} \underline{C}_3 \quad \text{oraz} \quad \underline{C}_2 = j\sqrt{\frac{\gamma}{\mu}} \underline{C}_4. \quad (5)$$

Stałe całkowania \underline{C}_1 i \underline{C}_2 wyznacza się z warunku brzegowego dla powierzchni wewnętrznej i zewnętrznej powłoki w oparciu o prawo Ampéra [2].

Po uwzględnieniu warunków brzegowych w równaniu (3) oraz wyznaczeniu stałych $\underline{C}_1, \underline{C}_2, \underline{C}_3$ i \underline{C}_4 równania (3) i (4) mają postać:

$$\underline{H}_\varphi(r) = \frac{I_m}{2\pi r_1 r_2} \cdot \frac{A_1 I_1(\hat{r}) + A_2 K_1(\hat{r})}{M_1}, \quad (6)$$

$$\underline{E}_z(r) = \frac{I_m}{2\pi r_1 r_2} j \sqrt{\frac{\omega\mu}{\gamma}} \frac{A_1 I_0(\hat{r}) - A_2 K_0(\hat{r})}{M_1}, \quad (7)$$

gdzie:

$$A_1 = r_2 K_1(\hat{r}_2) - r_1 K_1(\hat{r}_1),$$

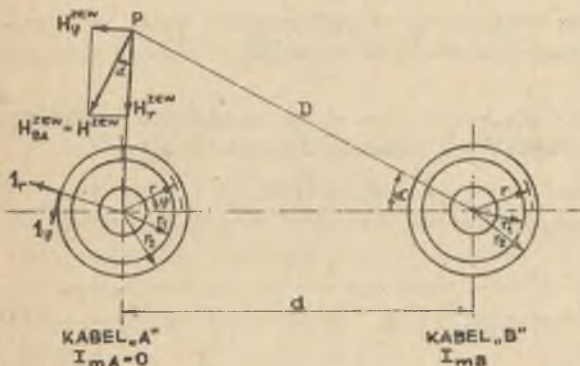
$$A_2 = r_1 I_1(\hat{r}_1) - r_2 I_1(\hat{r}_2),$$

$$M_1 = K_1(\hat{r}_2) I_1(\hat{r}_1) - K_1(\hat{r}_1) I_1(\hat{r}_2).$$

Równania (6) i (7) określają zespolone wartości maksymalne natężenia pola magnetycznego i elektrycznego w dowolnym punkcie powłoki metalowej kabla 1-żyłowego, a wywołane przepływem prądu zmiennego we własnej żyłce.

3. POWŁOKA KABLA JEDNOŻYŁOWEGO W ZEWNĘTRZNYM POLU MAGNETYCZNYM

Pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego (np. wywołanego przepływem prądu w żyłce kabla sąsiedniego) w powłoce metalowej kabla indukuje się prądy wirowe. W celu wyznaczenia składowych pola elektromagnetycznego w powłoce znajdującej się w zewnętrznym polu magnetycznym rozpatrzono model reprezentowany przez dwa identyczne równoległe kable 1-żyłowe. W żyłce jednego z kabli przepływa wymuszony prąd przemienny o wartości maksymalnej I_{mA} , prąd w żyłce drugiego $I_{mB} = 0$ (rys. 2).



Rys. 2. Powłoka kabla "A" w zewnętrznym polu magnetycznym wywołanym przepływem prądu w żyłce kabla "B"

H_P^zew ; H_BA^zew ; H_T^zew - wektor natężenia zewnętrznego pola magnetycznego i jego składowe, d - odległość między osiami kabli

$$\underline{H}_{BA}^zew = 1 \varphi \underline{H}_\varphi^zew - 1 r \underline{H}_r^zew \tag{8}$$

Wyznaczenie wypadkowego (wtórnego) pola elektromagnetycznego w powłoce kabla "A" przeprowadzono poprzez rozwiązanie równań Maxwella, przy uwzględnieniu warunków brzegowych oraz faktu, iż pole magnetyczne pierwotne zostanie zniekształcone prądami wirowymi (reakcja prądów wirowych). W przyjętym modelu powłoka kabla "A" znajduje się w zewnętrznym polu magnetycznym:

Z zależności geometrycznych wynika, że:

$$\underline{H}_r^{\text{zew}} = \underline{H}^{\text{zew}} \frac{d \sin \varphi}{\sqrt{d^2 + r^2 - 2rd \cos \varphi}} \quad (9)$$

$$\underline{H}_\varphi^{\text{zew}} = \underline{H}^{\text{zew}} \frac{r - d \cos \varphi}{\sqrt{r^2 + d^2 - 2rd \cos \varphi}} \quad (10)$$

gdzie:

$$\underline{H}^{\text{zew}} = \frac{I_m}{2\pi D}$$

$$D = \sqrt{r^2 + d^2 - 2rd \cos \varphi}.$$

Pole magnetyczne zewnętrzne wyrażone równaniem (8) zostanie dodatkowo zmniejszone poprzez reakcję prądów wirowych wyindukowanych w powłoce kabla "A". W konsekwencji wektor natężenia pola magnetycznego na zewnątrz powłoki będzie wypadkową ($\underline{H}^{\text{wyp}}$) pola zewnętrznego wywołanego przepływem prądu w żyłę kabla sąsiedniego ($\underline{H}^{\text{zew}}$) i oddziaływania pochodzącego od prądów wirowych w powłoce ($\underline{H}^{\text{od}}$):

$$\underline{H}^{\text{wyp}} = \underline{H}_{BA}^{\text{zew}} + \underline{H}^{\text{od}}. \quad (11)$$

Uwzględnienie powyższego faktu uściśla metodę wyznaczania strat w powłokach metalowych wywołanych prądami wirowymi w porównaniu z dotąd prezentowanymi.

Dla obszaru na zewnątrz powłoki kabla, dla stanu ustalonego i przy pominięciu prądów przesunięcia obowiązuje równanie Laplace'a [3]:

$$\nabla^2 \underline{E}_z^{\text{od}} = 0, \quad (12)$$

czyli:

$$\text{rot } \underline{H}^{\text{od}} = 0. \quad (13)$$

Rozwiązania równań (12) i (13) przy postawionych założeniach są dane w postaci:

$$\underline{H}^{\text{od}} = \sum_{n=1}^{\infty} \underline{C}_5 \frac{n}{j\omega\mu r^{n+1}} [1_r \sin n\varphi - 1_\varphi \cos n\varphi], \quad (14)$$

$$\underline{E}_z^{\text{od}} = 1_z \sum_{n=1}^{\infty} \underline{C}_5 \frac{\cos n\varphi}{r^n} \quad (15)$$

Znajomość tych składowych jest konieczna do sformułowania warunku brzegowego dla wyznaczenia składowych pola elektromagnetycznego w powłoce znajdującej się w zewnętrznym polu magnetycznym.

We wnętrzu powłoki znajdującej się w zewnętrznym polu magnetycznym spełnione jest równanie Maxwella w postaci:

$$\nabla^2 \underline{E}^w = \alpha^2 \underline{E}^w, \quad (16)$$

gdzie:

\underline{E}^w - wektor natężenia pola elektrycznego wewnątrz powłoki ($r_1 \leq r \leq r_2$).

Rozwiązaniem powyższego równania jest

$$\underline{E}_z^w = 1_z \sum_{p=0}^{\infty} [\underline{C}_6 J_p(\bar{r}) + \underline{C}_7 K_p(\bar{r})] \cos p\varphi, \quad (17)$$

gdzie:

$$\bar{r} = krj^{3/2},$$

$J_p(\bar{r})$ - funkcja Bessela 1 rodzaju rzędu p ,

$K_p(\bar{r})$ - zmodyfikowana funkcja Bessela 2 rodzaju rzędu p .

Odpowiednio wektor natężenia pola magnetycznego wewnątrz powłoki dany jest w postaci:

$$\begin{aligned} \underline{H}^w = 1_r \frac{1}{j\omega\mu r} \sum_{n=0}^{\infty} p [\underline{C}_6 J_p(\bar{r}) + \underline{C}_7 K_p(\bar{r})] \sin p\varphi + \\ + 1_\varphi \frac{k}{j\omega\mu r} \sum_{n=0}^{\infty} [\underline{C}_6 J_p'(\bar{r}) j^{3/2} + \underline{C}_7 K_p'(\bar{r}) j^{1/2}] \cos p\varphi, \end{aligned} \quad (18)$$

gdzie:

$J_p'(\bar{r})$, $K_p'(\bar{r})$ - pochodne funkcji Bessela.

Stałe \underline{C}_6 i \underline{C}_7 występujące w równaniach (18) i (19) wyznaczyć można z warunków brzegowych (równość wektorów stycznych i normalnych na granicy dwu ośrodków). Pierwszy z tych warunków to równość wektorów natężenia pola magnetycznego wypadkowego zewnętrznego \underline{H}^{wyp} i wektora natężenia pola magnetycznego wewnętrznego \underline{H}^w dla powierzchni zewnętrznej powłoki ($r=r_2$) czyli:

$$\underline{H}^{wyp}(r_2, \varphi) = \underline{H}^w(r_2, \varphi). \quad (19)$$

Drugi warunek to równość wektora natężenia pola magnetycznego wewnętrznego \underline{H}^w i wektora natężenia pola w izolacji kabla \underline{H}^{iz} dla powierzchni wewnętrznej powłoki ($r=r_1$), czyli:

$$\underline{H}^w(r_1, \varphi) = \underline{H}^{iz}(r_1, \varphi), \quad (20)$$

gdzie:

$$\underline{H}^{iz}(r, \varphi) = 1_r \sum_{n=1}^{\infty} \underline{C}_8 \frac{n r^{n-1} \sin n\varphi}{j\omega\mu} + 1_\varphi \sum_{n=1}^{\infty} \underline{C}_8 \frac{n r^{n-1} \cos n\varphi}{j\omega\mu}.$$

Rozwiązanie równań (19) i (20) pozwala wyznaczyć stałe C_6 , C_7 i w ostateczności otrzymać zależności opisujące poszczególne składowe pola elektromagnetyczne w powłoce kabla "A" znajdującego się w zewnętrznym polu magnetycznym, a wywołanym przepływem prądu przemiennego w żyłce kabla sąsiedniego w postaci:

$$\underline{E}_z^W(r, \varphi) = \frac{I_{mB}}{\pi} \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{\gamma}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r_2^{n-1}}{d^n} \frac{[K_{n+1}(\dot{r}_1) J_n(\ddot{r}) - j J_{n+1}(\dot{r}_1) K_n(\ddot{r})]}{M_2} j^{3/2} \cos n\varphi \quad (21)$$

$$\underline{H}_\varphi^W(r, \varphi) = \frac{I_{mB}}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r_2^{n-1}}{d^n} \frac{[J_{n+1}(\dot{r}_1) K_n'(\ddot{r}) - K_{n+1}(\dot{r}_1) J_n'(\ddot{r})]}{M_2} \cos n\varphi \quad (22)$$

$$\underline{H}_r^W(r, \varphi) = \frac{I_{mB}}{\pi r \sqrt{\omega \mu_0 \gamma}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r_2^{n-1}}{d^n} \cdot \frac{[j^{1/2} K_{n+1}(\dot{r}_1) J_n(\ddot{r}) + j^{3/2} J_{n+1}(\dot{r}_1) K_n(\ddot{r})]}{M_2} n \sin n\varphi, \quad (23)$$

gdzie:

$$M_2 = J_{n-1}(\dot{r}_2) K_{n+1}(\dot{r}_1) + J_{n+1}(\dot{r}_1) K_{n-1}(\dot{r}_2).$$

4. STRATY MOCY W UKŁADACH TRÓJFAZOWYCH KABLI JEDNOŻYŁOWYCH (UKŁAD TRÓJFAZOWY PŁASKI)

Wyznaczone w punktach 2 i 3 składowe pola elektromagnetyczne w powłokach metalowych kabla odcobnionego, jak i w układzie dwu równoległych kabli stanowią podstawę do określenia strat mocy wywołanych prądami wirowymi w układach 3-fazowych kabli jednożyłowych. Straty te wyznaczyć można z równania [4]:

$$\Delta P = \oint_V \gamma |\underline{E}|^2 dV, \quad (24)$$

gdzie:

$|\underline{E}|$ - moduł wypadkowego natężenia pola elektrycznego w powłoce,

określającego energię zamienioną na ciepło Joule'a w obszarze o objętości V . Przy wyznaczaniu modułu wypadkowego natężenia pola elektrycznego w powłoce kabla znajdującego się w układzie trójfazowym należy uwzględnić:

- natężenie pola elektrycznego w powłoce wywołane przepływem prądu w żyłce własnej,

- wypadkowe natężenie pola elektrycznego wywołane przepływem prądu w dwu fazach sąsiednich.

Straty mocy ozynnej (na jednostkę długości) w powłokach kabli 1-żyłowych dla poszczególnych faz układu płaskiego, zgodnie z (24) wynoszą:

- dla faz zewnętrznych

$$\Delta P_{A,C} = \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} |E_z^{A,C}|^2 r dr d\varphi, \quad (25)$$

- dla fazy środkowej

$$\Delta P_B = \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} |E_z^B|^2 r dr d\varphi, \quad (26)$$

gdzie:

$|E_z^{A,B}|$ - moduł wypadkowego natężenia pola elektrycznego w powłokach faz skrajnych,

$|E_z^B|$ - moduł wypadkowego natężenia pola elektrycznego w powłoce fazy środkowej.

Dla fazy skrajnej, przykładowo fazy "A", wektor wypadkowego natężenia pola elektrycznego w powłoce wynosi:

$$E_z^A = E_z (\underline{E}_{wz} + E_{zew}), \quad (27)$$

gdzie:

\underline{E}_{wz} - zespolona wielkość natężenia pola elektrycznego w powłoce wywołana przepływem prądu w żyłce własnej - równanie (7)

E_{zew} - zespolona wielkość natężenia pola elektrycznego w powłoce wywołana oddziaływaniem zewnętrznych pól, czyli przepływem prądu w fazach sąsiednich "B" i "C" dane równaniem:

$$E_{zew} = \frac{I_n}{\pi} \sqrt{\frac{\omega \mu}{\epsilon}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r_2^{(n-1)}}{(2d)^2} (2^n e^{j2/3\pi} + e^{j4/3\pi}) j^{3/2} \cos n\varphi \times$$

$$\times \frac{K_{n+1}(\hat{r}_1) J_n(\hat{r}) - j J_{n+1}(\hat{r}_1) K_n(\hat{r})}{M_2} \quad (28)$$

Po zastąpieniu w równaniach (7) i (28) funkcji Bessela funkcjami Kelvina-Thomsona w postaci biegunowej [5] i wyznaczeniu modułu wypadkowego natężenia pola elektrycznego w powłoce i obliczeniu całki wg równania (26) otrzymano ostateczną zależność na straty mocy ozynnej w powłoce faz zewnętrznych układu trójfazowego płaskiego w postaci:

$$\begin{aligned}
\Delta P_{A,C} = & \frac{I^2}{2\pi r_1 r_2 m_1} \sqrt{\frac{\omega \mu}{\gamma}} \left\{ A^{(0)} r_2^2 N_1^2(kr_2) + A^{(0)} r_1^2 N_1^2(kr_1) + \right. \\
& - 2r_1 r_2 N_1(kr_2) N_1(kr_1) A^{(0)} \cos[\phi_1(kr_1) - \phi_1(kr_2)] + \\
& + A^{(3)} r_1^2 M_1^2(kr_1) + A^{(3)} r_2^2 M_1^2(kr_2) + \\
& - 2A^{(3)} r_1 r_2 M_1(kr_2) M_1(kr_1) \cos[\theta_1(kr_2) - \theta_1(kr_1)] + \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} r_1 r_2 N_1(kr_2) N_1(kr_1) [A^{(1)} \cos \delta_0 + A^{(2)} \sin \delta_0] + \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} r_2^2 N_1(kr_2) M_1(kr_2) [A^{(1)} \cos \delta_1 + A^{(3)} \sin \delta_1] + \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} r_1^2 N_1(kr_1) M_1(kr_1) [A^{(1)} \cos \delta_2 + A^{(3)} \sin \delta_2] + \\
& - \left. \frac{1}{\sqrt{2}} r_1 r_2 N_1(kr_1) M_1(kr_2) [A^{(1)} \cos \delta_3 + A^{(3)} \sin \delta_3] \right\} + \\
& + \frac{I^2}{\pi} \sqrt{\frac{\omega \mu}{\gamma}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r_2^{2(n-1)} (2^{2n} - 2^{n+1})}{m_2 (2d)^{2n}} [A^{(4)} N_{n+1}^2(kr_1) + A^{(5)} M_{n+1}^2(kr_1) + \\
& - \frac{2}{\sqrt{2}} N_{n+1}(kr_1) M_{n+1}(kr_1) (A_n^{(1)} \cos \delta_4 + A_n^{(2)} \sin \delta_4)] \quad (29)
\end{aligned}$$

ie:

- wartość skuteczna prądu - moduł,
- $N_n(kr)$; $N_n(kr)$ - moduły funkcji Kelvina-Thomsona,
- $\phi_n(kr)$; $\phi_n(kr)$ - fazy funkcji Kelvina-Thomsona,
- $A^{(0)}, A^{(1)}, \dots, A^{(5)}$ - stałe zawierające kombinacje funkcji ber, bei i ker kei, oznaczenia 0, 1, ... oznaczają numer kolejny stałej,
- $\delta_0, \delta_1, \dots, \delta_4$ - kąty zawierające kombinacje faz funkcji Kelvina-Thomsona,
- m_1, m_2 - moduły mianowników N_1 i M_2 równania (7) i (28) przedstawione za pomocą funkcji Kelvina-Thomsona

Zależność na straty mocy w fazie środkowej układu trójfazowego płaskiego różni się jedynie jednym czynnikiem występującym pod znakiem sumy równania (29), a mianowicie zamiast

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{r_2^{2(n-1)} (2^{2n} - 2^{n+1})}{(2d)^{2n}} \dots$$

ma być

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{r_2^{(n-1)}}{(d)^{2n}} \dots$$

Postępująco w analogiczny sposób wyznaczyć można straty w innych układach trójfazowych kabli [6] lub ich wiązek.

5. PODSUMOWANIE

- Przedstawiona metoda analizy pola elektromagnetycznego związanego z trójfazowym układem kabli jednożyłowych umożliwia wyznaczenie strat mocy czynnej w powłokach metalowych kabli wywołanych prądami wirowymi. W porównaniu z dotychczas prezentowanymi metodami uwzględnia nierównomierność natężenia zewnętrznego pola działającego na kabel oraz wpływ prądów wirowych na rozkład tego pola.
- Opracowana metoda obliczeń strat w powłokach może być wykorzystana zarówno dla kabli jednożyłowych, jak również ekranowanych przewodów szynowych.
- Metoda obliczeniowa strat mocy czynnej w powłokach kabli jednożyłowych jest dość złożona, dlatego celowe jest:
 - opracowanie programu obliczeniowego na EBC,
 - kontynuowanie badań zmierzających do uproszczenia zależności obliczeniowych poprzez wyeliminowanie mało znaczących składników w równaniach opisujących straty.

LITERATURA

- [1] Szendzielorz A.: Kryteria oceny sposobów łączenia i uzlewniania powłok metalowych linii kablowych najwyższych napięć, Sieci Kablowe, III Seminarium, Gliwice 1978.
- [2] Jain M.P., Ray L.M.: Field Pattern and Associated Losses in Aluminium Sheet in Presence of Strip Bus Bars, IEEE Tr. Pow. App. and Syst. Nr 7, 1970.
- [3] Goworkow A.W.: Pola elektryczne i magnetyczne. WNT, Warszawa 1962.
- [4] Turowski I.: Elektrodynamika techniczna. WNT, Warszawa 1964.
- [5] Mc Lachlan N.W.: Funkcje Bessela dla inżynierów. PWN, Warszawa 1964.
- [6] Żaczek J.: Analiza strat mocy czynnej w powłokach metalowych kabli jednożyłowych przy pracy normalnej. Praca doktorska, Gliwice 1980.

Wpłynęło do Redakcji dnia 20.VI.1980 r. Recenzent:

Doc. dr hab. inż. Romuald Włodek

ПОТЕРИ АКТИВНОЙ МОЩНОСТИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБОЛОЧКАХ
СИЛОВЫХ ОДНОЖИЛЬНЫХ КАБЕЛЕЙ

Р е з ю м е

В работе представлен способ определения потерь мощности, вызванных вихревыми токами в металлических оболочках одножильных кабелей на примере трехфазной плоской системы.

ACTIVE POWER LOSSES IN METAL SHEATHS OF SINGLE CABLES

S u m m a r y

The paper presents the way of determining power losses induced by eddy currents in single cable metal sheaths, taking as an example a flat formation.