POZNAN UNIVERSITY OF TECHNOLOGY ACADEMIC JOURNALS
No 73 Electrical Engineering 2013

Zygmunt PIĄTEK*
Tomasz SZCZEGIELNIAK*
Dariusz KUSIAK**

STRATY MOCY W EKRANACH TRÓJFAZOWEGO JEDNOBIEGUNOWEGO TORU WIELKOPRĄDOWEGO

Do przesyłu energii elektrycznej o dużych prądach stosuje się m.in. osłonięte tory wielkoprądowe. W urządzeniach tego typu przepływ prądu wywołuje efekty natury elektromagnetycznej, termicznej oraz dynamicznej. Poprawne wyznaczenie parametrów elektrodynamicznych ma duże znaczenie praktyczne. Wyznaczenie relacji pomiędzy tymi parametrami jest niezbędne w procesie optymalizacji konstrukcji torów wielkoprądowych. Określenie strat mocy spowodowanych przez indukowane prądy wirowe jest konieczne szczególnie wówczas gdy straty te stanowią znaczną część całkowitych strat mocy w analizowanej konstrukcji. W pracy korzystając z twierdzenia Poyntinga oraz prawa Joule'a-Lenza wyznaczono straty mocy w ekranach jednobiegunowego trójfazowego płaskiego toru wielkoprądowego. W obliczeniach uwzględniono zewnętrzne oraz wewnętrzne zjawisko zbliżenia.

1. WSTĘP

Do przesyłu energii elektrycznej o dużych prądach stosuje się m.in. osłonięte tory wielkoprądowe. Jednym z rozwiązań konstrukcyjnych torów wielkoprądowych jest tzw. płaski tor jednobiegunowy (rys. 1) [1-6].

Przepływ prądu przemiennego w urządzeniach elektroenergetycznych wywołuje efekty natury elektromagnetycznej, termicznej i dynamicznej, takie jak: straty mocy, nagrzewanie się konstrukcji układu i otoczenia, siły między poszczególnymi elementami układu. W przypadku torów wielkoprądowych określenie parametrów elektrodynamicznych ma duże znaczenie praktyczne. Znajomość np. strat mocy spowodowanych przez indukowane prądy wirowe jest niezbędna szczególnie wówczas, gdy straty te stanowią znaczną część całkowitych strat mocy w analizowanej konstrukcji [1-6].

Przekroje poprzeczne ekranów oraz przewodów fazowych są duże dlatego przy wyznaczaniu strat mocy nawet dla częstotliwości przemysłowej należy uwzględnić zjawisko naskórkowości oraz zewnętrzne i wewnętrzne zjawisko zbliżenia [1-6].

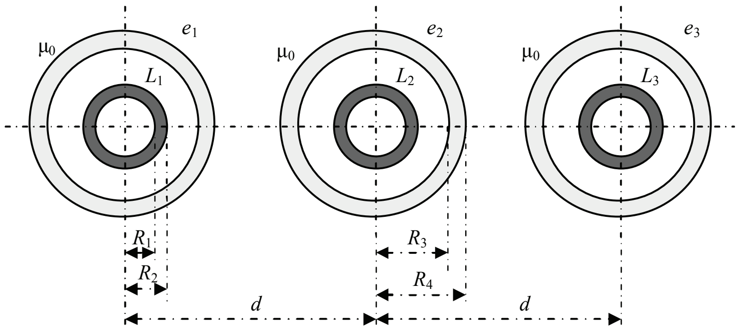
* Politechnika Częstochowska.

2. POLE ELEKTROMAGNETYCZNE W EKRANACH TRÓJFAZOWEGO TORU WIELKOPRADOWEGO

Rozpatrzmy pole elektromagnetyczne w ekranach trójfazowego jednobiegunowego toru wielkoprądowego przedstawionego na rysunku 1.

W przypadku płaskiej linii ekranowanej przedstawionej na rysunku 1 całkowita gęstość prądu w ekranie e_1 jest sumą gęstości prądów wytworzonych przez każdy z przewodów, czyli

$$\underline{J}_{e1}(r,\Theta) = \underline{J}_{e11}(r,\Theta) + \underline{J}_{e12}(r,\Theta) + \underline{J}_{e13}(r,\Theta) = \underline{J}_{e11}(r,\Theta) + \underline{J}_{e123}(r,\Theta) \quad (1)$$



Rys. 1. Trójfazowy płaski tor wielkoprądowy

Całkowita gęstość prądu $\underline{J}_{e1}(r,\Theta)$ zależy od prądów $\underline{I}_1$, $\underline{I}_2$, $\underline{I}_3$. Jeśli prądy te tworzą symetryczną trójkę prądów układu trójfazowego, tzn.

$$\underline{I}_2 = \exp[-\mathrm{j}\frac{2}{3}\pi]\,\underline{I}_1 \quad \text{oraz} \quad \underline{I}_3 = \exp[\mathrm{j}\frac{2}{3}\pi]\,\underline{I}_1 \quad (2)$$

to gęstość prądu $\underline{J}_{e1}(r,\Theta)$ wyraża się wzorem (1) w którym

$$\underline{J}_{e11}(r) = \frac{\underline{\Gamma}_e\,\underline{I}_1}{2\pi R_3}\,\underline{j}_{e0}(r) = \frac{\underline{\Gamma}_e\,\underline{I}_1}{2\pi R_3}\,\frac{\underline{b}_0\,I_0(\underline{\Gamma}_e\,r) + \underline{c}_0\,K_0(\underline{\Gamma}_e\,r)}{\underline{d}_0} \quad (3)$$

gdzie

$$\underline{d}_0 = I_1(\underline{\Gamma}_e R_4)\,K_1(\underline{\Gamma}_e R_3) - I_1(\underline{\Gamma}_e R_3)\,K_1(\underline{\Gamma}_e R_4) \quad (3a)$$

$$\underline{b}_0 = \beta_e\,K_1(\underline{\Gamma}_e R_3) - K_1(\underline{\Gamma}_e R_4) \quad (3b)$$

$$\underline{c}_0 = \beta_e\,I_1(\underline{\Gamma}_e R_3) - I_1(\underline{\Gamma}_e R_4) \quad (3c)$$

$$\beta_e = \frac{R_3}{R_4} \quad (0 \le \beta_e \le 1) \quad (3d)$$

natomiast gęstość prądu $\underline{J}_{e123}(r,\Theta)$ określona jest wzorem

$$\underline{J}_{e123}(r,\Theta) = \underline{J}_{e12}(r,\Theta) + \underline{J}_{e13}(r,\Theta) = -\frac{\underline{\Gamma}_e\,\underline{I}_1}{\pi R_4}\sum_{n=1}^{\infty}\underline{A}_n\left(\frac{R_4}{d}\right)^n \underline{f}_{ne}(r)\cos n\Theta \quad (4)$$

gdzie

$$\underline{A}_n = -\frac{1}{2}\left[\left(1+2^{-n}\right) + \mathrm{j}\sqrt{3}\left(1-2^{-n}\right)\right] \tag{4a}$$

oraz

$$\underline{f}_{ne}(r) = \frac{K_{n+1}(\underline{\Gamma}_e R_3)\, I_n(\underline{\Gamma}_e r) + I_{n+1}(\underline{\Gamma}_e R_3)\, K_n(\underline{\Gamma}_e r)}{I_{n-1}(\underline{\Gamma}_e R_4)\, K_{n+1}(\underline{\Gamma}_e R_3) - I_{n+1}(\underline{\Gamma}_e R_3)\, K_{n-1}(\underline{\Gamma}_e R_4)} \tag{4b}$$

przy czym funkcje $I_0(\underline{\Gamma}_e r)$, $K_0(\underline{\Gamma}_e r)$, $I_1(\underline{\Gamma}_e r)$, $K_1(\underline{\Gamma}_e r)$, $I_n(\underline{\Gamma}_e r)$, $K_n(\underline{\Gamma}_e r)$, $I_{n-1}(\underline{\Gamma}_e r)$, $K_{n-1}(\underline{\Gamma}_e r)$, $I_{n+1}(\underline{\Gamma}_e r)$ i $K_{n+1}(\underline{\Gamma}_e r)$ są zmodyfikowanymi funkcjami Bessela odpowiednio pierwszego i drugiego rodzaju, rzędu 0, 1, n, n-1 oraz n+1, obliczane również dla $r = R_3$ oraz $r = R_4$ [7]. Natomiast $\underline{\Gamma}_e = \sqrt{\mathrm{j}\omega\mu_0\gamma_e}$ oznacza zespoloną stałą propagacji, ω jest pulsacją, γ_e oznacza konduktywność ekranu, a przenikalność magnetyczna próżni $\mu_0 = 4\pi\, 10^{-7}\ \mathrm{H\cdot m^{-1}}$.

Całkowite natężenie pola elektrycznego w ekranie e_1 możemy wyrazić wzorem

$$\underline{E}_{e1}(r,\Theta) = \underline{E}_{e11}(r) + \underline{E}_{e123}(r,\Theta) = \frac{\underline{\Gamma}_e\, \underline{I}_1}{2\pi\gamma_e R_3}\left[\underline{j}_{e0}(r) - 2\frac{R_3}{R_4}\sum_{n=1}^{\infty}\underline{A}_n\left(\frac{R_4}{d}\right)^n \underline{f}_{ne}(r)\cos n\Theta\right] \tag{5}$$

W ekranie pierwszym całkowite pole magnetyczne

$$\underline{\boldsymbol{H}}_{e1}(r,\Theta) = \underline{\boldsymbol{H}}_{e11}(r) + \underline{\boldsymbol{H}}_{e12}(r,\Theta) + \underline{\boldsymbol{H}}_{e13}(r,\Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_{e1r}(r,\Theta) + \mathbf{1}_\Theta \underline{H}_{e1\Theta}(r,\Theta) \tag{6}$$

gdzie $\underline{\boldsymbol{H}}_{e11}(r) = \mathbf{1}_\Theta \underline{H}_{e11\Theta}(r)$, w którym

$$\underline{H}_{e11\Theta}(r) = \frac{\underline{I}}{2\pi R_3}\underline{h}_{e0}(r) = \frac{\underline{I}}{2\pi R_3}\frac{\underline{b}_0\, I_1(\underline{\Gamma}_e r) - \underline{c}_0\, K_1(\underline{\Gamma}_e r)}{\underline{d}_0} \tag{7}$$

a $\underline{\boldsymbol{H}}_{e12}(r,\Theta)$ i $\underline{\boldsymbol{H}}_{e13}(r,\Theta)$ są polami magnetycznymi w ekranie pierwszym wytworzonymi przez odpowiednie prądy w przewodach drugim i trzecim.
Składowa promieniowa pola magnetycznego

$$\underline{H}_{e1r}(r,\Theta) = \underline{H}_{e12r}(r,\Theta) + \underline{H}_{e13r}(r,\Theta) = \underline{H}_{e123r}(r,\Theta) \tag{8}$$

Dla symetrycznej trójki prądów fazowych wypadkowa składowa promieniowa pola magnetycznego

$$\underline{H}_{e123r}(r,\Theta) = \underline{H}_{e1r}(r,\Theta) = -\frac{\underline{I}_1}{\pi\, \underline{\Gamma}_e\, R_4\, r}\sum_{n=1}^{\infty}\underline{A}_n\left(\frac{R_4}{d}\right)^n n\, \underline{f}_{ne}(r)\ \sin n\Theta \tag{9}$$

Wypadkowa składowa styczna pola magnetycznego w ekranie pierwszym ma postać

$$\underline{H}_{e1\Theta}(r,\Theta) = \underline{H}_{e11\Theta}(r) + \underline{H}_{e12\Theta}(r,\Theta) + \underline{H}_{e13\Theta}(r,\Theta) = \underline{H}_{e11\Theta}(r) + \underline{H}_{e123\Theta}(r,\Theta) \tag{10}$$

przy czym składową $\underline{H}_{e11\Theta}(r)$ określamy wzorem (7), natomiast $\underline{H}_{e123\Theta}(r,\Theta)$ dla symetrycznej trójki prądów ma postać

$$\underline{H}_{e123\Theta}(r,\Theta) = -\frac{\underline{I}_1}{\pi\,\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}} R_4\, r}\sum_{n=1}^{\infty}\underline{A}_n\left(\frac{R_2}{d}\right)^n\left[-n\,\underline{f}_{ne}(r)+\underline{g}_{ne}(r)\right]\cos n\Theta \tag{11}$$

gdzie

$$\underline{g}_{ne}(r) = \underline{\Gamma}_{\mathrm{e}}\, r\,\frac{K_{n+1}(\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}} R_3)\, I_{n-1}(\underline{\Gamma}\, r) - I_{n+1}(\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}} R_3)\, K_{n-1}(\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}}\, r)}{I_{n-1}(\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}} R_4)\, K_{n+1}(\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}} R_3) - I_{n+1}(\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}} R_3)\, K_{n-1}(\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}} R_4)} \tag{11a}$$

Składowa styczna wypadkowego pola magnetycznego w ekranie pierwszym ma zatem postać

$$\underline{H}_{e1\Theta}(r,\Theta) = \frac{\underline{I}_1}{2\pi R_3}\left\{\underline{h}_{e0}(r) - \frac{2R_3}{\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}} R_4\, r}\sum_{n=1}^{\infty}\underline{A}_n\left(\frac{R_4}{d}\right)^n\left[-n\,\underline{f}_{ne}(r)+\underline{g}_{ne}(r)\right]\cos n\Theta\right\} \tag{12}$$

Podobnie możemy wyznaczyć pole elektryczne i magnetyczne w ekranie e_2 zastępując we wzorach (5) i (6) prąd $\underline{I}_1$ prądem $\underline{I}_2$, natomiast wielkość $\underline{A}_n$ poprzez

$$\underline{\mathrm{B}}_{\mathrm{n}} = \frac{1}{2}\left\{-\left[(-1)^{\mathrm{n}}+1\right] + \mathrm{j}\sqrt{3}\left[(-1)^{\mathrm{n}}-1\right]\right\} \tag{13}$$

W przypadku ekranu e_3 prąd $\underline{I}_1$ zastępujemy prądem $\underline{I}_3$, zaś wielkość $\underline{A}_n$ poprzez

$$\underline{\mathrm{C}}_{\mathrm{n}} = \frac{(-1)^{\mathrm{n}}}{2}\left[-\left(1+2^{-\mathrm{n}}\right) + \mathrm{j}\sqrt{3}\left(1-2^{-\mathrm{n}}\right)\right] \tag{14}$$

3. STRATY MOC W EKRANACH TRÓJFAZOWEGO JEDNOBIEGUNOWEGO TORU WIELKOPRĄDOWEGO

Zespolona moc pozorna ekranu pierwszego wynosi [8]

$$\underline{S}_{e1} = -\oint\!\!\!\oint_S \left[\underline{\boldsymbol{E}}_{e1}(r)\times\underline{\boldsymbol{H}}^*_{e1}(r)\right]\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = P_{e1} + \mathrm{j}\,Q_{e1} \tag{15}$$

Ze wzoru (15) otrzymujemy

$$\underline{S}_{e1} = \underline{S}_{e0} + \underline{S}_{e123} \tag{16}$$

gdzie moc $\underline{S}_{e0}$ dana jest wzorem

$$\underline{S}_{\mathrm{e}0} = \frac{\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}}\, l\, I^2}{2\pi\gamma_{\mathrm{e}} R_3^{\,2}}\left\{R_4\left[\underline{j}_{e0}(R_4)\underline{h}^*_{e0}(R_4)\right] - R_3\left[\underline{j}_{e0}(R_3)\underline{h}^*_{e0}(R_3)\right]\right\} \tag{17}$$

natomiast

$$\underline{S}_{\mathrm{e}123}=\frac{jI^2 l}{\pi\gamma_e R_4^2}\sum_{n=1}^{\infty}A_n^{\,2}\left(\frac{R_4}{d}\right)^{2n}\begin{Bmatrix}\underline{f}_{ne}(R_4)\left[-n\,\underline{f}_{ne}^{\;*}(R_4)+\underline{g}_{ne}^{\;*}(R_4)\right]\\ -\underline{f}_{ne}(R_3)\left[-n\,\underline{f}_{ne}^{\;*}(R_3)+\underline{g}_{ne}^{\;*}(R_3)\right]\end{Bmatrix} \tag{18}$$

Analityczne wyodrębnienie we wzorze (16) części rzeczywistej (mocy czynnej) i części urojonej (mocy biernej) jest trudne ze względu na zespoloną stałą propagacji i zespolone zmodyfikowane funkcje Bessela. Dlatego też do wyznaczenia mocy czynnej posłużymy się wzorem [8]

$$P_{e1}=\iiint_V \frac{1}{\gamma_e}\underline{J}_{\mathrm{e}1}(r,\Theta)\,\underline{J}_{\mathrm{e}1}^{*}(r,\Theta)\,\mathrm{d}V=\frac{1}{\gamma_e}\int_0^l\int_0^{2\pi}\int_{R_3}^{R_4}\underline{J}_{\mathrm{e}1}(r,\Theta)\,\underline{J}_{\mathrm{e}1}^{*}(r,\Theta)\,r\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}\Theta\,\mathrm{d}z \tag{19}$$

Ze wzoru (19) otrzymujemy

$$P_{e1}=P_{e0}+P_{e123} \tag{20}$$

gdzie moc P_{e0} określona jest wzorem

$$P_{\mathrm{e}0}=\frac{\underline{\Gamma}_{\mathrm{e}}^{*}\,l\,I_1^{\;2}}{4\,\pi\,\gamma_{\mathrm{e}}\,\beta_{\mathrm{e}}^2\,R_4}\,\frac{\underline{a}_0}{\underline{d}_0\,\underline{d}_0^{*}} \tag{21}$$

a moc

$$P_{e123}=\frac{\underline{\Gamma}_e^{\,*}\,l\,I_1^2}{2\,\pi\,\gamma\,R_4}\sum_{n=1}^{\infty}A_n^2\left(\frac{R_4}{d}\right)^{2n}\frac{\underline{a}_{ne}}{\underline{b}_{ne}\,\underline{b}_{ne}^{*}} \tag{22}$$

przy czym stałe $\underline{a}_0$ oraz $\underline{a}_{ne}$, $\underline{b}_{ne}$ określone są w pracy [6].
Moc czynna wydzielana w ekranie bez uwzględniania zjawiska naskórkowości

$$P_{0\mathrm{ew}}=\frac{l\,I_1^{\;2}}{\pi\,\gamma_{\mathrm{e}}\,(R_4^2-R_3^2)} \tag{23}$$

Wtedy też moc czynną wydzielaną w ekranie pierwszym możemy wyrazić w jednostkach względnych jako stosunek

$$k_{\mathrm{e}1}^{(P)}=\frac{P_{\mathrm{e}0}+P_{e123}}{P_{0\mathrm{ew}}} \tag{24}$$

Zależność współczynnika $k_{e1}^{(P)}$ od parametru α_e dla różnych wartości względnej grubości β_e ścianki ekranu rurowego oraz różnych wartości względnej odległości λ_{e} między osiami przewodów przedstawiamy na rysunku 2 (przy czym $\alpha_e=k_e R_4$, zaś $\lambda_e=\dfrac{d}{R_3}$ $(0\le\lambda_e<1)$).

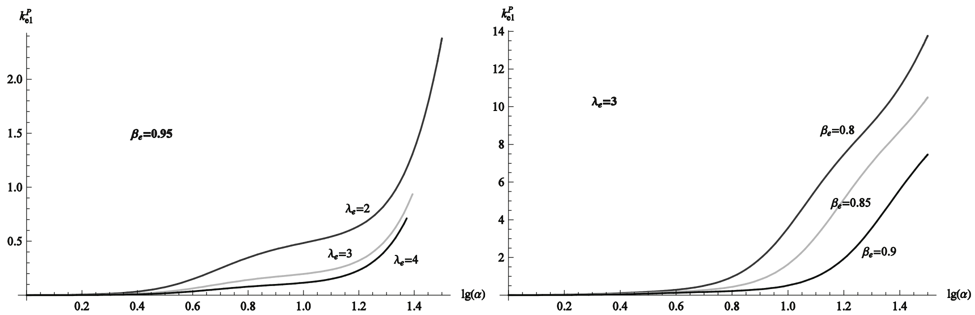
Moc bierną wydzielaną na reaktancji wewnętrznej ekranu rurowego wyznaczymy ze wzoru (15), otrzymując

$$Q_{e1}=Q_{e0}+Q_{e123} \tag{25}$$

przy czym moc Q_{e0} określona jest wzorem

$$Q_{e0} = -\mathrm{j}\frac{l\, I^2}{2\,\pi\,\gamma_e\,R_3^{\,2}}\left\{\underline{\Gamma}_e\left\{R_4\left[\underline{j}_{e0}(R_4)\underline{h}^*_{e0}(R_4)\right] - R_3\left[\underline{j}_{e0}(R_3)\underline{h}^*_{e0}(R_3)\right]\right\} - \frac{\underline{\Gamma}^*_e\,\underline{a}_0}{2\,\underline{d}_0\,\underline{d}^*_0}\right\} \quad (26)$$

a) b)



Rys. 2. Zależność względnej mocy czynnej w ekranie e_1 od parametru α_e: a) dla stałej wartości parametru β_e i różnych wartości λ_e, b) stałego parametru λ_e i różnych wartości β_e

natomiast moc

$$Q_{e123} = -\mathrm{j}\,(\underline{S}_{e123} - P_{e123}) = \frac{l\,I_1^2}{\pi\,\gamma\,R_4^{\,2}}\sum_{n=1}^{\infty} A_n^2\left(\frac{R_4}{d}\right)^{2n} \times$$
$$\times\left\{\begin{array}{l} n\left[\underline{f}_n(R_3)\,\underline{f}^*_n(R_3) - \underline{f}_n(R_4)\,\underline{f}^*_n(R_4)\right] + \\ \underline{f}_n(R_4)\,\underline{g}^*_n(R_4) - \underline{f}_n(R_3)\,\underline{g}^*_n(R_3) + j\dfrac{\underline{\Gamma}_e^{\;*}\,R_4}{2}\dfrac{\underline{a}_{ne}}{\underline{b}_{ne}\,\underline{b}^*_{ne}}\end{array}\right\} \quad (27)$$

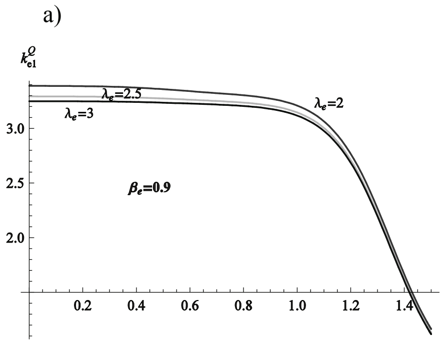
Jeśli wprowadzimy moc bierną odniesienia

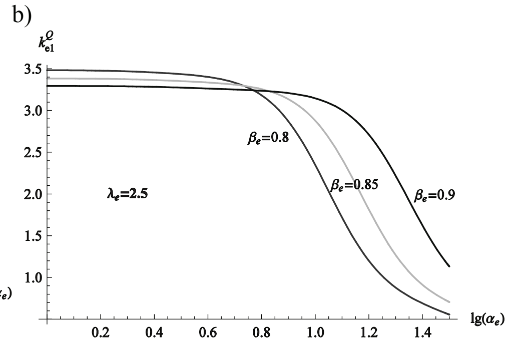
$$Q_{0ew} = X_{0ew}\,I_1^{\,2} = \omega\frac{\mu_0\,l}{2\,\pi}\left[\frac{R_3^4}{\left(R_4^2 - R_3^2\right)^2}\ln\frac{R_4}{R_3} - \frac{1}{4}\frac{3R_3^2 - R_4^2}{R_4^2 - R_3^2}\right] I_1^2 \quad (28)$$

wówczas moc bierną możemy wyrazić w jednostkach względnych jako stosunek

$$k^{(Q)}_{e1} = \frac{Q_{e0} + Q_{e123}}{Q_{0ew}} \quad (29)$$

Zależność współczynnika $k^{(Q)}_{e1}$ od parametru α_e dla różnych wartości parametru β_e oraz λ_e przedstawiamy na rysunku 3.





Rys. 3. Zależność względnej mocy biernej w ekranie e_1 od parametru α_e: a) dla stałej wartości parametru β_e i różnych wartości λ_e, b) stałego parametru λ_e i różnych wartości β_e

W podobny sposób możemy wyznaczyć straty w ekranie e_2 oraz e_3 trójfazowego płaskiego toru wielkoprądowego.

4. WNIOSKI

W pracy wyznaczono straty tylko w ekranie e_1 jednobiegunowego płaskiego trójfazowego toru wielkoprądowego. Ponieważ moduły $C_n = A_n$ oznacza to, że straty mocy w ekranie e_1 oraz w ekranie e_3 są jednakowe. Natomiast by określić poziom strat w ekranie e_2 konieczne jest powtórzenie całego toku obliczeń.

W realizowanych w praktyce torach wielkoprądowych, dla częstotliwości przemysłowej, wartość parametru α_e zawarta jest od 5 do 20. Oznacza to, że straty mocy czynnej w ekranie e_1 jednobiegunowego płaskiego toru wielkoprądowego mogą być nawet dziesięciokrotnie wyższe od strat mocy czynnej nieuwzględniającej zewnętrznego oraz wewnętrznego zjawiska zbliżenia (rys. 2). O tym jak duża jest różnica pomiędzy tymi mocami decydują parametry geometryczne i fizyczne tegoż toru. Natomiast moc bierna wydzielana na indukcyjności wewnętrznej ekranu e_1 może być nawet trzykrotnie wyższa od moc biernej nie uwzględniającej zjawisk zbliżenia (rys. 3).

Wyznaczając straty mocy należy pamiętać, że wyznaczona z twierdzenia Poyntinga moc bierna związana jest tylko z indukcyjnością wewnętrzną ekranu rurowego. By móc określić całkowitą moc bierną wydzielaną w ekranach jednobiegunowego płaskiego toru wielkoprądowego należy również wyznaczyć moc bierną wydzielaną na indukcyjnościach zewnętrznych oraz wzajemnych.

LITERATURA

[1] Nawrowski R.: Tory wielkoprądowe izolowane powietrzem lub SF_6. Wyd. Pol. Poznańskiej, Poznań 1998.
[2] Piątek Z.: Impedances of high-current busducts. Wyd. Pol. Częst., Czestochowa 2008.
[3] Kusiak D.: Pole Magnetyczne Dwu i Trójbiegunowych Torów Wielkoprądowych, Praca Doktorska, Częstochowa 2008.
[4] Szczegielniak T.: Straty mocy w nieekranowanych i ekranowanych rurowych torach wielkoprądowych, Praca Doktorska, Gliwice, 2011.
[5] Piątek Z., Szczegielniak T., Kusiak D.: Straty mocy w płaskim rurowym trójfazowym torze wielkoprądowym, Wiadomości Elektrotechniczne, nr 11, s. 9-13, 2009.
[6] Piątek Z., Szczegielniak T., Kusiak D.: Power losses in the screens of the symmetrical three phase high current busduct, Computer Applications in Electrical Engineering. Ed. by Ryszard Nawrowski, Poznań 2012.
[7] Mc Lachlan N.W.: Funkcje Bessela dla inżynierów. PWN, Warszawa 1964.
[8] Krakowski M.: Elektrotechnika teoretyczna. Pole elektromagnetyczne. WN PWN, Warszawa 1995.

.

POWER LOSSES IN THE SCREENS OF THE SINGLE-POLE THREE PHASE HIGH CURRENT BUSDUCT

Design of the high current busducts on high currents and voltages causes necessity precise describing of electromagnetic, dynamic and thermal effects. Knowledge of the relations between electrodynamics and constructional parameters is necessary in the optimization construction process of the high current busducts. Information about distribution electromagnetic field and power losses is a base into analysis of electrodynamics and thermal effects in the high current busducts. In the paper using the Poynting theorem and Jolule-Lenz law the active and reactive power in the screens of the single-pole high current busduct were determined. Into account were taken internal and external proximity effect.