

DOI 10.21008/j.1897-0737.2020.103.0004

Dariusz KUSIAK*, Tomasz SZCZEGIELNIAK*, Zygmunt PIĄTEK*
Paweł JABŁOŃSKI*

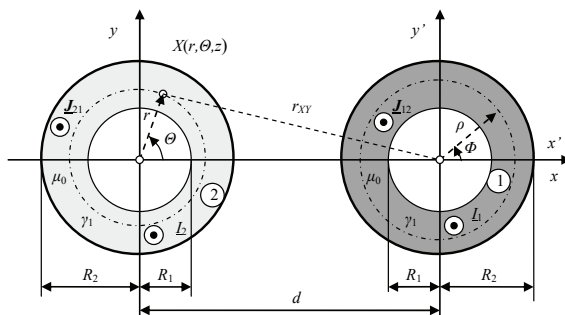
POLE MAGNETYCZNE ZEWNĘTRZNYCH WZGLĘDEM SIEBIE RÓWNOLEGLYCH PRZEWODÓW RUROWYCH

Celem pracy jest wyznaczenie pola magnetycznego w przewodach i ich otoczeniu dla układu dwóch przewodów rurowych. W przypadku torów wieloprądowych z własnymi prądami fazowymi pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym jest sumą wektorową pola magnetycznego własnego i pola wytworzonego przez prądy w sąsiednich przewodach rurowych, z uwzględnieniem pola magnetycznego oddziaływania zwrotnego. W przewodach jest zaś sumą pola magnetycznego własnego z uwzględnieniem zjawiska naskórkowości i pola indukowanego przez pole magnetyczne sąsiednich prądów fazowych. Prąd własny, zgodnie z prawem Ampera, nie wytwarza pola magnetycznego wewnątrz przewodu rurowego, a pole magnetyczne w tym obszarze, pochodzące od prądów w przewodach sąsiednich, może być pominięte.

SŁOWA KLUCZOWE: pole magnetyczne, przewód rurowy, tor wieloprądowy.

1. WPROWADZENIE

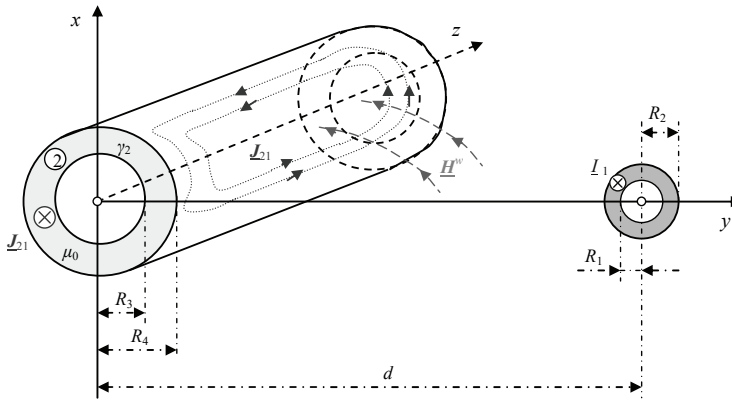
Rozpatruje się zewnętrzne zjawisko zbliżenia w układzie zewnętrznych względem siebie dwóch równoległych przewodów rurowych, oddalonych od siebie o wielkość d , konduktywności γ , promieniu wewnętrznym R_1 i zewnętrznym R_2 z prądami sinusoidalnymi o wielkościach skutecznych zespolonych odpowiednio \underline{I}_1 i \underline{I}_2 (rys. 1).



Rys. 1. Układ dwóch równoległych przewodów rurowych z prądami \underline{I}_1 i \underline{I}_2

* Politechnika Częstochowska

Zewnętrzne zjawisko zbliżenia w układzie przewodów, przedstawionym na rysunku 1, polega na indukowaniu w przewodzie pierwszym prądów wirowych $\underline{J}_{21}(r, \Theta) = \mathbf{1}_z J_{21}(r, \Theta)$ przez sinusoidalnie zmienne w czasie pole magnetyczne $\underline{H}^w(r_{XY})$, wytworzone przez prąd I_1 w przewodzie drugim (rys. 2). Odpowiednio dla przewodu pierwszego gęstość prądu $\underline{J}_{12}(r, \Theta) = \mathbf{1}_z J_{12}(r, \Theta)$.



Rys. 2. Prądy wirowe indukowane w ekranie przez pole magnetyczne prądu sąsiedniego przewodu fazowego [1]

W pracach [2–8] przedstawiono metodę obliczania prądów wirowych indukowanych w przewodach walcowych oraz rurowych przez pole magnetyczne prądu w przewodzie równoległym, wykorzystującą rozwinięcie w szereg Fouriera składowych natężenia pola magnetycznego zewnętrznego w stosunku do rozpatrywanego ekranu. W niniejszym artykule proponuje się metodę obliczenia pola magnetycznego prądów wirowych indukowanych w przewodzie rurowym z wykorzystaniem wektorowego potencjału magnetycznego.

2. POLE MAGNETYCZNE WYTWORZONE PRZEZ PRĄD W ZEWNĘTRZNYM RÓWNOLEGLYM PRZEWODZIE RUROWYM

Wektorowy potencjał magnetyczny wytworzony przez prąd I_1 ma tylko jedną składową wzdłuż osi Oz i jest potencjałem zewnętrznym w stosunku do pierwszego przewodu, czyli $\underline{A}^w(r_{XY}) = \mathbf{1}_z A^w(r_{XY})$ i zgodnie z jego definicją, w walcowym układzie współrzędnych (ρ, Φ, z) związanych z przewodem drugim:

$$\text{rot} \underline{A}^w(r_{XY}) = \mu_0 \underline{H}^w(r_{XY}) \quad (1)$$

gdzie pole magnetyczne

$$\underline{H}^w(r_{XY}) = \mathbf{1}_\phi \frac{I_1}{2 \pi r_{XY}} = \mathbf{1}_\phi \underline{H}^w(r_{XY}) \quad (2)$$

Z powyższych wzorów otrzymano równanie [5, 9]

$$-\frac{d\underline{A}^w(r_{XY})}{dr_{XY}} = \mu_0 \frac{I_1}{2 \pi r_{XY}} \quad (3)$$

a stąd

$$\underline{A}^w(r_{XY}) = \frac{\mu_0 I_1}{2 \pi} \ln \frac{1}{r_{XY}} + \underline{A}_0 \quad (4)$$

gdzie stała \underline{A}_0 może być przyjmowana dowolnie.

Powyższy wektorowy potencjał magnetyczny można wyrazić przez lokalny układ współrzędnych walcowych (r, Θ, z) , tzn. $\underline{A}^w(r, \Theta) = \mathbf{1}_z \underline{A}^w(r, \Theta)$, gdyż

$$r_{XY}^2 = r^2 + d^2 - 2rd \cos \Theta \quad (5)$$

i wtedy

$$\underline{A}^w(r_{XY}) = \underline{A}^w(r, \Theta) = \frac{\mu_0 I_1}{2 \pi} \ln \frac{1}{\sqrt{r^2 + d^2 - 2rd \cos \Theta}} + \underline{A}_0 \quad (6)$$

W otoczeniu przewodu pierwszego $r < d$, to wtedy

$$\frac{r_{XY}^2}{d^2} = 1 + \left(\frac{r}{d}\right)^2 - 2\frac{r}{d} \cos \Theta \quad (7)$$

a stąd

$$\ln \frac{r_{XY}}{d} = \frac{1}{2} \ln \left[1 + \left(\frac{r}{d}\right)^2 - 2\frac{r}{d} \cos \Theta \right] \quad (8)$$

i w rozwinięciu prawej strony równania (8) w szereg Fouriera [10] otrzymuje się dla $n \in N$, że

$$\ln \frac{r_{XY}}{d} = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{d}\right)^n \cos n\Theta \quad (9)$$

Wobec tego

$$\ln \frac{1}{r_{XY}} = \ln \frac{1}{d} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{d}\right)^n \cos n\Theta \quad (10)$$

Ostatecznie wektorowy potencjał magnetyczny w punkcie $X(r, \Theta)$ takim, dla którego $r < d$

$$\underline{A}^w(r, \Theta) = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi} \left[\ln \frac{1}{d} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{d}\right)^n \cos n\Theta \right] + \underline{A}_0 \quad (11)$$

Wektor natężenia pola magnetycznego wyznaczmy z definicji wektorowego potencjału magnetycznego

$$\underline{H}^w(r, \Theta) = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \underline{A}^w(r, \Theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_r^w(r, \Theta) + \mathbf{1}_\Theta \underline{H}_\Theta^w(r, \Theta) \quad (12)$$

gdzie

$$\underline{H}_r^w(r, \Theta) = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{A}^w(r, \Theta)}{\partial \Theta} = -\frac{I_1}{2 \pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{d} \right)^n \sin n\Theta \quad (13)$$

oraz

$$\underline{H}_\Theta^w(r, \Theta) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \underline{A}^w(r, \Theta)}{\partial r} = -\frac{I_1}{2 \pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{d} \right)^n \cos n\Theta \quad (14)$$

Dla $n=1$ z powyższych wzorów otrzymano

$$\underline{H}_r^w(r, \Theta) = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{A}^w(r, \Theta)}{\partial \Theta} = -\frac{I_1}{2 \pi d} \sin \Theta \quad (15)$$

oraz

$$\underline{H}_\Theta^w(r, \Theta) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \underline{A}^w(r, \Theta)}{\partial r} = -\frac{I_1}{2 \pi d} \cos \Theta \quad (16)$$

co odpowiada składowym równomiernego pola magnetycznego prostopadłego do osi x , określonego wzorem [11–13]

$$\underline{H}^w(r, \Theta) = \frac{I_1}{2 \pi d} \quad (17)$$

Jeśli wprowadzi się względną odległość między przewodami

$$\lambda_c = \frac{d}{R_2} \geq 1 \quad (18)$$

zmienną względną

$$\zeta = \frac{r}{R_2} \quad (19)$$

i parametr

$$\beta_c = \frac{R_1}{R_2} \quad \text{przy czym} \quad (0 \leq \beta_c \leq 1) \quad (20)$$

oraz pole magnetyczne (12) odniesie się do wielkości

$$\underline{H}_0 = \frac{I_1}{2 \pi R_2} \quad (21)$$

to otrzymuje się wielkości względne pola magnetycznego

$$\underline{h}_r^w(\zeta, \Theta) = -\frac{1}{\zeta} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\zeta}{\lambda_c} \right)^n \sin n\Theta \quad (22)$$

oraz

$$\underline{h}_\theta^w(\zeta, \Theta) = -\frac{1}{\zeta} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\zeta}{\lambda_c} \right)^n \cos n\Theta \quad (23)$$

Moduł tego pola wyrażono wzorem

$$h^w(\zeta, \Theta) = \sqrt{\left[\underline{h}_r^w(\zeta, \Theta) \right]^2 + \left[\underline{h}_\theta^w(\zeta, \Theta) \right]^2} \quad (24)$$

Postępując podobnie jak powyżej, można wykazać, że pole magnetyczne wytworzone przez prąd \underline{I}_2 w otoczeniu pierwszego przewodu, opisane jest składowymi

$$\underline{H}_r^w(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_2}{2 \pi r} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{r}{d} \right)^n \sin n\Theta \quad (25)$$

oraz

$$\underline{H}_\theta^w(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_2}{2 \pi r} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{r}{d} \right)^n \cos n\Theta \quad (26)$$

Odnosząc powyższe składowe do wielkości

$$\underline{H}_0 = \frac{\underline{I}_2}{2 \pi R_2} \quad (27)$$

otrzymuje się wielkości względne pola magnetycznego

$$\underline{h}_r^w(\zeta, \Theta) = -\frac{1}{\zeta} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{\zeta}{\lambda_c} \right)^n \sin n\Theta \quad (28)$$

oraz

$$\underline{h}_\theta^w(\zeta, \Theta) = -\frac{1}{\zeta} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{\zeta}{\lambda_c} \right)^n \cos n\Theta \quad (29)$$

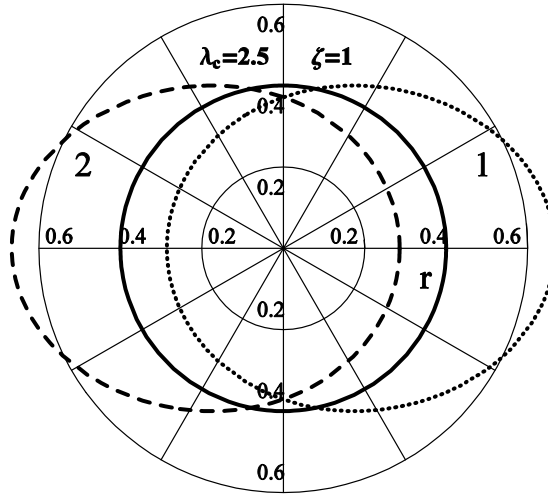
Rozkłady względnych modułów pól magnetycznych wytworzonych przez prądy \underline{I}_1 i \underline{I}_2 jako funkcje kąta Θ , dla różnych wartości parametru λ_c przedstawiono na rysunku 3 [14].

3. POLE MAGNETYCZNE W OBSZARZE ZEWNĘTRZNYM PRZEWODU RUROWEGO

Pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym rurowego przewodu drugiego określone jest wzorem [15]

$$\underline{H}^{zew}(r, \Theta) = \underline{H}^w(r, \Theta) + \underline{H}^{oz}(r, \Theta) \quad (30)$$

gdzie $\underline{H}^{oz}(r, \Theta)$ jest polem magnetycznym oddziaływania zwrotnego na zewnątrz przewodu [1].



Rys. 3. Moduł pola magnetycznego na powierzchni zewnętrznej przewodów rurowych w układzie z rys. 1 (dla $\underline{I}_1 = \underline{I}_2$): 1 – przewód pierwszy, 2 – przewód drugi, r – pole równomierne

Składowe pola ze wzoru (30) mają postać [16]

$$\underline{H}_r^{zew}(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_1}{2 \pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\frac{r}{d} \right)^n - \frac{1}{\underline{\Gamma}_1 R_1} \left(\frac{R_2}{r} \right)^n \left(\frac{R_2}{d} \right)^n \frac{\underline{s}_{cn}}{\underline{d}_{cn}} \right] \sin n\Theta \quad (31)$$

oraz

$$\underline{H}_{\Theta}^{zew}(r, \Theta) = -\frac{\underline{I}_1}{2 \pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\frac{r}{d} \right)^n + \frac{1}{\underline{\Gamma}_1 R_1} \left(\frac{R_2}{r} \right)^n \left(\frac{R_2}{d} \right)^n \frac{\underline{s}_{cn}}{\underline{d}_{cn}} \right] \cos n\Theta \quad (32)$$

gdzie

$$\underline{d}_{cn} = I_{n-1}(\underline{\Gamma}_1 R_2) K_{n+1}(\underline{\Gamma}_1 R_1) - I_{n+1}(\underline{\Gamma}_1 R_1) K_{n-1}(\underline{\Gamma}_1 R_2) \quad (33)$$

oraz

$$\begin{aligned} \underline{s}_{cn} = & -n \beta_c K_n(\underline{\Gamma}_1 R_2) [I_{n-1}(\underline{\Gamma}_1 R_1) + I_{n+1}(\underline{\Gamma}_1 R_1)] + \\ & + n \{ 2 I_{n+1}(\underline{\Gamma}_1 R_2) K_n(\underline{\Gamma}_1 R_1) + I_n(\underline{\Gamma}_1 R_1) [K_{n-1}(\underline{\Gamma}_1 R_2) + K_{n+1}(\underline{\Gamma}_1 R_2)] \} + \\ & + \underline{\Gamma}_1 R_1 [I_{n+1}(\underline{\Gamma}_1 R_2) K_{n-1}(\underline{\Gamma}_1 R_1) - I_{n-1}(\underline{\Gamma}_1 R_1) K_{n-1}(\underline{\Gamma}_1 R_2)] \end{aligned} \quad (34)$$

Powyższe wzory można wyrazić w wielkościach względnych – wzory (18) do (20) – w postaci

$$\underline{h}_r^{zew}(\zeta, \Theta) = -\frac{1}{\zeta} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\zeta}{\lambda_c} \right)^n - \frac{1}{\sqrt{2j} \alpha_c \beta_c \zeta} \left(\frac{1}{\zeta} \right)^n \left(\frac{1}{\lambda_c} \right)^n \frac{\underline{s}_{cn}}{\underline{d}_{cn}} \right] \sin n\Theta \quad (35)$$

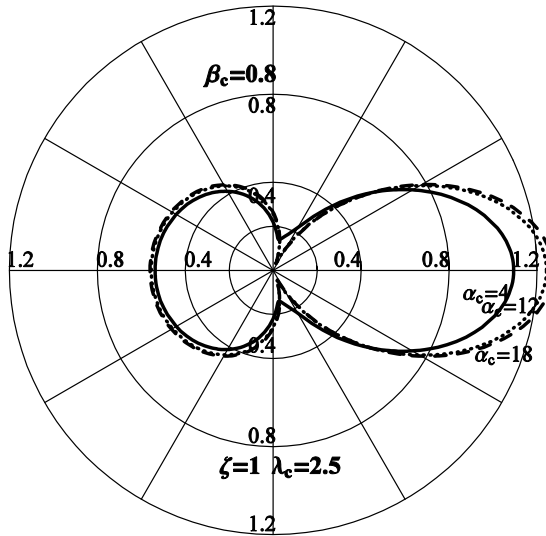
oraz

$$\underline{h}_{\Theta}^{zew}(\zeta, \Theta) = -\frac{1}{\zeta} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\zeta}{\lambda_c} \right)^n + \frac{1}{\sqrt{2j} \alpha_c \beta_c} \left(\frac{1}{\zeta} \right)^n \left(\frac{1}{\lambda_c} \right)^n \frac{\underline{s}_{cn}}{\underline{d}_{cn}} \right] \cos n\Theta \quad (36)$$

gdzie

$$\alpha_c = R_2 k_1 = \frac{R_2}{\delta_1} \quad (37)$$

Rozkład modułu względnego pola magnetycznego na powierzchni zewnętrznej drugiego przewodu rurowego (z rys. 1), dla różnych wartości parametru α_c , w funkcji kąta Θ przedstawiono na rysunku 4.



Rys. 4. Rozkład względnej wielkości modułu pola magnetycznego w obszarze zewnętrznym drugiego przewodu rurowego

4. POLE MAGNETYCZNE W PRZEWODZIE RUROWYM

Składowa promieniowa pola magnetycznego w przewodzie rurowym umieszczonym w polu magnetycznym sąsiedniego równoległego przewodu z prądem \underline{I}_1 (rys. 1) ma postać

$$\underline{H}_{21r}(r, \Theta) = \frac{\underline{I}_1}{\pi \underline{\Gamma}_1 R_2} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R_2}{d} \right)^n \underline{f}_n(r) \sin n\Theta \quad (38)$$

gdzie funkcja

$$\underline{f}_n(r) = -n \frac{K_{n+1}(\underline{\Gamma}_1 R_1) I_n(\underline{\Gamma}_1 r) + I_{n+1}(\underline{\Gamma}_1 R_1) K_n(\underline{\Gamma}_1 r)}{\underline{d}_{cn}} \quad (39)$$

Składową styczną wyrażono natomiast wzorem

$$H_{21\theta}(r, \theta) = -\frac{I_1}{\pi \Gamma_1 R_2} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R_2}{d} \right)^n \left[\underline{f}_n(r) + \underline{g}_n(r) \right] \cos n\theta \quad (40)$$

gdzie funkcja

$$\underline{g}_n(r) = \Gamma_1 r \frac{K_{n+1}(\Gamma_1 R_1) I_{n-1}(\Gamma_1 r) - I_{n+1}(\Gamma_1 R_1) K_{n-1}(\Gamma_1 r)}{d_{cn}} \quad (41)$$

Jeśli wprowadzi się wielkości względne (18), (19), (20) i (37), to składowe te można przedstawić w postaci względnego pola magnetycznego. Wtedy składowa promieniowa pola ma postać

$$h_{21r}(\zeta, \theta) = \frac{2}{\sqrt{2j} \alpha_c \rho} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\lambda_c} \right)^n \underline{f}_n(\zeta) \sin n\theta \quad (42)$$

gdzie funkcja

$$\underline{f}_n(\zeta) = -n \frac{K_{n+1}(\sqrt{2j} \alpha_c \beta_c) I_n(\sqrt{2j} \alpha_c \zeta) + I_{n+1}(\sqrt{2j} \alpha_c \beta_c) K_n(\sqrt{2j} \alpha_c \zeta)}{d_{cn}} \quad (43)$$

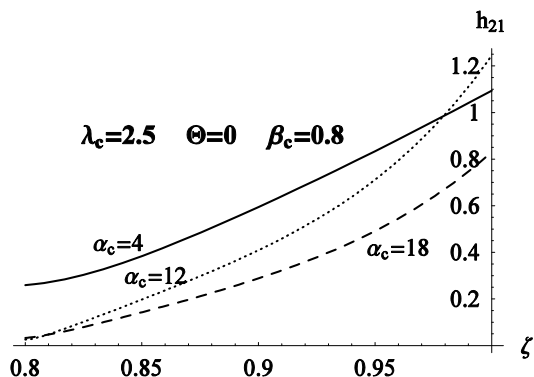
Względną składową styczną pola magnetycznego wyraża się wtedy wzorem

$$h_{21\theta}(\zeta, \theta) = -\frac{2}{\sqrt{2j} \alpha_c \rho} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\lambda_c} \right)^n \left[\underline{f}_n(\zeta) + \underline{g}_n(\zeta) \right] \cos n\theta \quad (44)$$

gdzie funkcja

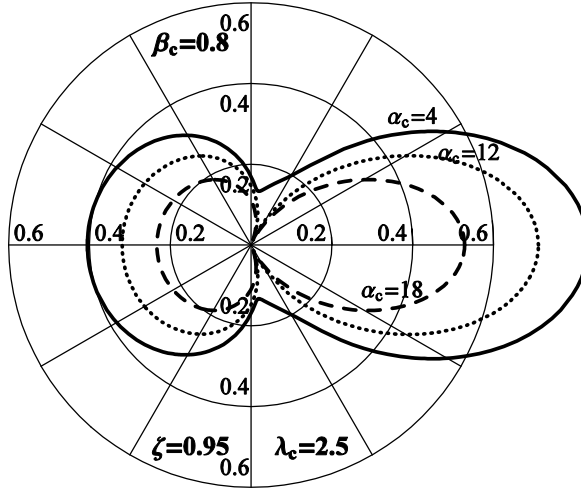
$$\underline{g}_n(\zeta) = \sqrt{2j} \alpha_c \rho \frac{K_{n+1}(\sqrt{2j} \alpha_c \beta_c) I_{n-1}(\sqrt{2j} \alpha_c \rho) - I_{n+1}(\sqrt{2j} \alpha_c \beta_c) K_{n-1}(\sqrt{2j} \alpha_c \rho)}{d_{cn}} \quad (45)$$

W przewodzie rurowym pole magnetyczne wywołane przez prąd w sąsiednim przewodzie równoległym, jest polem szybko zanikającym w stronę środka przewodu, co zilustrowano na rysunku 5 przedstawiając rozkład modułu w funkcji zmiennej $\beta_c \leq \zeta \leq 1$.



Rys. 5. Moduł pola magnetycznego w przewodzie rurowym

Rozkład modułu względnego pola magnetycznego na powierzchni zewnętrznej drugiego przewodu rurowego (rys. 1), dla różnych wartości parametru α_c , w funkcji kąta θ przedstawiono na rysunku 6.



Rys. 6. Rozkład względnej wielkości modułu pola magnetycznego w drugim przewodzie rurowym

5. POLE MAGNETYCZNE W OBSZARZE WEWNĘTRZNYM PRZEWODU RUROWEGO

Pole magnetyczne w obszarze wewnętrznym przewodu rurowego określone jest wzorem [1]

$$\underline{H}^{wew}(r, \theta) = \mathbf{1}_r \underline{H}_r^{wew}(r, \theta) + \mathbf{1}_\theta \underline{H}_\theta^{wew}(r, \theta) \quad (46)$$

w którym jego składowe mają postać

$$\underline{H}_r^{wew}(r, \theta) = -\frac{I_1}{\pi \underline{\Gamma}_1 R_2 r} \sum_{n=1}^{\infty} n \left(\frac{r}{R_1} \right)^n \left(\frac{R_2}{d} \right)^n \frac{p_{cn}}{d_{cn}} \sin n\theta \quad (47)$$

oraz

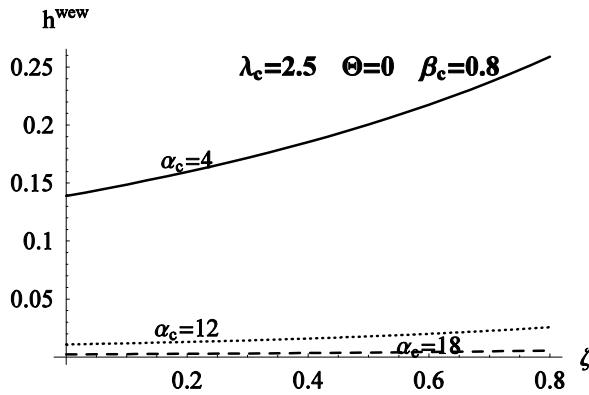
$$\underline{H}_\theta^{wew}(r, \theta) = -\frac{I_1}{\pi \underline{\Gamma}_1 R_2 r} \sum_{n=1}^{\infty} n \left(\frac{r}{R_1} \right)^n \left(\frac{R_2}{d} \right)^n \frac{p_{cn}}{d_{cn}} \cos n\theta \quad (48)$$

gdzie

$$p_{cn} = I_n(\underline{\Gamma}_1 R_1) K_{n-1}(\underline{\Gamma}_1 R_1) + I_{n-1}(\underline{\Gamma}_1 R_1) K_n(\underline{\Gamma}_1 R_1) \quad (49)$$

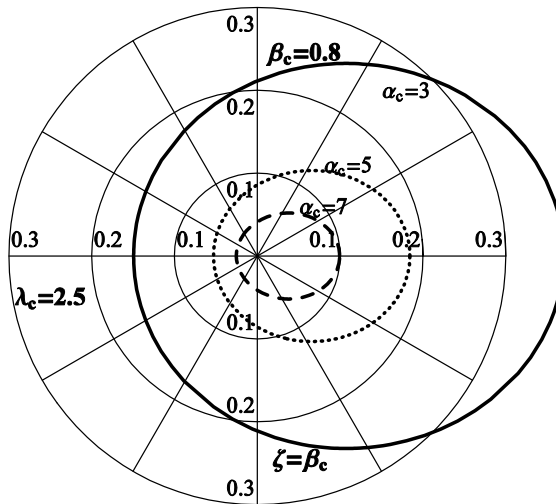
W obszarze wewnętrznym przewodu rurowego pole magnetyczne jest polem szybko zanikającym, co zilustrowano na rysunku 7. Przewód rurowy jest ekranem

elektromagnetycznym dla zewnętrznego pola magnetycznego – w tym przypadku pola wytworzonego przez prąd w sąsiednim przewodzie rurowym.



Rys. 7. Moduł pola magnetycznego w obszarze wewnętrznym przewodu rurowego

Rozkład modułu tego pola na powierzchni zewnętrznej pierwszego przewodu rurowego, dla różnych wartości parametru α_c , w funkcji kąta Θ przedstawiono na rysunku 8.



Rys. 8. Rozkład względnej wielkości modułu pola magnetycznego na powierzchni wewnętrznej drugiego przewodu rurowego

6. WNIOSKI

Pole magnetyczne H^w przewodu fazowego indukuje w przewodzie sąsiednim prądy wirowe – zachodzi zewnętrzne zjawisko zbliżenia. Prądy te wytwarzają pole magnetyczne oddziaływania zwrotnego H^{oz} .

Z rysunku 3 wynika, że pole magnetyczne w otoczeniu przewodu rurowego wytworzone przez prąd w sąsiednim przewodzie równoległym jest nierównomierne. Nierównomierne będą zatem gęstości prądów wirowych indukowanych w przewodach w wyniku zewnętrznego zjawiska zbliżenia. To z kolei powoduje nierównomierne pole magnetyczne oddziaływania zwrotnego i w konsekwencji całkowite pole magnetyczne w przewodzie i jego otoczeniu jest nierównomierne.

Dla pierwszego przewodu rurowego (z rys. 1) rozkład pola magnetycznego jest symetryczny do rozkładów przedstawionych na rysunkach 4, 6 oraz 8.

Projekt finansowany w ramach programu Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego pod nazwą „Regionalna Inicjatywa Doskonałości” w latach 2019–2022 nr projektu 020/RID/2018/19, kwota finansowania 12 000 000 PLN.

LITERATURA

- [1] Kusiak D., Pole magnetyczne dwu i trójbiegunowych torów wielkopięradowych, Rozprawa doktorska, Pol. Częst., Wyd. El., Częstochowa 2008.
- [2] Beldowski T., Sutkowski T., Pawuła Z., Przewody osłonięte z izolacją gazową SF₆, Przegląd Elektrotechniczny 1992, R. LXVIII, z. 3, ss. 51–56.
- [3] Piątek Z., Impedancje ekranowanych torów wielkopięradowych (referat), Sekcja Teorii Elektrotechniki Komitetu Elektrotechniki PAN, 4 grudzień 2007, Warszawa.
- [4] Piątek Z., Metoda obliczania prądów wirowych indukowanych w przewodzie walcowym przez prąd sinusoidalny płynący w przewodzie równoległym, Zesz. Nauk. Pol. Śl. 1981, Elektryka, z. 75, ss. 137–150.
- [5] Piątek Z., Modelowanie linii, kabli i torów wielkopięradowych, Wyd. Pol. Częst., Częstochowa 2007.
- [6] Ponchon Ph., Bues M., Girodet A., Loray F., New generation of GIL. Characteristics and application, Proc. of JICABLE 03, Versailles, France (22–26 June 2003), pp. 77–82.
- [7] Bednarek K., Nawrowski R., Tomczewski A., Trójfazowe tory wielkopięradowe złożone z przewodów rurowych w indywidualnych osłonach, Przegląd Elektrotechniczny, 01/2008, str. 62–64.
- [8] Koch H., Gas-Insulated Transmission Lines, John Wiley&Sons, 2012.
- [9] Piątek Z., Impedances of Tubular High Current Busducts. Series Progress in High-Voltage technique, Vol. 28, Polish Academy of Sciences, Committee of Electrical Engineering, Wyd. Pol. Częst., Częstochowa 2008.
- [10] Gradsztejn I.S., Ryzyk I.M., Tablice całek, sum, szeregów i iloczynów, PWN, Warszawa 1972.
- [11] Krakowski M., Elektrotechnika teoretyczna. Pole elektromagnetyczne, WN PWN, Warszawa 1995.

- [12] Sikora R., Purczyński J., Pałka R., Gratkowski S., Analysis of Electromagnetic Field and Power Losses in Three Phase Gas Insulated Cable, *Rozprawy Elektrotechniczne* 1979, No 25, z. 1, pp. 35–44.
- [13] Piątek Z., Jabłoński P., *Podstawy teorii pola elektromagnetycznego*, WNT, Warszawa 2010.
- [14] Gliński H., Grzymkowski R., Kapusta A., Słota D., *Mathematica 8*, Wyd. Prac. Jacka Skalmierskiego, Gliwice 2012.
- [15] Kusiak D., Szczegieliak T., *Obliczenia elektromagnetyczne szynoprzewodów*, 177s., Wydawnictwo Politechniki Częstochowskiej, seria Monografie nr 326, 2017.
- [16] Mc Lachlan N.W., *Funkcje Bessela dla inżynierów*, PWN, Warszawa 1964.

MAGNETIC FIELD OF EXTERNAL PARALLEL TUBULAR CONDUCTOR

The aim of this study is to determine the magnetic field in conductors and their surrounding areas for a system of two tubular conductors. For high-current busducts with their own phase currents, the magnetic field in the external area is the vector sum of their own magnetic field and the field generated by currents in the neighbouring tubular conductors, taking into account the reverse reaction magnetic field. In the conductors, on the other hand, we have the sum of their own magnetic field taking into account the skin effect and the field generated by the magnetic field of the neighbouring phase currents. The own current, according to the Ampere's law, does not generate a magnetic field in the tubular conductor and the magnetic field in this area which comes from currents in the neighbouring conductors is negligible.

(Received: 10.03.2020, revised: 21.03.2020)