

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

POLE MAGNETYCZNE RUROWEGO OSŁONIĘTEGO PRZEWODU FAZOWEGO W UKŁADZIE Z UZIEMIENIEM LUB ZWARTYM EKRANEM – CZĘŚĆ II

Niniejszy artykuł jest kontynuacją pracy pod tym samym tytułem głównym. Składowe pola magnetyczne przedstawiano poprzez zmodyfikowane funkcje Bessela jako funkcje dwóch zmiennych r oraz θ walcowego układu współrzędnych. Uwzględniono przy tym, że pole magnetyczne jest wirującym polem eliptycznym. Część II opisuje pole magnetyczne w ekranie i w obszarze zewnętrznym ekranu przy uziemieniu lub zwarciu ekranu.

SŁOWA KLUCZOWE: pole magnetyczne, ekran rurowy, przewód rurowy

1. IMPEDANCJA PĘTLI ZIEMNOPOWROTNEJ

W przypadku toru wieloprądowego prowadzonego nad ziemią współczynnik zespolony \underline{k}_i można przedstawić w postaci wzoru [1]

$$\underline{k}_i = \frac{\underline{Z}_{e1}}{\underline{Z}_{pz}} = k_i \exp[j\varphi_i] \quad (1)$$

gdzie impedancja pętli ziemnopowrotnej dana jest wzorem

$$\underline{Z}_{pz} = \underline{Z}_{ew} + \underline{Z}_{ez} \quad (2)$$

w którym \underline{Z}_{ew} oznacza impedancję wewnętrzną, a \underline{Z}_{ez} impedancję zewnętrzną ekranu [2].

Impedancja zewnętrzna uwzględnia wpływ ziemi jako wynik oddziaływania prądów płynących w ziemi. Jest ona liczbą zespoloną o różnej od zera części rzeczywistej i wyraża się przybliżonym wzorem (na jednostkę długości ekranu) [2]:

$$\underline{Z}_{ez} = \frac{\omega \mu_0}{2\pi} \left[\frac{\pi}{4} + j \ln \frac{1,85}{R_4 \sqrt{\omega \mu_0 \gamma_g}} \right] = R_{ez} + jX_{ez} \quad (3)$$

* Politechnika Częstochowska.

gdzie γ_g jest konduktywnością gruntu, która zmienia się w granicach $10^{-4} \div 10^{-2} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$. Rezystancja zewnętrzna R_{ez} nie zależy, a reaktancja wewnętrzna X_{ez} w nieznacznym stopniu zależy od konduktywności gruntu.

Impedancję wewnętrzną, przy pominięciu zjawiska naskórkowości, określono wzorem [3]

$$\underline{Z}_{e0w} = R_{e0} + j\omega L_{e0w} \quad (4)$$

gdzie rezystancja wewnętrzna R_{e0} i indukcyjność wewnętrzna dane są wzorami opisanymi w części pierwszej tego artykułu.

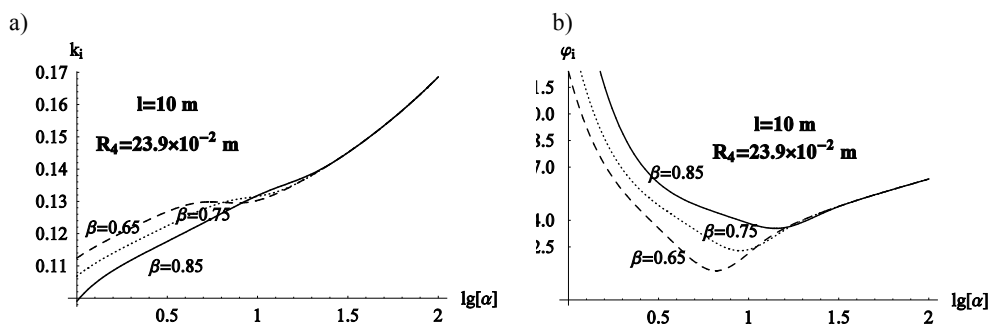
Jeśli uwzględnimy zjawisko naskórkowości, to impedancja wewnętrzna ma postać [4]

$$\underline{Z}_{ew} = R_e + j\omega L_{ew} \quad (5)$$

gdzie rezystancja wewnętrzna R_e i indukcyjność wewnętrzna określone wzorami z pierwszej części artykułu.

2. PRĄD W EKRANIE

Wartość prądu w ekranie w stosunku do prądu w przewodzie fazowym określamy współczynnikiem zespolonym \underline{k}_i wyrażonym wzorem (1). Zależność modułu i argumentu tego współczynnika od parametru α przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Zależność współczynnika \underline{k}_i od parametru α : a) modułu, b) argumentu

Prąd I_e w ekranie w jego wnętrzu, zgodnie z prawem Ampera, nie wytwarza pola magnetycznego, zaś na zewnątrz ekranu powstaje pole o składowej stycznej [5, 6]

$$\underline{H}_{e\theta}^{zew} = \frac{I_e}{2\pi r} \quad (6)$$

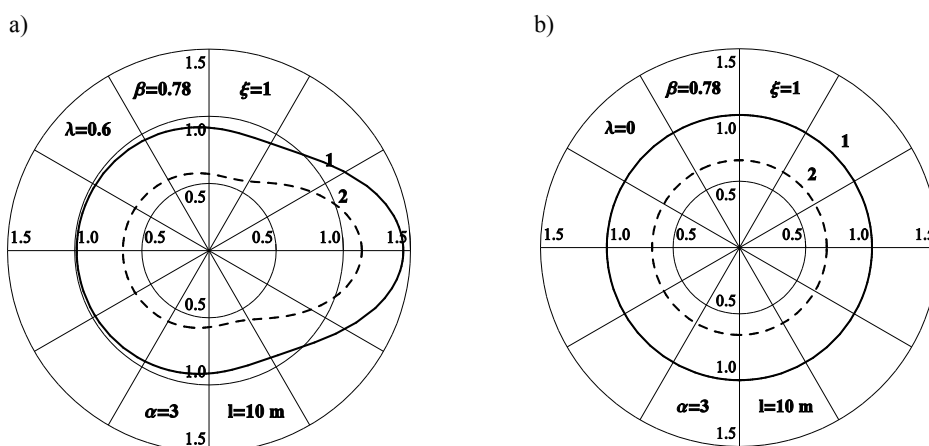
Wtedy też całkowite pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym ma składową promieniową określoną wzorem [1]

$$\underline{H}_r^{zew} (r, \Theta) = -\frac{I_1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{r} \left(\frac{d}{r} \right)^n - \left[\left(\frac{d}{R_4} \right)^n - \frac{R_4}{R_3} \left(\frac{d}{R_3} \right)^n \frac{s_n}{d_n} \right] \frac{R_4^n}{r^{n+1}} \right\} \sin n\Theta \quad (7)$$

a składowa styczna ma postać

$$\begin{aligned} \underline{H}_{\Theta}^{zew} (r, \Theta) &= \\ &= \frac{I_1 + I_e}{2\pi r} + \frac{I_1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{r} \left(\frac{d}{r} \right)^n - \left[\left(\frac{d}{R_4} \right)^n - \frac{R_4}{R_3} \left(\frac{d}{R_3} \right)^n \frac{s_n}{d_n} \right] \frac{R_4^n}{r^{n+1}} \right\} \cos n\Theta = \quad (8) \\ &= \frac{(1 - k_i) I_1}{2\pi r} + \frac{I_1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{r} \left(\frac{d}{r} \right)^n - \left[\left(\frac{d}{R_4} \right)^n - \frac{R_4}{R_3} \left(\frac{d}{R_3} \right)^n \frac{s_n}{d_n} \right] \frac{R_4^n}{r^{n+1}} \right\} \cos n\Theta \end{aligned}$$

Rozkład tego pola na powierzchni zewnętrznej ekranu pokazano na rysunku 2.



Rys. 2. Rozkład względnej wielkości modułu całkowitego pola magnetycznego w obszarze zewnętrznym: **1** - nieziemionego, **2** - uziemionego ekranu; a) układ niewspółosiowy, b) układ współosiowy

Pole magnetyczne w ekranie ($R_3 < r < R_4$) wywołane prądem powrotnym I_e ma tylko składową styczną. Ze względu na zjawisko naskórkowości składową tę określono wzorem [7, 8]

$$\underline{H}_{ee\Theta}(r) = \frac{I_e}{2\pi R_4} \frac{K_1(\underline{\Gamma}_2 R_3) I_1(\underline{\Gamma}_2 r) - I_1(\underline{\Gamma}_2 R_3) K_1(\underline{\Gamma}_2 r)}{I_1(\underline{\Gamma}_2 R_4) K_1(\underline{\Gamma}_2 R_3) - I_1(\underline{\Gamma}_2 R_3) K_1(\underline{\Gamma}_2 R_4)} \quad (9)$$

Całkowite pole magnetyczne w tym obszarze ma zatem składową promieniową daną wzorem [9, 10]

$$\underline{H}_{elr}(r, \Theta) = \frac{\underline{I}_1}{\pi R_3} \frac{1}{\underline{\Gamma}_2 r} \sum_{n=1}^{\infty} n \underline{g}_n(r) \sin n\Theta \quad (10)$$

gdzie

$$\underline{g}_n(r) = -\left(\frac{d}{R_3}\right)^n \frac{K_{n-1}(\underline{\Gamma}_2 R_4) I_n(\underline{\Gamma}_2 r) + I_{n-1}(\underline{\Gamma}_2 R_4) K_n(\underline{\Gamma}_2 r)}{\underline{d}_n} \quad (11)$$

oraz składową styczną określoną wzorem

$$\underline{H}_{el\Theta}(r, \Theta) = \underline{H}_{el\Theta 0}(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \underline{H}_{el\Theta n}(r, \Theta) \quad (12)$$

Pierwszy składnik tej sumy ($n = 0$)

$$\underline{H}_{el\Theta 0}(r) = \frac{\underline{I}_1}{2\pi R_3} \frac{\underline{b}_0 I_1(\underline{\Gamma}_2 r) - \underline{c}_0 K_1(\underline{\Gamma}_2 r)}{\underline{d}_0} \quad (13)$$

gdzie

$$\underline{b}_0 = \beta K_1(\underline{\Gamma}_2 R_3) - K_1(\underline{\Gamma}_2 R_4) \quad (14)$$

$$\underline{c}_0 = \beta I_1(\underline{\Gamma}_2 R_3) - I_1(\underline{\Gamma}_2 R_4) \quad (15)$$

oraz

$$\underline{d}_0 = I_1(\underline{\Gamma}_2 R_4) K_1(\underline{\Gamma}_2 R_3) - I_1(\underline{\Gamma}_2 R_3) K_1(\underline{\Gamma}_2 R_4) \quad (16)$$

Drugi składnik ($n \geq 1$)

$$\underline{H}_{el\Theta n}(r, \Theta) = \frac{\underline{I}_1}{\pi R_3} \frac{1}{\underline{\Gamma}_2 r} \underline{f}_n(r) \cos n\Theta \quad (17)$$

gdzie

$$\underline{f}_n(r) = \left(\frac{d}{R_3}\right)^n \frac{1}{\underline{d}_n} \{K_{n-1}(\underline{\Gamma}_2 R_4) [n I_n(\underline{\Gamma}_2 r) - \underline{\Gamma}_2 r I_{n-1}(\underline{\Gamma}_2 r)] + I_{n-1}(\underline{\Gamma}_2 R_4) [n K_n(\underline{\Gamma}_2 r) + \underline{\Gamma}_2 r K_{n-1}(\underline{\Gamma}_2 r)]\} \quad (18)$$

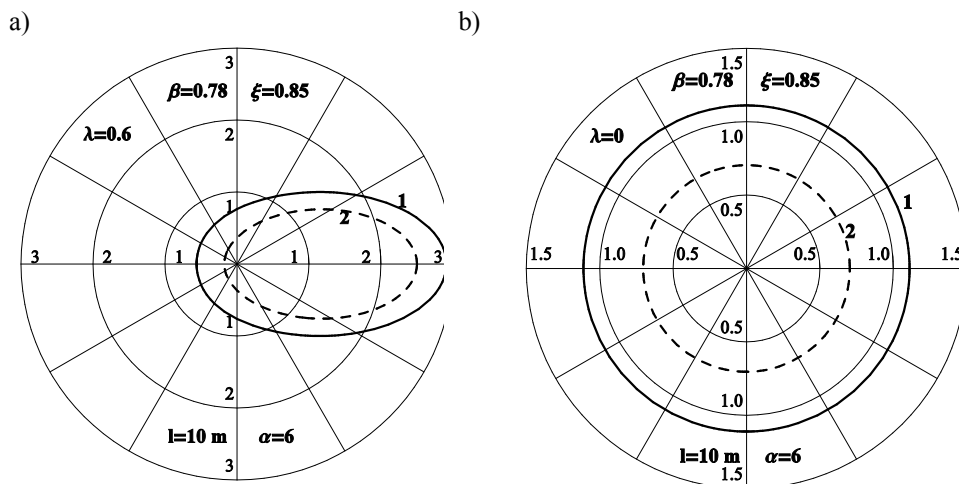
Składową $\underline{H}_{el\Theta 0}(r)$ należy uzupełnić o wzór (9). Zatem mamy wtedy, że

$$\underline{H}_{el\Theta 0}(r) = \frac{(1-k_i) \underline{I}_1}{2\pi R_3} \frac{\underline{b}_0 I_1(\underline{\Gamma}_2 r) - \underline{c}_0 K_1(\underline{\Gamma}_2 r)}{\underline{d}_0} \quad (19)$$

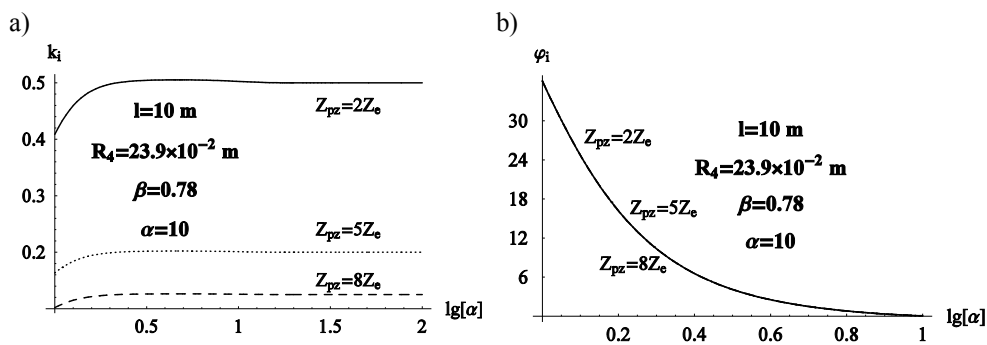
Rozkład pola magnetycznego w uziemionym ekranie przedstawiono na rysunku 3.

Istotne zmniejszenie wartości pola magnetycznego w obszarze zewnętrznym możemy uzyskać, zwiększając wartość prądu powrotnego \underline{I}_e w ekranie poprzez zwieranie osłon (np. w przypadku linii dwutorowej) bądź też przez konstrukcje stalowe otaczające tor wielkoprowadowy. Ilustruje to rysunek 4.

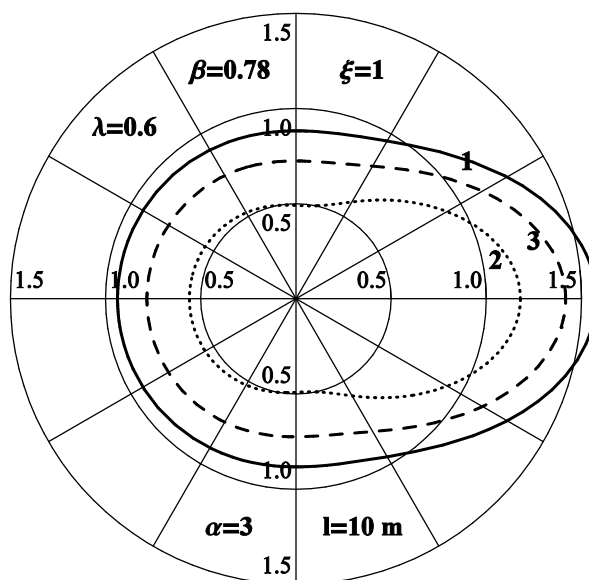
Rozkład pola magnetycznego na powierzchni zewnętrznej ekranu przy tego typu jego zwarciu przedstawiono na rysunku 5.



Rys. 3. Rozkład względnej wielkości modułu całkowitego pola magnetycznego w ekranie: 1 – niezziemionym, 2 - uziemionym; a) układ niewspółosiowy, b) układ współosiowy



Rys. 4. Zależność współczynnika k_i od parametru α dla różnych wartości impedancji pętli zwarcia : a) modułu, b) argumentu



Rys. 5. Rozkład względnej wielkości modułu całkowitego pola magnetycznego w obszarze zewnętrznym ekranu: **1** – izolowanego, **2** – zwartego impedancją $\underline{Z}_{pz} = 2\underline{Z}_e$, **3** – zwartego impedancją $\underline{Z}_{pz} = 4\underline{Z}_e$

4. WNIOSKI

Dla realizowanych w praktyce torów wieloprądowych wartość parametru α osłony jest zawarta od 10 do 20. Zatem z rysunku 1 wynika, że w przypadku uziemionej osłony moduł prądu powrotnego stanowi od 12 do 14 % modułu prądu fazowego. Oznacza to, że również w takim samym stopniu zostanie zredukowane pole magnetyczne w obszarze zewnętrznym ekranu. Stąd też wynika, że w praktyce pole magnetyczne w tym obszarze może osiągać duże wartości mimo uziemionej osłony.

Rysunek 4 pokazuje, że moduł prądu powrotnego, w miarę wzrostu parametru α , ustala się i ma największą wartość równą około 50 % modułu prądu fazowego, przy impedancji pętli zwarciowej równej podwójnej wartości impedancji własnej ekranu. Argument tego prądu nie zależy od impedancji zwarcia i dąży wtedy do argumentu prądu fazowego ze znakiem przeciwnym, czyli prąd \underline{I}_e jest w przeciwfazie w stosunku do prądu fazowego.

Z rysunku 5 wynika, że nie jest możliwa pełna redukcja pola magnetycznego w obszarze zewnętrznym ekranu poprzez jego zwieranie. Pełna redukcja jest możliwa tylko dla przypadku $\underline{I}_e = -\underline{I}_1$, czyli linii bifilarnej.

LITERATURA

- [1] Kusiak D.: Pole magnetyczne dwu i trójbiegunowych torów wielkopiędowych, Rozprawa doktorska, Pol. Częst., Wyd. El., Częstochowa 2008.
- [2] Krakowski M.: Elektrotechnika teoretyczna. Pole elektromagnetyczne. WN PWN, Warszawa 1995.
- [3] Piątek Z., Baron B.: Impedances of the coaxial cable. AMTEE '99, pp. 36-47, 13-15.09.1999, Plzeň, Czech Republic.
- [4] Piątek Z.: Impedances of Single-Pole Gas-Insulated Transmission Line. Archives of Electrical Engineering 1999, Vol. XLVIII, No. 1-2, pp. 181-197.
- [5] Piątek Z.: Modelowanie linii, kabli i torów wielkopiędowych, Seria Monografie nr 130, Wyd. Pol. Częst., Częstochowa 2007.
- [6] Piątek Z., Baron B.: Impedancje jednofazowego jednobiegunowego przewodu szynowego o skończonej długości. ZKwE, Poznań-Kiekrz 2003, ss. 171-176.
- [7] Piątek Z., Baron B.: Impedancje niekoncentrycznego układu dwóch rurowych przewodów równoległych. XXII SPETO '99, Gliwice 1999, ss. 101-108.
- [8] Piątek Z.: Electric parameters of a finite length single-pole GIL. Technical and Economic Aspect of Modern Technology Transfer in Context of Integration with EU, Mercury-Smékal Publishing House, Košice 2004, Vol. I, pp. 111-116.
- [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] Piątek Z.: Self and mutual impedances of a finite length gas-insulated transmission line (GIL), Electric Power Systems Research 2007, No. 77, pp. 191-201.

MAGNETIC FIELD OF TUBULAR SCREENED PHASE CONDUCTOR IN A SYSTEM WITH GROUNDED OR SHORTED SHIELD – PART II

This paper is the continuation of the study of the same main title. Components of this field were expressed through modified Bessel's functions as a function r and θ of cylindrical coordinates. Into account was taken, that the magnetic field is a rotating elliptical field. Part II describes the magnetic field in the shield and its external area with the grounding or short circuit of the shield.