

ELECTROMAGNETIC FIELD OF UNDERGROUND SINGLE-CIRCUIT EXTRA-HIGH VOLTAGE CABLE LINE

The computer modeling of the electromagnetic field generated by underground three-phase single-circuit 330 kV cable line with XLPE insulation is carried out. The skin effect and proximity effect in the power cables are studied. The distributions of magnetic field on the ground for different depth of cable-laying are computed and analyzed. The right-of-way and maximum magnetic flux density above ground level are determined. References 13, figures 5, table.

Key words: underground cable line, extra-high voltage (EHV) power cables, cross-linked polyethylene (XLPE) insulation, ecological safety, computer modeling.

14. Lyach V.V., Molchanov V.M., Santatskii V.G., Kvitsinskii A.A. 330 kV cable line: some aspects of designing. *Promelektro*. 2009. № 6. P. 27–33.
15. Lyach V.V., Molchanov V.M., Sudakov I.V., Pavlichenko V.P. 330 kV cable line is a new step in development of Ukrainian power networks. *Elektricheskie seti i sistemy*. 2009. № 3. P. 16–21.
16. Shidlovskii A.K., Shcherba A.A., Zolotarev V.M., Podoltsev A.D., Kucheriava I.M. Extra-high voltage cables with polymer insulation. Kyiv: Institute of Electrodynamics, Ukrainian Academy of Sciences, 2013. 550 p.
17. Zolotarev V.M. Problem solving for creation of domestic electrotechnological systems for production of power cables of voltage up to 330 kV. *Visnik Natsionalnogo tekhnichnogo universitetu "Harkivskii politekhnichnii institut"*. 2009. № 39. P. 50–63.
18. News of Yuzhcable works PJSC – <https://yuzhcable.com.ua/category/novosti/>
19. Dubitskii S.D., Greshniakov G.V., Korovkin N.V. Control of magnetic field of underground cable line. *Nauchno-tekhnicheskie vedomosti SPbPU. Natural and engineering science*. 2017. T. 23. № 3. P. 88–100.
20. Podoltsev A.D., Kucheriava I.M. Multiphysics modeling in electrical engineering. Kyiv: Institute of Electrodynamics, Ukrainian Academy of Sciences, 2015. 305 p.
21. Shevel D.M. Electromagnetic safety. Kyiv: VEK+, Kyiv: NTI, 2002. 432 p.
22. Saltikov V.M. Problems of electromagnetic safety on industrial frequency magnetic fields from currents of XLPE insulated cables. 13.02.2018. – https://www.ruscable.ru/article/Problemy_elektromagnitnoj_bezопасnosti_SPE/
23. Electric installation code. Minpalivo Ukrainy, 2010. 776 p.
24. Electromagnetic field and its effect on health of man. – www.it-med.ru/library/ie/el_magn_field.htm
25. Comsol multiphysics modeling and simulation software – <http://www.comsol.com/>
26. Kucheriava I.M. Computer modeling of thermal state of 330 kV underground cable line. *Pratsi Institutu Elektrodinamiki NAN Ukrainy. Composite book of scientific works*. Kyiv: IED NANU, is. 30, 2011. P. 29–34.

Надійшла 17.07.2018

Received 17.07.2018

УДК 621.3

ВИЗНАЧЕННЯ ПРОФІЛЮ СОЛЕНОЇДА ДЛЯ СТВОРЕННЯ ІМПУЛЬСНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ПЛОСКІЙ ГРАНИЦІ ПРОВІДНИКА

В.М. Михайлов*, докт. техн. наук, **М.П. Петренко****

Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»,

вул. Кирпичова, 2, Харків, 61002, Україна

e-mail: valery.m.mikhailov@gmail.com

Розвинено метод продовження магнітного потоку за допомогою системи співвісних кільцевих елементарних провідників зі струмами та відповідної функції Гріна стосовно плоскої граничної поверхні. Отримано функції Гріна плоскомеридіанного магнітного поля системи кільцевий елементарний провідник зі струмом – ідеально надпровідний півпростір. Наведено приклади визначення профілів масивних одновиткових соленоїдів, що утворюють на плоскій поверхні провідника заданий розподіл індукції імпульсного магнітного поля при різкому поверхневому ефекті. Виконано перевірку відповідності отриманих профілів заданим граничним розподілам поля. Досліджено вплив зрізу верхньої частини профілю соленоїда на розподіл індукції магнітного поля на граничній поверхні. Бібл. 9, рис. 4, таблиця.

Ключові слова: продовження магнітного потоку, функція Гріна, імпульсне магнітне поле, профіль масивного соленоїда, різкий поверхневий ефект.

Вступ. У техніці сильних імпульсних магнітних полів, що використовується в експериментальній фізиці, технологіях обробки різних матеріалів та для прискорення провіднико-

вих тіл, виникає потреба створення на плоскій граничній поверхні провідників плоскомеридіанного магнітного поля заданого розподілу [1, 2]. Найбільш надійними для отримання таких полів є масивні одновиткові соленоїди з досить малою площею поперечного перерізу, що працюють в умовах різкого поверхневого ефекту. Основою одного із способів визначення профілів таких соленоїдів є розв'язок задачі продовження магнітного потоку або скалярного потенціалу магнітного поля з плоскої граничної поверхні [3]. Але число розподілів індукції магнітного поля, для яких відомо необхідне для цього розв'язку інтегральне перетворення Ханкеля, невелике. З іншого боку, у роботі [4] запропоновано метод продовження магнітного потоку з циліндричної граничної поверхні за допомогою системи співвісних кільцевих нескінченно тонких (елементарних) провідників зі струмами й відповідної функції Гріна. Мета роботи – побудова подібного методу продовження плоскомеридіанного магнітного поля та визначення профілю масивних одновиткових соленоїдів стосовно провідників з плоскою граничною поверхнею.

Функції Гріна магнітного поля кільцевого елементарного провідника зі струмом над плоскою граничною поверхнею. Розглянемо в циліндричних координатах r, ψ, z плоскомеридіанне магнітне поле, що створюється кільцевим елементарним провідником 1 зі струмом I , який розташований у невідвідному та немагнітному середовищі паралельно плоскій граничній поверхні ідеально надпровідного півпростору 2 (рис. 1). Радіус провідника 1 та його відстань від границі $z = 0$ визначаються координатами r_M і z_M точки M .

Функція Гріна [5] для векторного потенціалу магнітного поля \vec{A} системи кільцевий елементарний провідник – півпростір

$$\vec{G}_A(P, M) = \vec{A}(P, M) \Big|_{I=1} \quad (1)$$

задовольняє рівнянню

$$\text{rot rot } \vec{G}_A = 0 \quad (2)$$

всюди, крім точки M , граничній умові

$$\vec{G}_A(P, M) \Big|_{z=0} = 0, \quad (3)$$

та прямує до нуля на нескінченності. У наведених

співвідношеннях P – точка спостереження поля з координатами r, z . Вектори $\vec{A}(P, M)$ та $\vec{G}_A(P, M)$ мають тільки азимутальні проекції.

Використовуючи відому формулу для векторного потенціалу плоскомеридіанного магнітного поля кільцевого елементарного провідника зі струмом I у нескінченному просторі [6], що є розв'язком (2), а також прямує до нуля на нескінченності, та метод дзеркальних відображень [7], отримуємо функцію Гріна

$$\vec{G}_A(P, M) = \frac{\mu_0}{2\pi} \sqrt{\frac{r_M}{r}} [K_1(P, M) - K_2(P, M)] \vec{1}_\psi, \quad (4)$$

де μ_0 – магнітна стала; $\vec{1}_\psi$ – орт азимутальної циліндричної координати ψ ;

$$K_{1,2}(P, M) = \left(\frac{2}{k_{1,2}} - k_{1,2} \right) K(k_{1,2}) - \frac{2}{k_{1,2}} E(k_{1,2}),$$

де $K(k_{1,2}), E(k_{1,2})$ – повні еліптичні інтеграли першого та другого роду модулів $k_{1,2}$ [8];

$$k_{1,2} = 2 \sqrt{\frac{r r_M}{(z \mp z_M)^2 + (r + r_M)^2}}.$$

Для розрахунку k_1 перед z_M береться знак мінус, k_2 – плюс. На рис. 1 у нижньому півпросторі показано дзеркально відображений провідник 3 (точка M' – дзеркальне відображення точки M).

Згідно з побудовою функція Гріна (4) задовольняє рівнянню (2) та умові на нескінченності. Крім цього, як випливає з (4), гранична умова (3) також задовольняється. Функція Гріна для магнітного потоку дорівнює

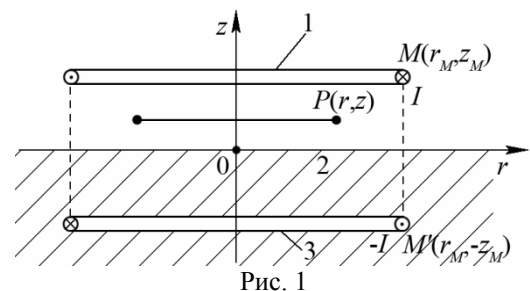


Рис. 1

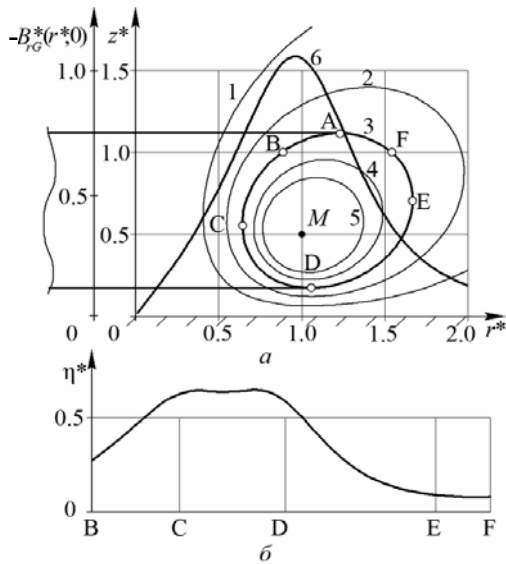


Рис. 2

Величини з зірочками є безрозмірними. Базисні величини визначаються так: довжина $l_6 = r_M$, функція Гріна для магнітного потоку $G_{\Phi 6} = \mu_0 l_6$, індукція $B_{6G} = \mu_0 / l_6$.

Визначення точного профілю соленоїда та перевірка його відповідності заданому розподілу індукції. Нехай за допомогою масивного одновиткового соленоїда, профіль якого треба визначити, необхідно отримати заданий розподіл індукції імпульсного магнітного поля на плоскій поверхні провідника. Вважаємо, що у соленоїді і провіднику різко проявляється поверхневий ефект, а розміри поверхні провідника достатньо великі, щоб знехтувати крайовими ефектами. Нехай також знайдена система n співвісних кільцевих елементарних провідників зі струмами $I_k, k = \overline{1, n}$, яка за припущенням ідеального поверхневого ефекту з необхідною точністю забезпечує заданий розподіл індукції. При цьому єдина проекція індукції магнітного поля на граничній поверхні дорівнює

$$B_r(r, 0) = \sum_{k=1}^{k=n} I_k B_{rG}(r, 0)|_{M_k}, \quad (7)$$

а магнітний потік системи кільцеві елементарні провідники – ідеально надпровідний півпростір

$$\Phi(r, z) = \sum_{k=1}^{k=n} I_k G_{\Phi}(P, M_k), \quad (8)$$

де M_k – точки в області $z > 0$, що визначають положення кільцевих елементарних провідників зі струмами.

За допомогою рівняння $\Phi(r, z) = \Phi_0$ (Φ_0 – стала) та формули (8) знаходимо координати точок силових ліній магнітного поля, що охоплюють усі елементарні провідники. На рис. 3 показано варіанти a і b розміщення двох ($n = 2$) кільцевих провідників ($r_{M1}^* = 0,5, z_{M1}^* = 0,1$ і $0,2, r_{M2}^* = 1,0, z_{M2}^* = 0,2$ і $0,1$) та відповідні розподіли індукції магнітного поля на

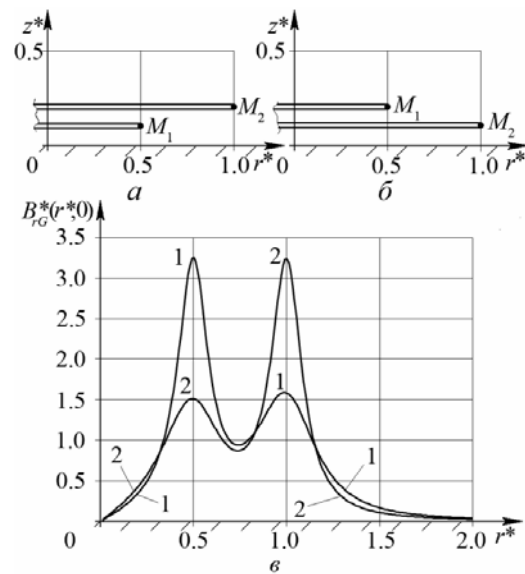


Рис. 3

границі $z = 0$ ($I_1 = I_2 = I$, крива 1 – варіант a , крива 2 – варіант b). Базисні величини: $l_6 = r_{M2}$, $B_6 = \mu_0 / l_6$. На рис. 4, a зображено силові лінії магнітного поля для варіанта a (безрозмірні значення сталої Φ_0^* на лініях 1–4 відповідно дорівнюють 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; базисна величина $\Phi_6 = \mu_0 I l_6$). Соленоїд, профіль якого обмежено будь-якою з цих ліній, забезпечує на границі $z = 0$ відповідний розподіл індукції магнітного поля (рис. 3 b , крива 1). Для перевірки цього твердження використовуємо інтегральне рівняння першого роду для поверхневої густини струму $\eta(M)$ в соленоїді

$$G_{\Phi}(P, M) = \oint_l \vec{G}_A(P, M) d\vec{l}_P = 2\pi r G_A(P, M), \quad (5)$$

де l – кільцевий контур з віссю z в області $z > 0$, що проходить через точку $P \notin M$ (рис. 1); $d\vec{l}_P$ – елемент контура l ; $d\vec{l}_P = dl_P \vec{1}_{\Psi}$.

Єдина, що не дорівнює нулю, радіальна проекція індукції магнітного поля на плоскій граничній поверхні при $I = 1$

$$B_{rG}(r, 0) = - \left. \frac{\partial G_A}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\mu_0 k_1 z_M}{2\pi \sqrt{r^3 r_M}} \left[K_1(k_1) - \left(1 + 2 \frac{r_M r}{r_{MP}^2} \right) E_1(k_1) \right], \quad (6)$$

де r_{MP} – відстань між точками M і P (рис. 1).

На рис. 2 a показано силові лінії магнітного поля (криві 1–5) та розподіл індукції магнітного поля (крива 6) на плоскій границі $z = 0$, що розраховані за формулами (5) і (6) при $r_M^* = 1, z_M^* = 0,5$. Для кривої 1 прийнято $G_{\Phi}^* = 0,2$; 2 – 0,4; 3 – 0,6; 4 – 0,8; 5 – 1,0.

$$\oint_{l_1} \eta(M) G_{\Phi}(P, M) dl_M = \Phi_0, \tag{9}$$

де l_1, Φ_0 – контур профілю соленоїда (силова лінія) та стала, що відповідна цьому контуру; dl_M – елемент контуру, $l_1, M \notin l_1$.

Ядром рівняння (9) є функція Гріна, що дає змогу, на відміну від рівняння зі звичайним ядром [3], виключити твірну границі $z = 0$ з області визначення $\eta(M)$. Це значно зменшило порядок системи алгебраїчних рівнянь, за допомогою якої було апроксимовано та чисельно розв’язано рівняння, що розглядається. Зрозуміло, що шукана функція $\eta(M)$ має задовольняти умові

$$\oint_{l_1} \eta(M) dl_M = \sum_{k=1}^{k=n} I_k, \tag{10}$$

що була використана для перевірки правильності й точності цього розв’язку. Після знаходження $\eta(M)$ розподіл індукції магнітного поля на поверхні $z = 0$ розраховуємо за формулою

$$B_r(r, 0) = \oint_{l_1} \eta(M) B_{rG}(r, 0) dl_M. \tag{11}$$

На рис. 2 б та 4 б показано розподіли $\eta^*(M)$ вздовж контурів профілів соленоїдів (силові лінії 3 на рис 2 а та 4 а), що отримано чисельним розв’язком рівняння (9) та розгорнуто на осях абсцис ($\eta^*(M) = \eta(M)l_0/I$). На форму цих розподілів впливає сумісна дія ефекту близькості та кільцевого ефекту. Розрахунки, виконані за формулою (11) для соленоїда на рис. 4 а та наведені у таблиці, показали, що відносні розбіжності ξ між заданими й отриманими значеннями індукції магнітного поля на границі $z = 0$ не перевищують $\sim(0,1...0,5) \%$ залежно від N (N – число елементарних ділянок контура l_1 при чисельному розв’язку (9)). Значення інтегралу лівої частини (10) для використаних N дорівнюють $2,0054I$ і $2,0014I$ (теоретичне значення $2I$). Наведені дані підтверджують правильність методу.

Зрізом верхньої частини профіль соленоїда було спрощено (відрізок прямої BG на рис. 4 а). Розрахунки показали, що для “зрізаного” профілю майже на усьому розподілі індукції (рис. 3 в, крива 1) ξ не набагато більше 2 %. Зауважимо, що функції Гріна можна визначити також невласними інтегралами від складних виразів, що містять циліндричні функції [9].

Висновки. 1. Контур профілю масивного одновиткового соленоїда, що створює заданий розподіл індукції плоскомеридіанного імпульсного магнітного поля на плоскій поверхні провідника при різкому поверхневому ефекті, може бути визначено за допомогою функції Гріна та силових ліній магнітного поля системи співвісних кільцевих елементарних провідників зі струмами, що розташована над ідеально надпровідним півпростором.

2. Варіацією числа, місця розташування кільцевих провідників та струмів, що в них протікають, можна віднайти такий профіль соленоїда, для якого розбіжності між заданим і отриманим розподілами індукції на поверхні провідника будуть достатньо малими.

3. Для зменшення витрати матеріалів та спрощення виготовлення верхня час-

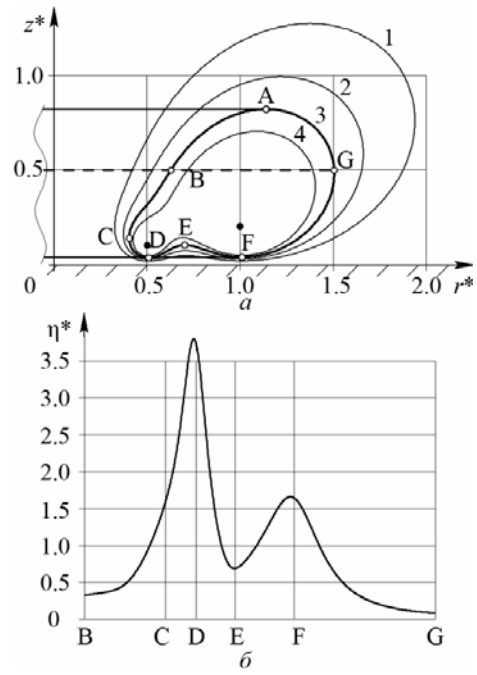


Рис. 4

r^*	Задане значення $B^*(r^*, 0)$	Розрахунок за формулою (11)			
		$N = 304$		$N = 1552$	
		$B^*(r^*, 0)$	$\xi, \%$	$B^*(r^*, 0)$	$\xi, \%$
0,05	-0,0690	-0,0690	0,1261	-0,0690	0,0271
0,25	-0,5031	-0,5037	0,1362	-0,5034	0,0697
0,45	-2,7101	-2,7173	0,2657	-2,7131	0,1106
0,50	-3,2612	-3,2730	0,3619	-3,2652	0,1214
0,55	-2,5747	-2,5843	0,3757	-2,5772	0,0978
0,75	-0,9421	-0,9446	0,2648	-0,9426	0,0518
0,95	-1,5451	-1,5527	0,4925	-1,5468	0,1089
1,00	-1,5851	-1,5935	0,5290	-1,5871	0,1220
1,05	-1,4470	-1,4543	0,5046	-1,4487	0,1183
1,30	-0,4087	-0,4095	0,1899	-0,4089	0,0531
1,50	-0,1621	-0,1622	0,0977	-0,1622	0,0486

тина точного профілю соленоїда може бути зрізана. При цьому відносна розбіжність між заданим та отриманим після зрізу соленоїда розподілами індукції не перевищує декількох відсотків.

1. Белый И.В., Фертик С.М., Хименко Л.Т. Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов. Харьков: Вища школа, 1977. 168 с.
2. Лагутин А.С., Ожогин В.И. Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте. Москва: Энергоатомиздат, 1988. 192 с.
3. Михайлов В.М. Продолжение магнитного потока и потенциала плоскомеридианных полей с плоской поверхности. *Электричество*. 2002. № 10. С. 58–64.
4. Коновалов О.Я., Михайлов В.М., Петренко Н.П. Решение задачи продолжения магнитного поля с цилиндрической поверхности при помощи функции Грина. *Технічна електродинаміка*. 2016. № 5. С. 11–13.
5. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т.1. Москва: ИЛ, 1958. 931 с.
6. Смайт В. Электростатика и электродинамика. Москва: ИЛ, 1954. 604 с.
7. Бинс К., Лауренсон П. Анализ и расчет электрических и магнитных полей. Москва: Энергия, 1970. 376 с.
8. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции (формулы, графики, таблицы). Москва: Наука, 1968. 344 с.
9. Михайлов В.М. Функції Гріна плоскомеридіанних електричних та магнітних полів над плоскою граничною поверхнею. *Технічна електродинаміка*. 2018. № 4. С. 5–9

УДК 621.3

В.М. Михайлов, докт. техн. наук, **Н.П. Петренко**

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»,
ул. Кирпичева, 2, Харьков, 61002, Украина

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ СОЛЕНОИДА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕ ПРОВОДНИКА

Развит метод продолжения магнитного потока при помощи системы соосных кольцевых элементарных проводников с токами и соответствующей функции Грина применительно к плоской граничной поверхности. Получены функции Грина плоскомеридианного магнитного поля системы кольцевой элементарный проводник с током - идеально сверхпроводящее полупространство. Приведены примеры определения профилей массивных одновитковых соленоидов, создающих на плоской поверхности проводника заданное распределение индукции импульсного магнитного поля при резком поверхностном эффекте. Выполнена проверка соответствия полученных профилей заданным граничным распределениям поля. Исследовано влияние среза верхней части профиля соленоида на распределение индукции магнитного поля на граничной поверхности. Библи. 9, рис. 4, таблица.

Ключевые слова: продолжение магнитного потока, функция Грина, импульсное магнитное поле, профиль массивного соленоида, резкий поверхностный эффект.

V.M. Mykhailov, M.P. Petrenko

National Technical University “Kharkiv polytechnic institute”,
2, Kyrpychova str., Kharkiv, 61002, Ukraine

DETERMINATION OF SOLENOID PROFILE FOR GENERATING PULSED MAGNETIC FIELD ON FLAT CONDUCTOR BOUNDARY

Method of magnetic flux continuation using system of coaxial annular elementary conductors with currents and corresponding Green's function applied to flat boundary surface is developed. Green's functions for axisymmetric magnetic field of system of annular elementary conductor – perfectly superconducting half-space are received. Samples of determination of massive single-turn solenoids, which generating given magnetic induction distribution on flat surface of conductor with sharp skin effect are given. Conformity check of received profiles to given boundary field distributions is implemented. Influence of profile top part cut on magnetic induction distribution is investigated.

References 9, figures 4, table.

Key words: magnetic flux continuation, Green's function, pulsed magnetic field, massive solenoid profile, sharp skin effect.

1. Belyi I.V., Fertik S.M., Khimenko L.T. Electromagnetic Metal Forming Handbook. Kharkov: Vyshcha Shkola, 1977. 168 p. (Rus)
2. Lagutin A.S., Ozhogin V.I. Strong pulsed magnetic fields in physical. Moskva: Energoatomizdat, 1988. 192 p. (Rus)
3. Mikhailov V.M. Continuation of magnetic flux and potential of flat meridian fields from flat surface. *Elektrichestvo*. 2002. No 10. P. 58–64. (Rus)
4. Konovalov O.Ya., Mikhailov V.M., Petrenko M.P. Solution of the problem of the magnetic field continuation from cylindrical surface by using Green's function. *Tekhnichna Elektrodynamika*. 2016. No 5. P. 11–13. (Rus)
5. Mors F.M., Feshbakh G. Methods of theoretical physics. Vol. 1. Moskva: Inostrannaia Literatura, 1958. 931 p. (Rus)
6. Smite V. Electrostatics and Electrodynamics. Moskva: Inostrannaia Literatura, 1954. 604 p. (Rus)
7. Bins K., Laurenson P. Analysis and calculation of electric and magnetic fields. Moskva: Energiia, 1970. 376 p. (Rus)
8. Yanke E., Emde F., Lesh F. Special functions (formulas, graphs, tables). Moskva: Nauka, 1968. 344 p. (Rus)
9. Mikhailov V.M. Green's functions of axisymmetric electric and magnetic fields above flat boundary surface. *Tekhnichna elektrodynamika*. 2018. No 4. P. 5–9. (Ukr)

Надійшла 02.03.2018
Received 02.03.2018