

Izračun magnetnega polja okrog dolgih prevodnih nemagnetnih zaslonov

Edi Bulić

Univerza v Ljubljani, Fakulteta za elektrotehniko, Tržaška 25, 1000 Ljubljana, Slovenija
E-pošta: edi.bulic@fe.uni-lj.si

Povzetek. Predstavljena je numerična metoda za izračun kvazistatičnega magnetnega polja v okolici dolgih prevodnih nemagnetnih zaslonov, ki so nameščeni ob ravnih vodnikih s harmoničnimi toki kot viri primarnega polja. Njihov namen je zmanjšati gostoto magnetnega polja v določenem delu prostora. Učinkovitost zastiranja se vrednoti s primerjavo primarnega in celotnega polja. Izračun polja temelji na predhodni določitvi vrtničnih tokov v zaslonih oziroma na rešitvi integralske enačbe, kateri so pridružene še enačbe, ki izhajajo iz načinov električnega povezovanja zaslonov. Dobljen sistem sklopljenih integralskih enačb rešujemo z momentno metodo, numerični rezultati polja in ocene zastiranja pa so primerljivi z meritvami in analitičnimi ocenami iz literature. Metoda omogoča pregled nad učinki zastiranja in pomeni primerno orodje za dizajniranje zaslonov.

Ključne besede: magnetno zaslanjanje, vrtnični toki, integralske enačbe, momentna metoda

Computation of the Magnetic Field around Long Conducting Nonmagnetic Shields

Extended abstract. A numerical method for computation of the quasi-static magnetic field in the vicinity of long conducting nonmagnetic shields placed around straight wires is presented. The primary magnetic field source are time-harmonic currents in wires. The purpose of the shields is to reduce the magnetic flux density in a particular region. The shielding efficiency can be determined by a comparison of the primary and total field. The calculation of the field is based on a preceding determination of eddy-currents. This determination is accomplished by solving the integral equation and the associated equations that describe how the shields are connected. The system of coupled integral equations is solved by the moment method. The numerical results for the field are comparable with measurements and analytical estimations from literature. The method provides a good insight into the effectiveness of shielding and is a suitable tool for designing the shields.

The method is based on the expression of the magnetic vector potential by the Green's function in 2D, on relation between the eddy-current density and electric field intensity in the conducting cylinders, and on preparation of the needed integral equations. Four cases are numerically investigated in the paper. The first one considers the comparison of the numerical results and analytical solution for a cylindrical shield surrounding a pair of wires (Figs. 2 and 3). The second one is designed for the comparison of the results of the numerical method with the analytical estimation for an exceedingly wide flat shield above the wire (Figs. 5 and 4). The third case deals with a flat shield above a pair of conductors and presents a comparison of the numerical results with the results of the measurement and with the analytical estimation by the hybrid method (Figs. 5 and 6). The last case deals with the effect of parts of a three-piece shield and intends to reveal the possibilities of an efficient shield designing (Figs. 7, 8, and 9).

Key words: magnetic shielding, eddy-currents, integral equa-

tions, moment methods

1 Uvod

Potrebe po zaslanjanju magnetnega polja narekujejo kriteriji elektromagnetne kompatibilnosti in standardi za neionizirajoča sevanja. Zmanjšanje motečega magnetnega polja v določenem območju se v praksi doseže s prestavljanjem virov ali z nameščanjem zaslonov [1, 2]. Kadar na vire polja ni mogoče vplivati, ostajajo zasloni edini izhod. Njihovo učinkovitost pogojujejo specifična prevodnost, položaj, oblika, debelina in električne povezave. Za dobro dizajniranje zaslonov je očitno potrebna ustrezna metoda, ki omogoča izračun polja in oceno zastiranja.

Opravimo kratek pregled metod, ki se uporabljajo za analizo zastiranja magnetnega polja s pomočjo prevodnih nemagnetnih zaslonov. Klasične so različne analitične ocene; kot takšne so računsko hitre in preproste, imajo pa žal, zaradi privzetkov in poenostavitev, omejeno področje uporabnosti [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]. Pomanjkljivostim so kos primerne numerične metode. V elektromagnetiki zelo uveljavljena metoda končnih elementov [10] se zaradi odprtih mej in tankih zaslonov ne izkaže kot najbolj primerna, saj zahteva veliko elementov, to pa velik spomin in dolgo računanje; v literaturi jo zasledimo praviloma v vlogi verifikacije kakšnega drugega

pristopa [8, 9, 11]. Nekaj podobnega velja tudi za metodo končnih razlik [12].

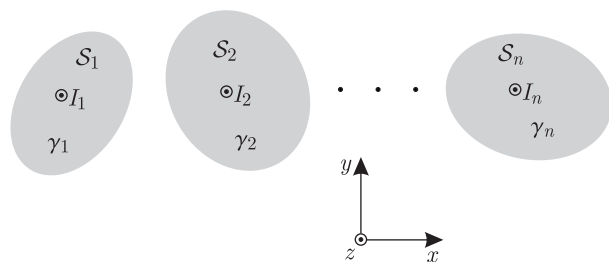
Navedene težave v znatni meri zaobide integralska metoda [13], ki temelji na določitvi induciranih vrtničnih tokov v zaslonih; ti so namreč neposredno odgovorni za perturbacijo primarnega magnetnega polja [2, 11]. Ker se pri tej metodi vrši le diskretizacija zaslonov, je potrebno število neznank bistveno manjše. Omenjeno metodo smo uporabili tudi v tem članku, s tem da smo jo zastavili nekoliko širše: da omogoča analizo različnih električnih povezovanj med zasloni in povezav zaslonov z zemljo ter analizo povratnih učinkov zaslonov na primarne vire polja.

2 Opredelitev problema

Problematika je prikazana na primeru, ki je v praksi elektromagnetne kompatibilnosti zelo pogost: da imamo opraviti s snopom vzporednih vodnikov s harmoničnimi toki industrijske frekvence 50 Hz kot viri primarnega magnetnega polja, zaradi katerega se izkazuje potreba po njegovem zastiranju. Učinek senčenja polja dosežemo z namestitvijo ustrezno oblikovanih prevodnih zaslonov (slika 1), ki so ponavadi daljši in kot takšni opravičujejo analizo v 2D geometriji.

Vodnike in zaslone (valje, cilindre) bomo obravnavali z isto metodologijo. Preseki valjev naj so S_1, S_2, \dots, S_n , unija njih pa S ; specifične električne prevodnosti naj so $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_n$, inducirani ali vsiljeni toki v cilindrih pa I_1, I_2, \dots, I_n . Dolžina strukture bodi l .

Analizo bomo opravili v frekvenčnem prostoru; poljske količine bomo razumeli kot kompleksne, nizkofrekvenčno elektromagnetno polje pa kot kvazistatično [14, razdelek 3.3].



Slika 1. Presek splošne strukture zaslonov in vodnikov
Figure 1. Cross-section of a general structure of shields and wires

V literaturi zasledimo različne definicije cenilk, ki se uporabljajo za vrednotenje učinkov zastiranja; tu smo izbrali tako imenovan faktor zastiranja s_B , ki je v splošni točki T definiran z razmerjem absolutnih vrednosti vektorjev gostot magnetnega pretoka primarnega (\mathbf{B}_0) in celotnega polja (\mathbf{B}):

$$s_B(T) = \frac{|\mathbf{B}_0(T)|}{|\mathbf{B}(T)|}. \quad (1)$$

3 Teorija

Izbrana numerična metoda je primerna za analizo nemagnetnih prevodnih cilindrov in temelji na rešitvi integralske enačbe za gostoto vrtničnih tokov $\mathbf{J} = \mathbf{e}_z J_z$ v njih; izpeljavo te in dodatnih enačb predstavljamo v nadaljevanju.

Vzdolžno komponento vektorskega magnetnega potenciala tokov v cilindrih izrazimo z integralom produkta tokovne gostote in logaritemske funkcije, ki je v vlogi Greenove funkcije v 2D [14, razdelek 8.1]:

$$A_z(T) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int_S J_z(T') \ln \overline{TT'} ds', \quad (2)$$

T in T' sta splošna in integracijska točka, $\overline{TT'}$ pa je razdalja med njima. Gostota toka je v linearni prevodni snovi sorazmerna električni poljski jakosti \mathbf{E} , ki jo določata vektorski magnetni in skalarni električni potencial:

$$J_z(T) = \gamma(T) E_z(T) = -j\omega\gamma(T) A_z(T) - \gamma(T) \frac{\partial V(T)}{\partial z}. \quad (3)$$

γ je specifična električna prevodnost, j je imaginarna enota in ω je krožna frekvenca. Odvod $\partial V(T)/\partial z$ je v kvazistatičnih razmerah enak kvocientu $-U(T)/l$, v katerem je $U(T)$ padec električnega potenciala na dolžini l med začetkom in koncem cilindra in ima v posameznih cilindrih na splošno različne vrednosti. Za gostoto toka dobimo enačbo:

$$J_z(T) = -j\omega\gamma(T) A_z(T) + \gamma(T) \frac{U(T)}{l}. \quad (4)$$

Po vstavitvi potenciala (2) v enačbo (4) sledi integralna enačba za gostoto toka v cilindrih,

$$\frac{J_z(T)}{\gamma(T)} - \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \int_S J_z(T') \ln \overline{TT'} ds' - \frac{U(T)}{l} = 0. \quad (5)$$

Poleg gostote toka so neznanke tudi padci potencialov U_1, U_2, \dots, U_n v cilindrih. Za končno rešitev potrebujemo torej še n enačb. Te pridobimo glede na električne povezave med cilindri in povezave teh do zemlje [15, razdelek 3.20].

Če je j -ti cilindar zaslon, ki je obojestransko odprt ali le enostransko ozemljen, je tok I_j vzdolž njega enak nič:

$$\int_{S_j} J_z(T') ds' = 0. \quad (6)$$

Če je zaslon dvostransko ozemljen, je toku odprta pot skozi zemljo. Če je skupna impedanca ozemljitev Z_{gj} , je potencialna razlika U_j v tem cilindru naslednja:

$$Z_{gj} \int_{S_j} J_z(T') ds' = U_j. \quad (7)$$

Pri idealni dvostranski ozemljitvi je potencialna razlika med začetkom in koncem cilindra enaka nič in jo kot takšno v enačbi (5) tudi razumemo.

V vodnikih, ki so viri primarnega polja, so toki praviloma znani: za npr. k -ti vodnik z znanim tokom I_k velja

$$\int_{S_k} J_z(T^l) ds' = I_k. \quad (8)$$

Zaslone so lahko med seboj tudi električno povezani. Če sta npr. j -ti in i -ti zaslon električno povezana na začetkih in koncih, imata na dolžini l enaki potencialni razliki ($U_j = U_i$), za gostote tokov v njiju pa velja enačba

$$\int_{S_j \cup S_i} J_z(T^l) ds' = 0. \quad (9)$$

Sklenimo. Za rešitev integralske enačbe (5) potrebujemo dodatne enačbe: te so tipa (6), (7), (8) in/ali (9) in izhajajo iz načinov povezav in priključitev cilindrov. Skupaj z njimi pridobimo sistem sklopljenih integralskih enačb za gostote vrtničnih tokov in padce potencialov v cilindrih.

Sistem integralskih enačb smo reševali z momentno metodo: gostoto tokov v cilindrih smo iskali v prostoru impulznih funkcij, pri tem pa smo te iste izbrali tudi kot testne. Da je numerična napaka še sprejemljiva, je treba mrežo impulznih funkcij izbrati dovolj gosto, da korak mreže ne preseže polovice vdorne globine.

4 Numerični rezultati

4.1 Oklopljen dvovod

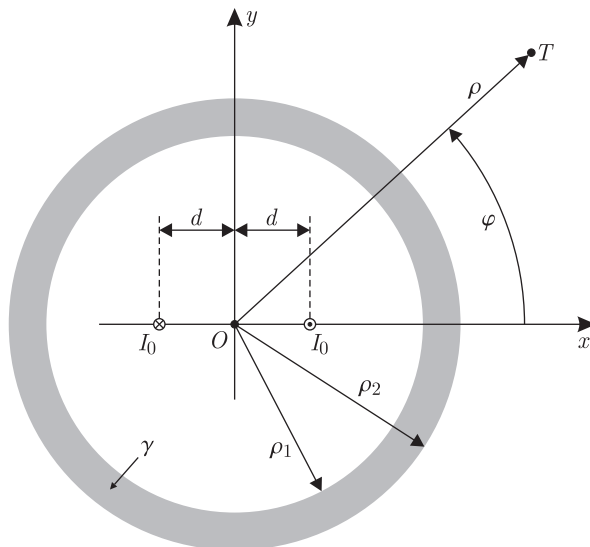
Primer dvovoda tankih žic znotraj cevnege zaslona, ki ima v preseku obliko krožnega kolobarja (slika 2), je analitično rešljiv [2]. Nastavki v obliki neskončnih vrst sledijo iz Poissonove enačbe za vektorski magnetni potencial v valjnem koordinatnem sistemu po metodi ločitve spremenljivk:

$$A_z(\rho, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \cos((2n-1)\varphi) \left(C_{1,n} \rho^{2n-1} + \frac{\mu_0 I_0}{\pi} \frac{1}{(2n-1)2^{2n-1}} \left(\frac{2d}{\rho} \right)^{2n-1} \right), \quad \rho < \rho_1 \quad (10a)$$

$$A_z(\rho, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \cos((2n-1)\varphi) \left(C_{2,n} H_{2n-1}^{(1)}(k\rho) + C_{3,n} H_{2n-1}^{(2)}(k\rho) \right), \quad \rho_1 \leq \rho \leq \rho_2 \quad (10b)$$

$$A_z(\rho, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \cos((2n-1)\varphi) C_{4,n} \rho^{-(2n-1)}, \quad \rho > \rho_2, \quad (10c)$$

kjer so $H_{2n-1}^{(1)}$ in $H_{2n-1}^{(2)}$ Hankelove funkcije prve oziroma druge vrste reda $(2n-1)$, $k = \sqrt{-j\omega\mu_0\gamma}$ pa je difuzijska konstanta zaslona. Konstante $C_{1,n}$, $C_{2,n}$, $C_{3,n}$ in $C_{4,n}$, $n = 1, 2, \dots$ se določi iz zveznosti tangencialnih komponent magnetne in električne poljske jakosti na površinah zaslona. Zaradi hitre konvergence vrst v aktualni bližini zaslona smo pri izračunu upoštevali le prvih deset členov.



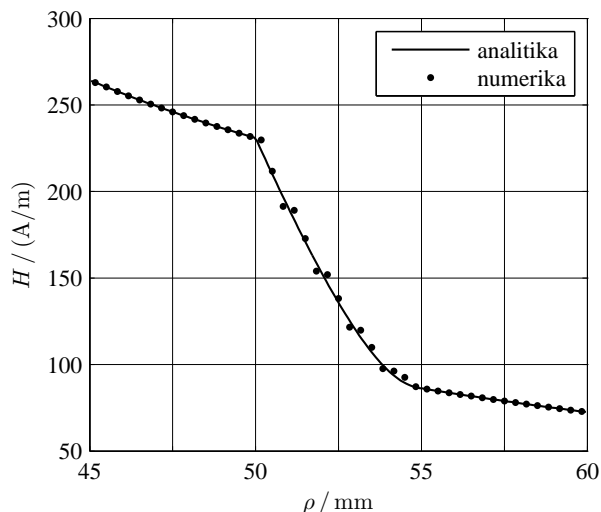
Slika 2. Dvovod v cevnege zaslonu, ki ima presek v obliki krožnega kolobarja
Figure 2. Bifilar pair of conductors inside a cylindrical shield

Na sliki 3 je podana primerjava radialnih odvisnosti absolutne vrednosti magnetne poljske jakosti po analitični in izbrani numerični poti pri kotu $\varphi = \pi/4$. Pri tem sta toka v vodnikih dvovoda vzeta kot linijska. Številski podatki so $I_0 = 100$ A, $f = 50$ Hz, $2d = 30$ mm, $\rho_1 = 50$ mm, $\rho_2 = 55$ mm in $\gamma = 30,5$ MS/m (aluminij). Omembe vredno odstopanje (do 3,60 %) je opaziti le znotraj zaslona ($\rho_1 < \rho < \rho_2$), ki pa za samo zastiranje niti ni pomembno.

4.2 Zelo širok raven zaslon

Obravnavali smo primer dvostransko idealno ozemljenega in zelo širokega zaslona širine w in debeline t , ki je nameščen na višini y_C nad žico (podobno kot je to na sliki 5, le da je namesto žice ena sama, ki leži v osi z). Če je zaslon res zelo širok, moremo za primerjavo uporabiti analitično rešitev za primer "neskončno" razsežnega, ki se izraža s Fourierjevim integralom, kot na primer v [16, 7]. Za z -komponento A_z magnetnega potenciala nad zaslonom dobimo

$$A_z(x, y > y_C + t) = \int_0^{\infty} f(\xi) e^{-\xi y} \cos(\xi x) d\xi. \quad (11)$$



Slika 3. Prikaz radialnih odvisnosti absolutnih vrednosti magnetnih poljskih jakosti za primer dvovoda v cevnem zaslonu, izračunanih po analitični in numerični metodi
Figure 3. Radial dependence of the absolute values of the magnetic field intensity calculated analytically and numerically for a cylindrical shield surrounding a pair of conductors

Funkcija $f(\xi)$ sledi iz mejnih pogojev za tangencialni komponenti poljskih jakosti na spodnji in zgornji površini zaslona in se izraža v naslednji obliki:

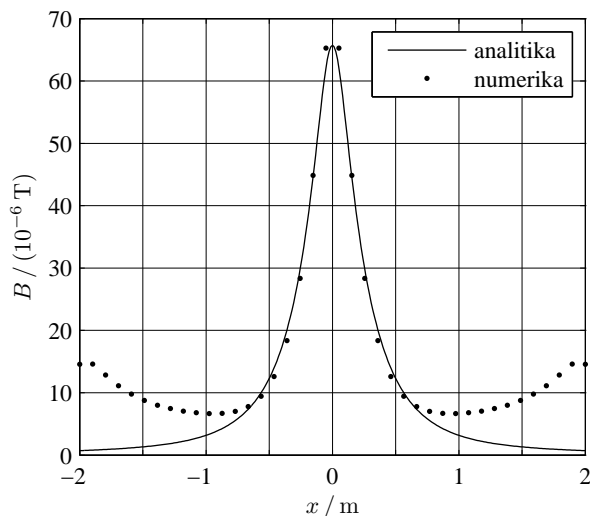
$$f(\xi) = \frac{I_0 \mu_0}{\pi} \sqrt{\xi^2 - k^2} e^{t\xi} \cdot \left(2\xi \sqrt{\xi^2 - k^2} \cosh\left(t\sqrt{\xi^2 - k^2}\right) + (2\xi^2 - k^2) \sinh\left(t\sqrt{\xi^2 - k^2}\right) \right)^{-1}. \quad (12)$$

Za potrebe numerične določitve gostote magnetnega polja smo Fourierjev določen integral (11) računali pri zgornji meji 10^4 .

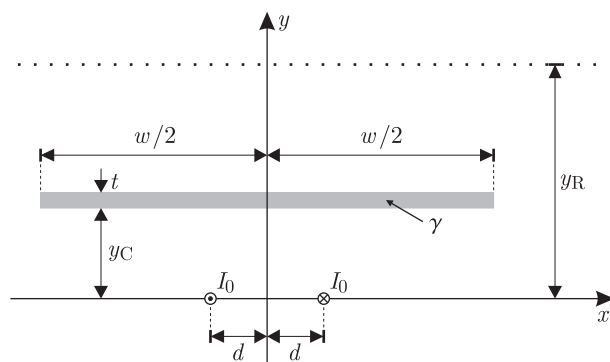
Na sliki 4 so podane absolutne vrednosti gostote magnetnega pretoka nad zaslonom na višini $y_R = 15$ cm nad žico, ki so pridobljene z numerično metodo in z analitično aproksimacijo. Številski podatki za ta primer so bili: $I_0 = 100$ A, $f = 50$ Hz, $t = 1,2$ mm, $y_C = 5$ cm, $w = 4$ m in $\gamma = 30,5$ MS/m. V območju najmočnejšega polja je ujemanje solidno, vstran pa prihaja do odstopanja analitične aproksimacije, saj ta ne upošteva dane širine zaslona.

4.3 Raven zaslon

V delu [9] je predstavljena hibridna metoda za izračun učinka zastiranja ravnega kovinskega zaslona (slika 5). Ta analitična aproksimacija za magnetno polje izza zaslona združuje izraz za prodiranje polja skozi "neskončno" širok zaslon in izraz za prepuščanje okrog končno širokega.



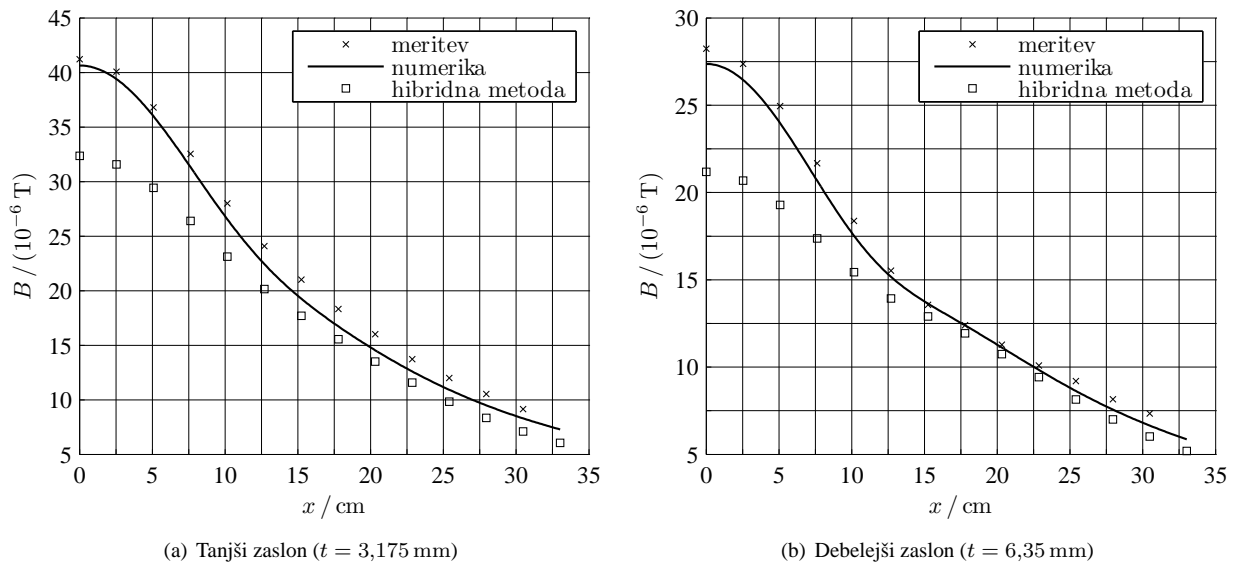
Slika 4. Primerjava absolutnih vrednosti gostot magnetnega pretoka nad širokim ravnim zaslonom, ki je nad vodnikom, izračunanih po numerični metodi in po analitični aproksimaciji
Figure 4. Comparison of the absolute values of the magnetic flux density calculated numerically and with the analytical approximation above an exceedingly wide flat shield placed above the wire



Slika 5. Raven zaslon nad dvovodom
Figure 5. Flat shield above a pair of conductors

Frix in Karady sta opravila meritve magnetnega polja nad takšnima, na koncih odprtima zaslonoma [2]. Prvi je imel debelino $t = 3,175$ mm, prevodnost $\gamma = (10^3/36,99)$ MS/m, gostoto magnetnega pretoka pa sta merila na višini $y_R = 14,13$ cm. Drugi zaslon je imel debelino $t = 6,35$ mm, prevodnost $\gamma = (10^3/45)$ MS/m, gostoto pa sta merila na višini $y_R = 14,45$ cm. Drugi številski podatki so bili: $I_0 = 100$ A, $f = 60$ Hz, $y_C = 6,35$ cm, $2d = 7,62$ cm in $w = 30,48$ cm.

Na sliki 6 smo primerjalno prikazali rezultate meritev in rezultate hibridne ter numerične metode. Povprečje absolutnih vrednosti relativnega odstopanja od meritev je bilo pri numerični metodi ($|\epsilon_r|_{sr.} \doteq 5,1\%$) trikrat manjše kot pri hibridni ($|\epsilon_r|_{sr.} \doteq 16,2\%$).



Slika 6. Primerjava absolutnih vrednosti gostot magnetnega pretoka nad ravnim aluminijastim zaslonom nad dvovodom, pridobljenih z meritvijo in s hibridno ter numerično metodo

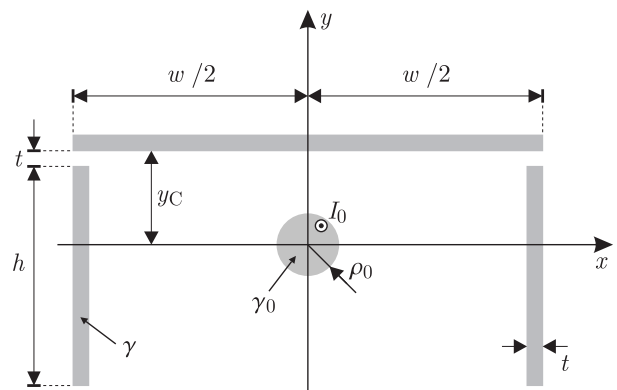
Figure 6. Comparison of the absolute values of the magnetic flux density calculated numerically, with the hybrid method, and measured above the flat aluminum shield placed above the pair of conductors

4.4 Sestavljeni zasloni

Ustrezen prikaz rezultatov numeričnega izračuna magnetnega polja daje vpogled v učinke zastiranja in pomaga pri dizajniranju zaslonov. Za demonstracijo možnosti smo izbrali dve konfiguraciji (slika 7): prva je enodelni zaslon (brez stranskih dveh), druga pa je tridelni zaslon, kot je prikazan na sliki. Pri obeh konfiguracijah so zasloni dvostransko idealno ozemljeni. Primarni vir polja je tok $I_0 = 100$ A frekvence $f = 50$ Hz v bakrenem vodniku polmera $\rho_0 = 2$ cm in specifične prevodnosti $\gamma_0 = 56,5$ MS/m. Širini rež in debelina zaslonov iz aluminija specifične prevodnosti $\gamma = 30,5$ MS/m so $t = 1$ cm, širina zgornjega je $w = 30$ cm, višina stranskih je $h = 18$ cm in dvig $y_C = 7$ cm.

Na sliki 8 so prikazane gostotnice magnetnega polja z enakimi vmesnimi pretoki v trenutku 0 s (črtkaste so gostotnice primarnega polja). Pri enodelnem zaslonu se v njem inducira tok $I \doteq -(82,20 + j5,35)$ A (slika 8(a)), v primeru tridelnega pa tok $I \doteq -(96,49 + j3,51)$ A (slika 8(b)). V prvem, še posebno pa v drugem primeru je induciran tok tako rekoč nasproten primarnemu toku, kar še dodatno potrjuje, zakaj se polje za zaslonom tako izdatno zmanjša.

Slika 9 prikazuje porazdelitev faktorja zaslanjanja. Ko dodamo še stranska zaslona, se zaslanjanje izdatno izboljša povsod in ne le za slednjima.

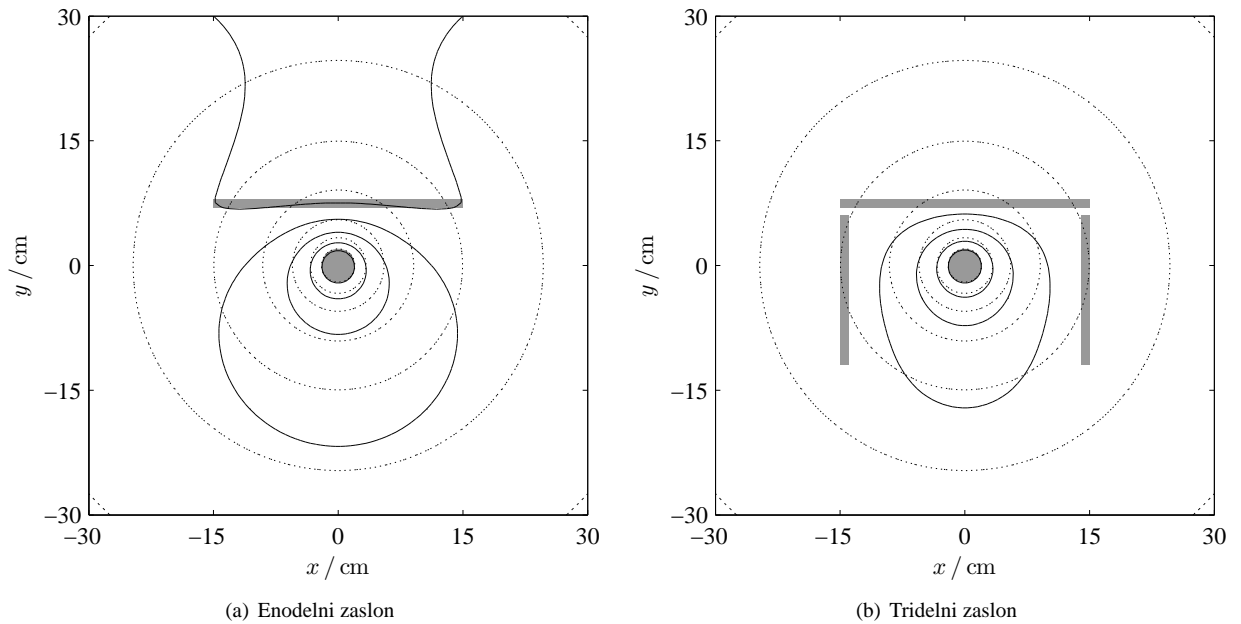


Slika 7. Sestavljen zaslon ob/nad tokovodnikom krožnega preseka

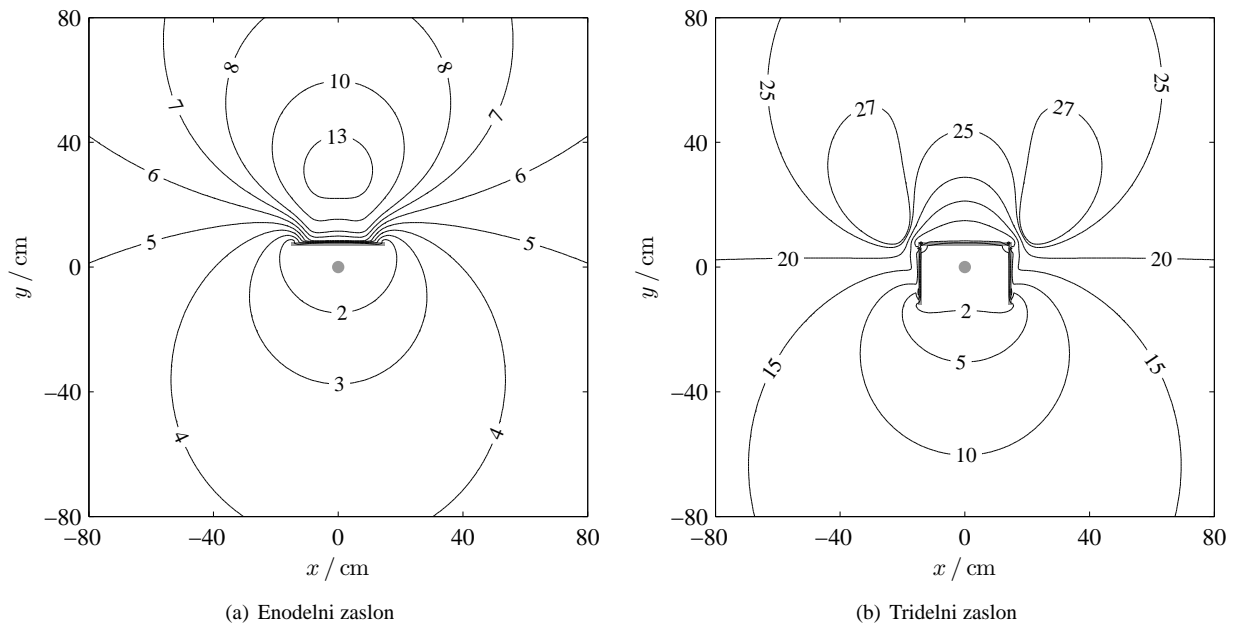
Figure 7. Compound shield around/above a circular cross-section conductor

5 Sklep

Iz primerjave rezultatov predstavljene numerične metode z drugimi sklepamo, da so njeni rezultati verodostojni in da je prikaz polja v okolici zaslonov primerna podlaga za učinkovito dizajniranje tudi v specifičnih razmerah. Metoda ne postavlja omejitev glede oblike in števila zaslonov ter morebitnih povezovanj med njimi in zemljo. Metoda (v mejah kvazistatičnosti) tudi nima frekvenčne omejitve; omejitev so le vdorna globina in gostota mreže impulznih funkcij ter zmogljivost računalnika. Posebno pozornost bi potrebovala še možnost analiziranja povratnega učinka na vodnik, kakršen je bil vključen v zadnji primer, in električnih povezav, česar v literaturi ni za-



Slika 8. Gostotnice magnetnega polja za primer enodelnega in tridelnega zaslona ob/nad tokovodnikom krožnega preseka. Črtkaste linije prikazujejo gostotnice primarnega polja.
 Figure 8. Magnetic flux lines in the case of one-piece or three-piece shield around/above the circular cross-section conductor. Dashed lines represent magnetic flux lines of the primary field.



Slika 9. Faktor zastiranja okoli enodelnega in tridelnega zaslona ob/nad tokovodnikom krožnega preseka
 Figure 9. Shielding factor around the one-piece or three-piece shield placed around/above the circular cross-section conductor

slediti. Predstavljena metoda se glede na omenjena dejstva kaže kot ena bolj splošnih in primernih za analizo senčenja s prevodnimi nemagnetnimi zasloni.

6 Literatura

- [1] J. F. Hoburg. "A Computational Methodology and Results for Quasistatic Multilayered Magnetic Shielding." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 38, no. 1, pp. 92–103, Feb. 1996.

- [2] W. M. Frix and G. G. Karady. "A Circuital Approach to Estimate the Magnetic Field Reduction of Nonferrous Metal Shields." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 39, no. 1, pp. 24–32, Feb. 1997.
- [3] R. B. Schulz, V. C. Plantz, and D. R. Brush. "Shielding Theory and Practice." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 30, no. 3, pp. 187–201, Aug. 1988. Originally published in *Proc. 9th Tri-Service Conf. on Electromagnetic Compatibility*, Oct. 1963.
- [4] J. R. Harrington and R. B. Schulz. "Design of Minimum Weight and Maximum Effectiveness of Very-Low-Frequency Shielding." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 10, no. 1, pp. 152–157, Mar. 1968.
- [5] P. R. Bannister. "Further Notes for Predicting Shielding Effectiveness for the Plane Shield Case." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 11, no. 2, pp. 50–53, May 1969.
- [6] J. F. Hoburg. "Principles of Quasistatic Magnetic Shielding with Cylindrical and Spherical Shields." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 37, no. 4, pp. 574–579, Nov. 1995.
- [7] R. G. Olsen, M. Istenič, and P. Žunko. "On Simple Methods for Calculating ELF Shielding of Infinite Planar Shields." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 45, no. 3, pp. 538–547, Aug. 2003.
- [8] L. Sandrolini, A. Massarini, and U. Reggiani. "Transform Method for Calculating Low-Frequency Shielding Effectiveness of Planar Linear Multilayered Shields." *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, no. 6, pp. 3910–3919, Nov. 2000.
- [9] M. Istenič. *Zaščita pred magnetnim poljem ekstremno nizkih frekvenc z magnetnimi zasloni končnih dimenzij*. Doktorska disertacija, Fakulteta za elektrotehniko Univerze v Ljubljani, 2003.
- [10] P. P. Silvester and R. L. Ferrari. *Finite Elements for Electrical Engineers*. Cambridge University Press, Cambridge, 1983. Reprinted 1986.
- [11] A. Canova, G. Gruosso, and M. Repetto. "Integral Methods for Analysis and Design of Low-Frequency Conductive Shields." *IEEE Trans. Magn.*, vol. 39, no. 4, pp. 2009–2017, July 2003.
- [12] C.-P. Chang and C.-F. Yang. "A Moment Method Solution for the Shielding Properties of Three-Dimensional Objects Above a Lossy Half Space." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 47, no. 4, pp. 723–730, Nov. 2005.
- [13] P. Silvester. "AC Resistance and Reactance of Isolated Rectangular Conductors." *IEEE Trans. Power App. Syst.*, vol. 86, no. 6, pp. 770–774, June 1967.
- [14] H. A. Haus and J. R. Melcher. *Electromagnetic Fields and Energy*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1989.
- [15] K. L. Kaiser. *Electromagnetic Shielding*. CRC Press, Boca Raton, 2006.
- [16] J. R. Carson. "Wave Propagation in Overhead Wires with Ground Return." *Bell System Technical Journal*, vol. 5, pp. 539–554, Oct. 1926.

Edi Bulić je diplomiral leta 1997 in magistriral leta 2000, oboje na Fakulteti za elektrotehniko v Ljubljani. Od leta 1997 je zaposlen kot asistent na Fakulteti za elektrotehniko v Ljubljani. Raziskovalno se ukvarja z numeričnimi metodami za izračun elektromagnetnega polja.