PŘEKRAČUJEME HRANICE
PRZEKRACZAMY GRANICE
2014—2020

EVROPSKÁ UNIE / UNIA EUROPEJSKA
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO

Projekt jest współfinansowany ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego oraz z budżetu państwa RP "Przekraczamy Granice"

GREENŮV TENZOR V MATERIÁLOVÝCH VĚDÁCH

Jaroslav VLČEK, Petr OTIPKA
VŠB – Technická univerzita Ostrava

1 ÚVOD

Studium magnetooptické aktivity absorbujících nanostruktur obsahujících ušlechtilé kovy vyžaduje adekvátní popis radiačních korekcí modifikujících tenzor polarizovatelnosti. Aproximace efektivním prostředím (EMA – *effective medium approximation*) v případě relativní permitivity vytváří vhodné optické vlastnosti kompozitního materiálu, přičemž je nepominutelná role geometrie nanočástic. Velikost a tvar částic mohou být zakomponovány do homogenizační procedury prostřednictvím depolarizačního tenzoru – explicitní řešení tohoto problému umožňuje například metoda silně vázaných dipólů (SCD – *strong-couple-dipole*) [2]. Není-li objem částic zanedbatelný, měla by být vzata v úvahu prostorová extenze Greenova tenzoru [1]. Zatímco výsledky platné pro sférické inkluze jsou relativně známy [3, 4], jiné tvarové varianty nebyly dosud detailně analyzovány. V této práci rozvíjíme uvedenou metodu pro cylindrické kovové nanočástice, pro které je odvozena rozířená forma depolarizačního tenzoru.

Příspěvek je strukturován následovně: v následující sekci je zaveden zobecněný Maxwellův-Garnettův model efektivního prostředí, ve třetí kapitole jsou soustředěny základní proncipy SCD-polarizovatelnosti a aplikovány na cylindrické nanočástice. Numerické výsledky jsou diskutovány v závěrečné části.

2 APROXIMACE EFEKTIVNÍM PROSTŘEDÍM

Uvažujme anizotropní kovové nanočástice o celkovém objemovém podílu f náhodně rozmístěné v anizotropním obklopujícím (hostitelském) prostředí. Částice téže velikosti a stejného tvaru (ne nutně sférické) jsou souhlasně orientovány, jejich charakteristický rozměr předpokládáme velmi malý ve srovnání s vlnovou délkou λ incidentního pole.

Není-li elektrostatická interakce mezi částicemi zanedbatelná, lze tento fakt vzít v úvahu několika způsoby. V našem modelu je použit zobecněný Maxwellův-Garnettův přístup dovolující uvažovat anizotropní materiály a dále i nesférické částice za výše uvedených předpokladů. Chceme-li lze stanovit makroskopickou odezvu kompozitního prostředí jako zestředněný efekt polí jednotlivých dipólů indukovaný v obklopujícím prostředí, lze to provést například na základě Bragg-Pippardova modelu efektivního prostředí [5] s modifikací pro bi-anizotropní případy [6, 7]. Pak lze tenzor relativní permitivity kompozitu $\widehat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{ef}$ zapsat ve tvaru

$$\widehat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{ef} = \widehat{\boldsymbol{\varepsilon}}_h + f(\widehat{\boldsymbol{\varepsilon}}_p - \widehat{\boldsymbol{\varepsilon}}_h)\left[f\mathbf{I} + (1-f)\widehat{\boldsymbol{\alpha}}^{-1}(\widehat{\boldsymbol{\varepsilon}}_p - \widehat{\boldsymbol{\varepsilon}}_h)\right]^{-1} \ , \tag{1}$$

PŘEKRAČUJEME HRANICE
PRZEKRACZAMY GRANICE
2014—2020
EVROPSKÁ UNIE / UNIA EUROPEJSKA
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO
Projekt jest współfinansowany ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego oraz z budżetu państwa RP "Przekraczamy Granice"

kde $\widehat{\varepsilon}_p$, $\widehat{\varepsilon}_h$ značí tenzory relativní permitivity částic a obklopujícího prostředí. Dále je $\mathbf{I}$ jednotková matice a $\widehat{\boldsymbol{\alpha}}$ tenzor polarizovatelnosti kovových částic.

Tento tenzor silně závisí na geometrii částic, a proto má velký význam při odvozaní adekvátního teoretického popisu jejich polarizace. Jsou-li částice například sféroidálního tvaru s osami souhlasnými se souřadným systémem, lze tenzor polarizovatelnosti vyjádřit ve tvaru

$$\widehat{\boldsymbol{\alpha}} = (\widehat{\varepsilon}_p - \widehat{\varepsilon}_h)\left[\widehat{\varepsilon}_h + \widehat{\mathbf{L}}(\widehat{\varepsilon}_p - \widehat{\varepsilon}_h)\right]^{-1}\widehat{\varepsilon}_h \ , \tag{2}$$

kde $\widehat{\mathbf{L}}$ je diagonální depolarizační tenzor – viz [6] a reference tam uvedené. Tenzor $\widehat{\mathbf{L}}$ je symetrický a má reálné komponenty; při vhodné orientaci os se stává diagonálním. Navíc platí $\mathrm{Tr}(\widehat{\mathbf{L}}) = 1$, přičemž třetí diagonální prvek je svázán se zbývajícímu dvěma tak, že

$$\widehat{\mathbf{L}} = diag(L_1, L_2, 1 - L_1 - L_2) \ . \tag{3}$$

Nenulové prvky se nazývají depolarizační faktory.

3 SCD POLARIZOVATELNOST

3.1 Greenův tenzor

Za předpokladu, že polarizace uvnitř částice je rovnoměrná, mohou být radiační korekce zahrnuty do tenzoru polarizovatelnosti. Teoreticky byl tento problém analyzován Lakhtakiou [3], avšak s praktickými důsledky pouze pro sférické částice. Základní principy jím zavedené však nabízejí možnost odvodit tenzor polarizovatelnosti SCD metodou také v jiných případech.

Bez újmy na obecnosti budeme předpokládat homogenní izotropní hostitelské prostředí, pro které $\widehat{\varepsilon}_h = \varepsilon_h\mathbf{I}$. Za předpokladu velmi malých objemů je elektrické pole uvnitř částice konstantní stejně jako tenzor permitivity $\widehat{\varepsilon}$. Incidentní pole $\boldsymbol{E}_0$ o vlnové délce λ, tj. s vlnovým číslem $k_0 = 2\pi/\lambda$, vyvolá uvnitř částice pole o intenzitě $\boldsymbol{E}_{ins}$. Odpovídající řešení vlnové rovnice v anizotropním prostředí lze pro částici o objemu V s polohovým vektorem $\boldsymbol{x}_0$ zapsat jako

$$\boldsymbol{E}_{ins} = \boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{x}_0) + k_0(\widehat{\varepsilon} - \varepsilon_h\mathbf{I})\int_V \widehat{\mathbf{G}}(\boldsymbol{x}_0, \boldsymbol{x})\, dV\, \boldsymbol{E}_{ins} \ . \tag{4}$$

Zobecněná Greenova funkce (Greenův tenzor) $\widehat{\mathbf{G}}$ je řešením rovnice

$$\nabla \times \nabla \times \widehat{\mathbf{G}} - k_0^2\varepsilon_h\widehat{\mathbf{G}} = \delta(\boldsymbol{x}_0 - \boldsymbol{x})\mathbf{I} \ , \tag{5}$$

kde δ reprezentuje Diracovu distribuci a Greenův tenzor má v tomto případě tvar

$$\widehat{\mathbf{G}}(\boldsymbol{x}_0, \boldsymbol{x}) = \left(\mathbf{I} + \frac{1}{k^2}\nabla \otimes \nabla\right) g(\boldsymbol{x}_0, \boldsymbol{x}) \ , \qquad g(\boldsymbol{x}_0, \boldsymbol{x}) = \frac{1}{4\pi}\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}k\|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_0\|}}{\|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_0\|} \ . \tag{6}$$

Zde $k = k_0\sqrt{\varepsilon_h}$ a g značí Greenovu funkci Helmoholzova operátoru $\Delta + k^2$ ve vakuu.

PŘEKRAČUJEME HRANICE
PRZEKRACZAMY GRANICE
2014—2020

EVROPSKÁ UNIE / UNIA EUROPEJSKA
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO

Projekt jest współfinansowany ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego oraz z budżetu państwa RP "Przekraczamy Granice"

Definujeme-li dále zestřednění Greenova tenzoru přes objem částice $\langle\widehat{\mathbf{G}}\rangle$ jako

$$|V|\langle\widehat{\mathbf{G}}\rangle = |V|\,\frac{1}{|V|}\int\limits_V \widehat{\mathbf{G}}(\boldsymbol{x}_0,\boldsymbol{x}')\,dV\,, \tag{7}$$

obdržíme na základě (4) relaci mezi poli $\boldsymbol{E}_{ins}$ and $\boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{x}_0)$,

$$\boldsymbol{E}_{ins} = \left[\mathbf{I} - |V|\langle\widehat{\mathbf{G}}\rangle(\widehat{\varepsilon} - \varepsilon_h\mathbf{I})\right]^{-1}\boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{x}_0)\ . \tag{8}$$

Vynásobením obou stran této rovnice výrazem $\boldsymbol{\varepsilon}-\varepsilon_h\mathbf{I}$ zleva získáme rovnost indukovaných dipólových momentů

$$(\boldsymbol{\varepsilon} - \varepsilon_h\mathbf{I})\boldsymbol{E}_{ins} = (\boldsymbol{\varepsilon} - \varepsilon_h\mathbf{I})\left[\mathbf{I} - |V|\langle\widehat{\mathbf{G}}\rangle(\widehat{\varepsilon} - \varepsilon_h\mathbf{I})\right]^{-1}\boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{x}_0)\ ,$$

kde výraz

$$\langle\widehat{\alpha}\rangle = (\boldsymbol{\varepsilon} - \varepsilon_h\mathbf{I})\left[\mathbf{I} - |V|\langle\widehat{\mathbf{G}}\rangle(\widehat{\varepsilon} - \varepsilon_h\mathbf{I})\right]^{-1}\ . \tag{9}$$

na pravé straně reprezentuje tzv. tenzor SCD polarizovatelnosti.

V popisovaném modelu je objem částic předpokládán sice velmi malý, avšak nikoli zanedbatelný. Integrál (7) přes objem V s hranicí S s jednotkovým vektorem vnější normály $\boldsymbol{n}$ lze pak převést do tvaru [3]

$$|V|\langle\widehat{\mathbf{G}}\rangle = \int\limits_V \left(\widehat{\mathbf{G}} - \widehat{\mathbf{G}}_s\right)dV - \frac{1}{4\pi k^2}\int\limits_S \frac{\boldsymbol{n}\otimes(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_0)}{\|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_0\|^3}\,dS \tag{10}$$

s korekčním členem

$$\widehat{\mathbf{G}}_s = \frac{1}{4\pi k^2}\nabla\otimes\nabla\left(\frac{1}{\|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_0\|}\right)\ . \tag{11}$$

Plošný integrál

$$\widehat{\mathbf{L}} = \frac{1}{4\pi}\int\limits_S \frac{\boldsymbol{n}\otimes(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_0)}{\|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_0\|^3}\,dS \tag{12}$$

je v relaci (10) dominantní; v četných numerických aplikacích se proto vyskytuje pouze tento člen. Ten nezávisí na velikosti objemu, nýbrž je pouze funkcí tvaru oblasti V. Singularita $\boldsymbol{x} = \boldsymbol{x}_0$ může být ve výpočtech eliminována vhodnou transformací souřadného systému, popřípadě lze aplikovat integraci ve smyslu Cauchyho hlavní hodnoty.

3.2 Cylindrické nanočástice

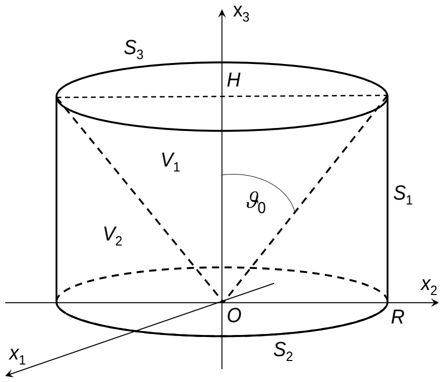
Budeme analyzovat polarizační vlastnosti válcové kovové nanočástice o průměru $d = 2R$ a výšce $h = 2H$ v případě, kdy její osa je rovnoběžná se směrem incidentního pole $\boldsymbol{E}_0$. Základní tvar depolarizačních faktorů odvozený dle (12) je známý [4],

$$L_1 = L_2 = \frac{1}{2}\frac{a}{\sqrt{1+a^2}}\ , \qquad L_3 = 1 - \frac{a}{\sqrt{1+a^2}}\ , \tag{13}$$

kde $a = h/d$ je podíl výšky a průměru částice.

PŘEKRAČUJEME HRANICE
PRZEKRACZAMY GRANICE
2014—2020
EVROPSKÁ UNIE / UNIA EUROPEJSKA
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO
Projekt jest współfinansowany ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego oraz z budżetu państwa RP
"Przekraczamy Granice"

Soustřeďme pozornost na objemový integrál (10), přičemž uvažujeme horní polovinu válce v souřadném systému dle obr. 1. Umístíme-li bez újmy na obecnosti počátek



Obr. 1 Horní polovina cylindrické nanočástice.

Zdroj: vlastní konstrukce

souřadného systému do bodu $\boldsymbol{x}_0$, vedou tenzorové operace v (6) a (11) k těmto výsledkům:

$$G_{ij} = \frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}}{4\pi k^2 r^3}\left[\frac{1}{r^2}x_i x_j(3 - 3\mathrm{i}kr - k^2r^2) - \delta_{ij}(1 - \mathrm{i}kr - k^2r^2)\right] , \tag{14}$$

$$G_{s,ij} = \frac{1}{4\pi k^2 r^3}\left[\frac{3}{r^2}x_i x_j - \delta_{ij}\right] . \tag{15}$$

Půlválec rozdělíme kuželovou plochou $a^2(x_1^2 + x_2^2) = x_3^2$, $0 \le x_3 \le H$, $a = H/R = h/d$ na dvě podoblasti V_1 a V_2 (viz obr. 1) a aplikujeme sférické souřadnice $x_1 = r\cos\varphi\sin\theta,\ x_2 = r\sin\varphi\sin\theta,\ x_3 = r\cos\theta$ s následujícími integračními mezemi:

$$\begin{aligned} V_1 &= \{0 \le \varphi \le 2\pi,\, 0 \le \theta \le \vartheta_0,\, 0 \le r \le H/\cos\theta\} \ , \\ V_2 &= \{0 \le \varphi \le 2\pi,\, \vartheta_0 \le \theta \le \pi/2,\, 0 \le r \le R/\sin\theta\} \ . \end{aligned} \tag{16}$$

Integrace podle proměnné φ vede ke zjištění, že mimodiagonální prvky výsledného tenzoru jsou nulové; dále tudíž pracujeme pouze s diagonálními složkami, které v souladu s (14), (15) upravíme do tvaru

$$\boldsymbol{z}(r,\theta) = \frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}}{4k^2r}\left[(1 - \mathrm{i}kr - k^2r^2)w(\theta)(1,1,-2) + 2k^2r^2(\sin^3\theta, \sin^3\theta, 2\cos^2\theta\sin\theta)\right] , \tag{17}$$

$$\boldsymbol{z}_s(r,\theta) = \frac{1}{4k^2r}w(\theta)(1,1,-2) , \quad w(\theta) = (1 - 3\cos^2\theta)\sin\theta . \tag{18}$$

Rozdíl těchto výrazů dává

$$\boldsymbol{z} - \boldsymbol{z}_s = \frac{1}{4k^2}\left[B(r)w(\theta)(1,1,-2) + 2k^2r^2(\sin^3\theta, \sin^3\theta, 2\cos^2\theta\sin\theta)\right] , \tag{19}$$

kde singularita $r = 0$ ve funkci

$$B(r) = (\mathrm{e}^{\mathrm{i}kr} - 1)/r - \mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}(\mathrm{i}k + k^2r) \tag{20}$$

PŘEKRAČUJEME HRANICE
PRZEKRACZAMY GRANICE
2014—2020
EVROPSKÁ UNIE / UNIA EUROPEJSKA
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO
Projekt jest współfinansowany ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego oraz z budżetu państwa RP "Przekraczamy Granice"

vymizí, rozvedeme-li podíl $(\mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}-1)/r$ do Laurentovy řady vzhledem k r:

$$(\mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}-1)/r = \mathrm{i}k - k^2 r - \mathrm{i}k^3 r^2 + \cdots \ .$$

Ve výsledcích získaných integrací podle této proměnné v mezích od 0 do b je $kb << 1$ v obou podooblastech V_1, V_2 vzhledem k předpokladu $h, d << \lambda$. Z tohoto důvodu lze v dalším zanedbat členy třetího i dalších řádů a po nezbytných úpravách obdržíme

$$\boldsymbol{y} = \int_0^b (\boldsymbol{z}-\boldsymbol{z}_s)dr = \frac{1}{8}b^2\left[(1+\cos^2\theta)\sin\theta, (1+\cos^2\theta)\sin\theta, 2\cos^2\theta\sin\theta\right] \ . \tag{21}$$

Meze pro úhel θ se v regionech V_1 a V_2 liší, navíc ani b není na obou stejné, což vede k rozdělení integrace podle proměnné θ. V oblasti V_1, kde $b = H/\cos\theta$, dává výpočet

$$\int_0^{\vartheta_0} y_1^{(1)}\, d\theta = \frac{1}{8}H^2\frac{\sin^2\vartheta_0}{\cos\vartheta_0} \ , \quad \int_0^{\vartheta_0} y_3^{(1)}\, d\theta = \frac{1}{4}H^2\frac{(1-\cos\vartheta_0)^2}{\cos\vartheta_0} \ . \tag{22}$$

Na objemu V_2 máme $b = R/\sin\theta$, takže

$$\int_0^{\vartheta_0} y_1^{(2)}\, d\theta = -\frac{1}{8}R^2\left[\ln\frac{1-\cos\vartheta_0}{1+\cos\vartheta_0} + \cos\vartheta_0\right] \ , \quad \int_0^{\vartheta_0} y_3^{(2)}\, d\theta = \frac{1}{4}R^2\cos\vartheta_0 \ . \tag{23}$$

Součtem výše uvedených výsledků jsou nenulové složky tenzoru $\widehat{\mathbf{M}}$, které musíme násobit dvěma, jelikož $V = 2(V_1 \cup V_2)$. Pro zjednodušení získaných formulí je výhodné nahrazení veličiny $\cos\vartheta_0$ podílem $a/\sqrt{1+a^2}$ (viz obr. 1), čímž získáme finální vztahy

$$M_1 = M_2 = -\frac{1}{2}R^2\ln(\sqrt{1+a^2}-a)\,, \quad M_3 = R^2 a(\sqrt{1+a^2}-a) \ . \tag{24}$$

Závěrečná konstrukce zestředněného Greenova tenzoru (10) vede k výrazu

$$|V|\langle\widehat{\mathbf{G}}\rangle = -\frac{1}{k^2}\left[\widehat{\mathbf{L}} - k^2\widehat{\mathbf{M}}\right] = -\frac{1}{k^2}\widehat{\mathbf{N}} \ , \tag{25}$$

s prvky tenzoru $\widehat{\mathbf{M}}$ podle (24) a depolarizačními faktory (13) v tenzoru $\widehat{\mathbf{L}}$. Zestředněný tenzor polarizovatelnosti s SCD modifikací zapíšeme nyní ve tvaru

$$\langle\widehat{\boldsymbol{\alpha}}\rangle = (\widehat{\boldsymbol{\varepsilon}} - \varepsilon_h\mathbf{I})\left[\mathbf{I} + \varepsilon_h^{-1}\widehat{\mathbf{N}}(\widehat{\varepsilon}_p - \varepsilon_h\mathbf{I})\right]^{-1}, \tag{26}$$

kde $\varepsilon_h^{-1} = (k_0/k)^2$ a jako prvky tenzoru $\widehat{\mathbf{N}} = \widehat{\mathbf{L}} - k^2\widehat{\mathbf{M}}$ jsme odvodili faktory

$$N_1 = N_2 = \frac{1}{2}\frac{a}{\sqrt{1+a^2}} - \frac{1}{2}k^2R^2\ln(\sqrt{1+a^2}-a)\,, \tag{27}$$

$$N_3 = 1 - \frac{a}{\sqrt{1+a^2}} + k^2R^2(\sqrt{1+a^2}-a)\,. \tag{28}$$

PŘEKRAČUJEME HRANICE
PRZEKRACZAMY GRANICE
2014—2020
EVROPSKÁ UNIE / UNIA EUROPEJSKA
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO
Projekt jest współfinansowany ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego oraz z budżetu państwa RP "Przekraczamy Granice"

3.3 Numerické výsledky

Prvky základního depolarizačního tenzoru $\widehat{\mathbf{L}}$ závisí pouze na podílu $a = h/d$. Jak ukazuje Tab. 1, hodnoty faktoru L_1 se zvyšují v mezích od 0 do 1 s rostoucím parametrem a; současně faktor L_3 klesá podle (3).

Tab. 1 Depolarizační faktor L_1 jako funkce podílu $a = h/d$ dle (13)

L_1		d [nm]				
		2	5	10	20	50
	2	0.3536	0.1857	0.0981	0.0498	0.0200
h	5	0.4642	0.3536	0.2236	0.1213	0.0498
[nm]	10	0.4903	0.4472	0.3536	0.2236	0.0981
	20	0.4975	0.4851	0.4472	0.3536	0.1857
	50	0.4996	0.4975	0.4903	0.4642	0.3536

Zdroj: vlastní výpočet

Podobný trend lze vysledovat pro korekční tenzor $k^2\widehat{\mathbf{M}}$, v němž je navíc zdůrazněn vliv poloměru částice R. Ve srovnání s tenzorem $\widehat{\mathbf{L}}$ zde vystupuje i závislost na vlnové délce incidentního pole λ a na permitivitě hostitelského prostředí ε_h prostřednictvím vlnového čísla k. Hodnoty k^2M_1 v Tab. 2 byly vypočteny pro vzduch jako hostitelské médium ($\varepsilon_h = 1$) a vlnovou délku $\lambda = 633$ nm.

Tab. 2 Korekční člen k^2M_1 jako funkce podílu $a = h/d$ podle (24)

k^2M_1		d [nm]				
		2	5	10	20	50
	2	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
h	5	0.0005	0.0003	0.0001	0.0001	0.0000
[nm]	10	0.0028	0.0018	0.0011	0.0006	0.0002
	20	0.0148	0.0103	0.0071	0.0043	0.0019
	50	0.1205	0.0923	0.0712	0.0507	0.0271

Zdroj: vlastní výpočet

ZÁVĚR

Získané výsledky nabízejí adekvátní popis magneticky indukované anizotropie v heterogenní nanostruktuře s inkluzemi ušlechtilého kovu pro budoucí aplikaci při návrhu magnetoplasmonického senzorového prvku s užitím v bilogii nebo chemii.

LITERATURA

1. J. Cui and T. G. Mackay, "Depolarization regions on nonzero volume in bianisotropic homogenized composites", *Waves in Random and Complex Media*, 17, 2007, p. 269–281.

PŘEKRAČUJEME HRANICE
PRZEKRACZAMY GRANICE
2014—2020

EVROPSKÁ UNIE / UNIA EUROPEJSKA
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO

Projekt jest współfinansowany ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego oraz z budżetu państwa RP "Przekraczamy Granice"

2. S. Albaladejo et al., “Radiative corrections to the polarizability tensor of an electrically small anisotropic dielectric particle”, *Opt. Express*, 18, 2010, 3556.
3. A. Lakhtakia, “Strong and weak forms of the method of moments and the coupled dipole method for scattering of time-harmonic electromagnetic fields”, *Int. J. Mod. Phys.*, C3, 1992, p. 583–603.
4. A. D. Yaghijan, “Electric dyadic Green’s function in the source region”, *Proc. IEEE*, 68, 1980, p. 248–263.
5. M. Abe, “Derivation of nondiagonal effective dielectric-permeability tensors for magnetized granular composites”, *Phys. Rev.*, B53, 1996, p. 7065–7075.
6. O. Levy and E. Cherkaev, “Effective medium approximations for anisotropic composites with arbitrary component orientation”, *J. Appl. Phys.*, 114, 2013, 164102-1–8.
7. J. Vlček, P. Otipka, M. Lesňák, I. Vávra, “Effective medium approximation of anisotropic materials with radiative correction”, *Proc. SPIE*, Vol. 9502, 2015, 950217.

PŘEKRAČUJEME HRANICE
PRZEKRACZAMY GRANICE
2014—2020

EVROPSKÁ UNIE / UNIA EUROPEJSKA
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
EUROPEJSKI FUNDUSZ ROZWOJU REGIONALNEGO

Projekt jest współfinansowany ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego oraz z budżetu państwa RP "Przekraczamy Granice"

GREENŮV TENZOR V MATERIÁLOVÝCH VĚDÁCH

Abstrakt: *Modelování materiálových vlastnosti heterogenních nanomateriálů metodou aproximace efektivním prostředím (EMA) vyžaduje specifický přístup, jsou-li kovové částice v obklopujícím prostředí vystaveny magnetickému poli. Výsledná indukovaná anizotropie permitivity se projevuje specifickou formou tenzoru polarizovatelnosti. Ten je v této práci aplikován prostřednictvím tzv. metody silně vázaných dipólů (SCD), kde se klíčovým způsobem uplatňuje Greenův (elektromagnetický) tenzor. Výsledky směřují k návrhu magneto-plasmonického senzoru s užitím v bilogii a chemii.*

Klíčová slova: *anizotropie, efektivní prostředí, tenzor polarizovatelnosti, Greenův tenzor.*

GREEN TENSOR IN MATERIAL SCIENCES

Abstract: *Material properties of heterogeneous nanomaterials modelled by effective medium approximation (EMA) demand specific approaches when metallic inclusions in a host medium are exposed to external magnetic field. Resulting induced anisotropy of permittivity is manifested itself by a specific form of polarizability tensor. In presented work, this one is applied in the so called "strong-couple-dipole" (SCD) method, where the electromagnetic Green tensor is of key importance. The results are oriented to the magneto-plasmonic sensor element design for the use in biology or chemistry.*

Keywords: *anisotropy, effective medium, polarizability tensor, Green tensor.*

Datum odeslání článku do redakce: 04.2017
Datum přijetí článku redakcí: 05.2017

doc. RNDr. Jaroslav VLČEK, CSc.,
VŠB – Technická univerzita Ostrava
Katedra matematiky a deskriptivní geometrie
17. listopadu 15, 708 33, Ostrava-Poruba, Česká republika
tel.: +420 597 324 152, e-mail: jaroslav.vlcek@vsb.cz

Mgr. Petr OTIPKA,
VŠB – Technická univerzita Ostrava
Katedra matematiky a deskriptivní geometrie
17. listopadu 15, 708 33, Ostrava-Poruba, Česká republika
tel.: +420 597 324 152, e-mail: petr.otipka@vsb.cz