Válasz opponensi bírálatra

Opponens: Dr. Szentpáli Béla, az MTA doktora

Mindenekelőtt köszönetemet szeretném kifejezni Dr. Szentpáli Béla úrnak az MTA Doktora cím elnyerésére benyújtott munkám részletes és körültekintő bírálatáért. Alábbiakban találhatók a bírálatban feltett kérdésekre, illetve megjegyzésekre adott válaszaim.

Kérdések, észrevételek:

1. Nem konzekvensek a jelölések, pl. E jelöli a villamos térerősséget és az Everett függvényt is, az effektív törésmutatót hol N, hol n jelöli, pl. 5.1. és 5.4. képletekben N-et használ, az 5.5ben pedig és másutt is n-et. Ráadásul az 5.1 képletben szereplő N_{eff} –ről csak az 5.4 képletben derül ki, hogy micsoda. Általában a képletekben szereplő betűk jelentése sincs mindig elmagyarázva. Pl. a 3. ábrára hivatkozó 2.57. képlet esetén a külső mágneses tér az ábrán H-val a képletben pedig H_k–val van jelölve. Ugyan ezen képletnél az olvasó következtető logikájára van bízva N_x , N_y és N_z jelentése. Az egész dolgozatnak mind a szerző, mind az olvasó szempontjából nagy hasznára lett volna egy jelölés jegyzék.

...- ugyanakkor a 24. oldalon a véges hosszúságú fémrúd önindukciójára vonatkozó képletet, vagy a 2.77 formulát minden fizikai magyarázat nélkül kapjuk, az utóbbi esetben a képletben szereplő Kg mennyiség meghatározása is hiányzik. Az igaz, hogy irodalmi hivatkozást találunk ezen a helyen, könyveket. Általában az irodalmi hivatkozásokról: a folyóiratcikkek és hasonló néhány oldalnyi publikációk esetén valóban elegendő a könyvtári azonosítókat megadni, de több száz oldalas könyvek esetén azért illik legalább a vonatkozó fejezetig elmenni. A dolgozatban csupán a hivatkozott könyvek azonosíthatók.

A 83. oldalon a lencse P fókuszpontjáról ír, a rajzon nem P jelöli a fókuszpontot.

Köszönöm a bíráló formai hibákra, jelölésekre, elírásokra vonatkozó jogos megjegyzéseit. Egy jelölésjegyzék valóban segíthette volna az olvasót, és megfelelőbb lett volna a hivatkozott könyvek esetén az oldalszámokat is megadni.

2. Az 58. a 60. és 61. ábrákon szereplő "minta 1" és "minta 2" különbsége, illetve azonossága nincs leírva. A teljes leírás alapján valószínű, hogy ezek azonos minták és így a rajtuk történt mérések a kísérlet reprodukcióját mutatják. Kérem, hogy a szóbeli előadásában térjen ki erre.

A tervezés alapján mindig két mintapéldány készült, amelyeknek a mért paramétereit jelöli a 'minta 1' és 'minta 2'. Ezek a mérések a gyártási eljárás megbízhatóságára, valamint a metaanyag alapú antennák esetén azok összeszerelési pontosságára is szolgáltatnak adatokat.

3. A 16. oldalon foglalkozik a mikrohullámú ferritekkel és a mikrohullámú metaanyagokhoz hasonlítja a mágneses permeabilitás frekvenciafüggését. Tud-e javasolni olyan szerkezetet, ahol a negatív mágneses permeabilitást nem mesterséges áramhurkok, hanem (vékony) ferrit réteggel lenne megvalósítva? A metaanyag kutatás egyik eredeti célkitűzése a természetes mágneses hatások frekvenciáit meghaladó szerkezetek kialakítása volt. Számos esetben csak demonstratív céllal készítették a metaanyagokat a mikrohullámú tartományon a szélesebb körben elérhető mérési technológiák és egyszerűbb gyártási eljárások miatt. Az így kapott szerkezetek hasznosnak bizonyultak és elindították a mikrohullámú metaanyagok célzott kutatását. Elvileg nincs akadálya annak, hogy az irodalomban található negatív permeabilitású metaanyagokat alkalmazó eszközök esetén a nemmágneses anyagok strukturálásával kialakított mágneses metaanyagokat ferrites szerkezetekkel helyettesítsük. Azonban a ferritrétegek anyagparamétereinek kémiai vagy fizikai módszerekkel történő beállítása helyett általában egyszerűbb a metaanyag struktúrákat például PCB gyártással előállítani. A metaanyagok alkalmazása általában méretcsökkenéshez is vezet, valamint nincs szükség a ferrit telítéséhez használt külső mágneses térre.

Véleményem szerint a mikrohullámú tartományon célravezető lehet vékony ferritrétegek és metaanyag rezonátorok, például az SRR típusú szerkezetek kombinálása, amire irodalmi példát is találtam [H1]. Ilyen módon elérhető, hogy a metaanyag elemi cellaméretének növelése nélkül csökkentsük a rezonancia frekvenciát, vagyis kisebb frekvenciatartományra skálázhatjuk a metaanyag működését, az elemi cellák sűrűségének csökkentése nélkül. Amint a diffrakciós határ alatti képalkotásról szóló részben tárgyaltam, a metaanyag elemi cellájának a mérete döntően befolyásolja a metaanyagot alkalmazó eszköz felbontóképességét. A gondolatmenet általánosítható minden eszközre ahol valamilyen forrásnak a közelterében metaanyag helyezkedik el. Valószínűleg minden ilyen mikrohullámú eszköznek (pl. antennák, elnyelő vagy reflexió mentes rétegek, szenzorok) a működése javítható ferritrétegek és metaanyagok kombinációjával.

Ziolkowski és munkatársai javasolták kisméretű antennák sugárzási tulajdonságainak a javítását a közelterükbe helyezett rezonáns metaanyagok segítségével [H2, H3], ami akár egyetlen metaanyag cella is lehet. Például, ha kisméretű antennákat negatív elektromos permittivitású, negatív mágneses permeabilitású vagy duplán negatív törésmutatójú metaanyagból készült gömbhéjjal veszünk körbe, akkor azok mindenféle külső áramkőr nélkül illeszthetők. Azonban a gömbhéj alakú metaanyag elemi cellaméretének nagysága λ_{res} / 300 kell, hogy legyen, ahol λ_{res} a kisméretű antenna rezonáns frekvenciája [H3]. Ilyen metaanyagot még a mikrohullámú tartományon sem sikerült előállítani. Metaanyag rezonátorok és vékony ferritréteg kombinálásával sikerülhet a kellően kis elemi cellákkal rendelkező metaanyagot létrehozni és az illesztést megvalósítani.

Valószínűsíthető, hogy a 6.1. fejezetben bemutatott antennák nyereségét is tovább lehet növelni az SRR rezonátorok és vékony ferritréteg kombinálásával kialakított, ugyanolyan nagyságú, de több metaanyag cellát tartalmazó metafelület segítségével.

H1. B. Gao, M. M. F. Yuen and T. Ye, Ferrite Film Loaded Frequency Selective Metamaterials for Sub-GHz Applications. Materials, 9 (12), 1009, 2016, <u>http://doi.org/10.3390/ma9121009</u>.

H2. R. W. Ziolkowski and A. D. Kipple, Application of Double Negative Materials to Increase the Power Radiated by Electrically Small Antennas, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 51, 10, pp. 2626 – 2640, 2003.

H3. R. W. Ziolkowski, Metamaterial Based Antennas, in Zhi Ning Chen (editor in chief), Handbook of Antenna Technologies, Springer, pp. 290-293, 2016.

4. A 4.1.L, és a 4,L,2, fejezetekben a törésmutató képzetes részét modellezi. Hol van ezekben a modellekben a szkín hatás?

Veszteséges közegben terjedő síkhullám esetén a γ komplex terjedési együttható a következő alakba írható (H4, pp.17)

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\omega\sqrt{\varepsilon\mu}\sqrt{1 - j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}},\tag{1}$$

ahol α a csillapítási tényező, β a terjedési együttható, ε a közeg elektromos permittivitása, σ a közeg elektromos vezetőképessége, μ a közeg mágneses permeabilitása, $\omega = 2\pi f$ a síkhullám frekvenciája. Jó vezetőképességgel rendelkező anyagok esetén (pl. fémek a mikrohullámú tartományon) a vezetési áramok dominálnak. Elhanyagolva az eltolási áramok hatását az előző összefüggés a következő alakba írható

$$\gamma = \alpha + j\beta \simeq j\omega\sqrt{\varepsilon\mu}\sqrt{\frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}} = (1+j)\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}, \qquad (2)$$

amelynek alapján a δ skin hatás vagy behatolási mélység (H4, pp.18)

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \,. \tag{3}$$

Tehát egy jó vezetőképességű anyag belsejében az elektromágneses tér nagysága 1/e vagy 36.8% – al csökken egy δ behatolási mélység megtétele után. Az összefüggésből látható, hogy tökéletes vezetőként (PEC) modellezett fémek esetén a behatolási mélység nulla (a tökéletes vezetők belsejében az elektromágneses hullámtér nulla, csak felületi áramok lehetségesek), véges vezetőképességű anyag modell esetén azonban nullától különböző behatolási mélységet kapunk. Mikrohullámú frekvenciákon a behatolási mélység kicsi, azonban az optikai frekvenciákon, a behatolási mélység nagyobb lehet, mint a metaanyagok fémes elemeinek karakterisztikus méretei. Ezeken a frekvenciákon az eltolási áramok hatása is számottevő lehet, ezért a (2) összefüggés közelítése nem alkalmazható.

Az értekezésben bemutatott metaanyagok effektív törésmutatói olyan szimulációk eredményei, amelyekben a fémes struktúrákat véges vezetőképességű fémként vettem figyelembe. Tehát a metaanyagok transzmissziós-reflexiós adatai tartalmazzák a fémes struktúrákba behatoló elektromágneses terek és a kialakuló áramok hatását. Így az azokból számolt effektív törésmutatók is tartalmazzák mind a vezetési, mind az eltolási áramok hatásait a működési frekvenciasávnak megfelelően.

A következőkben két metaanyag szimulációjával illusztrálom a skin hatás figyelembevételének vagy elhanyagolásának hatását. Mindkét metaanyag szimulációját kétféle fémes modellel végzem el. Véges vezetőképességű vagy frekvenciafüggő komplex elektromos permittivitással megadott fém esetén figyelembe veszem az elektromágneses hullámok behatolását a fémes szerkezetekbe. A fémet tökéletes vezetőnek (PEC) tekintve a skin hatást elhanyagolom.

A B_A1. ábra az értekezésben is tárgyalt anizotrop SRR metaanyag (lásd a 16. ábrát) transzmissziós, reflexiós és abszorpciós adatait mutatja $\sigma = 5.96 \cdot 10^7$ S/m vezetőképességű réz és tökéletesen vezető (PEC) fémes modellt alkalmazva. Látható, hogy nincs számottevő különbség a két szimuláció eredményei között. A nullától különböző abszorpció a veszteséges hordozó következménye. Az abszorpciós csúcs közelében, az 5 GHz frekvencián, a (3) összefüggéssel számított behatolási mélység $\delta = 0.922 \,\mu\text{m}$. Tehát ebben az esetben a skin hatás elhanyagolható és nem játszik számottevő szerepet a metaanyag működésében.



B_A1. ábra Az anizotróp SRR metaanyag réteg transzmissziós, reflexiós és abszorpciós adatainak az összehasonlítása véges vezetőképességű és tökéletes vezető (PEC) fémmodellt alkalmazva. Látható, hogy nincs számottevő különbség a két szimuláció eredményei között.

A következőkben tekintsük a B_A2.a ábra mellékletében látható FishNet metaanyagot. A négyzet alakú elemi cella mérete a = 600 nm. A téglalap alakú kivágások nagysága, $w_x = 284$ nm $w_y = 500$ nm. A két fémréteg ezüstből készült, vastagságuk 45 nm, a köztük levő szigetelő 30 nm vastag MgF₂. Ezekkel a geometriai méretekkel a FishNet az infravörös tartományban működik (*Dolling, Wegener, Soukoulis, & Linden, 2007*).

Ebben az esetben is kétféle szimulációt végeztem el. Az első számítás során az ezüst és a MgF₂ anyagparamétereit a SOPRA adatbázis alapján a CST Microwave Studio diszperzív anyagmodelljével illesztettem, lásd a B_A3. ábrát. A másik esetben az ezüst anyagparamétereit tökéletes vezetőnek (PEC) tekintettem.

A B_A2.a ábrán az infravörös tartományban működő FishNet metaanyagnak a kétféle fémes modellel meghatározott reflexiós, transzmissziós és abszorpciós adatainak összehasonlítása látható. A B_A2.b ábra az S-paraméterekből meghatározott komplex effektív törésmutatók valós és képzetes részeit szemlélteti. Látható, hogy számottevő különbség van a két szimuláció eredményei között. A MgF₂ elválasztó réteg abszorpciója nagyon kicsi a vizsgált frekvenciatartományon, ezért a PEC fémes modell esetén a számítási tartományban nincsenek elnyelő anyagok. Ennek következtében az abszorpció nulla, ahogy a B_A2.ábra fekete színű szaggatott görbéje is mutatja. A vezetési és eltolási áramokból álló áramhurkok, amelyekhez mágneses momentumok rendelhetők sem tudnak kialakulni a metaanyagban, így az effektív törésmutató egyáltalán nem vesz fel negatív értékeket. A diszperzív ezüst modellel végzett

számítások esetén az első abszorpciós csúcs az f = 0.2342 PHz frekvenciánál található (lásd a B_A2.a ábra fekete vonallal jelölt görbéjét). Ezen a frekvencián az ezüst elektromos permittivitása $\varepsilon_r^{Ag} = -77.2 - j6.78$, amelyből a vezetőképesség $\sigma = 8.846 \cdot 10^4$ S/m. A (3) összefüggéssel számított behatolási mélység $\delta = 110$ nm, amelyik sokkal nagyobb, mint az ezüst rétegek 45 nm-es vastagsága. Tehát a PEC nem megfelelő modell ezen a frekvenciatartományon, a FishNet szerkezet helyes működésének szimulációjához figyelembe kell venni az elektromágneses hullámok behatolását a fémes rétegekbe.



B_A2. ábra A közeli infravörös tartományban működő FishNet metaanyag reflexiós transzmissziós és abszorpciós adatainak az összehasonlítása véges vezetőképességű és tökéletes vezető (PEC) fémmodellt alkalmazva (a). Az kétféle fémes modellt alkalmazó szimulációból meghatározott effektív törésmutatók (b). Látható, hogy számottevő különbség van a két szimuláció eredményei között, a PEC nem megfelelő modell ezen a frekvenciatartományon.



B_A3. ábra Az ezüst (a) és a MgF2 (b) frekvenciafüggő elektromos permittivitása.

H4. D. M. Pozar, Microwave Engineering, Third Edition, Wiley, 2005.

5. A homogenitással kapcsolatban végül is általános érvényű megállapítást nem találunk a dolgozatban. Lehet-e valamennyire általános érvényű megállapítást tenni arra vonatkozóan, hogy mennyivel legyen nagyobb a sugárzás hullámhossza (λ) a szerkezet karakterisztikus méreténél (d), hogy már törésmutatóval jellemzett közegnek tekinthessük a szerkezetet és ne diffrakciós képeket lássunk? Függ-e ez a λ /d viszony a szerkezet milyenségétől? (pl. SSR, vagy fishnet, stb,).

A metaanyagok bonyolult geometriájú, általában fémes elemekből és szigetelőkből álló szerkezetek, amelyek homogenizálhatóságára az irodalomban sem ismert általános érvényű és pontos szabály. Csak egyszerű geometriájú szerkezetek esetén, amikor létezik zárt alakú megoldás, lehet pontosan feltételt adni a periodikus szerkezetek különböző elektromágneses viselkedés típusaira. Ennek illusztrálására tekintsük a B_A4. ábrán látható, a z < 0 félteret kitöltő *a* periódusú optikai rácsot, amelynek elektromos permittivitása

$$\varepsilon_r^{(2)}(\mathbf{r}) = \varepsilon_r^{av} + \Delta\varepsilon_r \cos(\mathbf{K}\,\mathbf{r}) \tag{4}$$

ahol ε_r^{av} agy átlagolt elektromos permittivitás, amely körül az optikai rács ε_r elektromos permittivitása $\Delta \varepsilon_r$ amplitúdóval szinuszosan változik, **r** a helyvektor, **K** az inverz rácsvektor.



B_A4. ábra Szinusz elektromos permittivitású, φ orientációjú optikai rács.

Az optikai rács előtti közeg törésmutatója legyen $n^{(1)}$. A rácsot gerjesztő szinuszos síkhullám hullámvektora \mathbf{k}^{inc} . A Bloch törvény értelmében az optikai rácson csak olyan hullámok terjedhetnek, amelyeknek a periodicitása megfelel a rács periodicitásának [H5, pp. 34]. A z = 0 síkon a hullámvektor tangenciális komponense folytonos

$$k_x^{inc} = k_x^m + mK_x, \tag{5}$$

ahol m = ... - 2, -1, 0, 1, 2... egész számok, k_x^m pedig az *m*-ed rendű térbeli harmonikus hullámvektorának a tangenciális komponense. Ez az összefüggés a következő alakba írható

$$k_x^m = k_x^{inc} - mK_x \tag{6}$$

amelyből levezethető az optikai rács diffrakciós egyenlete

$$n_{av}^{(2)}\sin\theta_m = n^{(1)}\sin\theta - m\frac{\lambda_0}{a}\sin\varphi,$$
(7)

ahol $n_{av}^{(2)}$ az optikai rács elemi celláján átlagolt törésmutató és λ_0 a szabadtéri hullámhossz. Ez az egyenlet a lehetséges térbeli harmonikusok terjedési irányait adja meg a hullámhossz és a rács paramétereinek (rácsállandó és anyagparaméterek) függvényében. Az egyes diffrakciós módusok intenzitását elektromágneses térszámítással lehet meghatározni. A rácsprofil tervezésével akár az is elérhető, hogy bizonyos diffrakciós módusok teljesen hiányozzanak. Hasonló egyenlet vezethető le a rács által visszavert térbeli harmonikusokra is

$$n^{(1)}\sin\theta_m = n^{(1)}\sin\theta - m\frac{\lambda_0}{a}\sin\varphi.$$
(8)

Az egyszerűség kedvéért az optikai rács tengelye legyen párhuzamos a *z* tengellyel ($\varphi = 90^\circ$) és a továbbiakban vizsgáljuk a szerkezet elektromágneses viselkedését a rács periódusának a függvényében. Az optikai rács anyaga legyen valamilyen kisveszteségű és nagy törésmutatójú dielektrikum, az előtte levő közeg pedig levegő. Merőleges megvilágítás esetén ($\theta = 0^\circ$), a rácsegyenlet

$$n_{av}^{(2)}\sin\theta_m = -m\frac{\lambda_0}{a}\,,\tag{9}$$

amelyből a legkisebb rendű transzmissziós diffrakciós módus ($m = \pm 1$) megjelenésének feltétele

$$0 < \left|\sin \theta_{\pm 1}\right| = \frac{\lambda_0}{a n_{av}^{(2)}} < 1.$$
(10)

Ha ez a feltétel nem teljesül, akkor $\theta_{\pm 1}$ képzetes, a térbeli módus evaneszcens, és nincs diffrakció. Tehát diffrakció esetén a rács periodicitása nagyobb kell, hogy legyen, mint a vezetett hullámhossz

$$a > \frac{\lambda_0}{n_{av}^{(2)}} \,. \tag{11}$$

Ennél kisebb rácsállandók esetén csak reflexió és transzmisszió történik, ahogy a B_A5.a ábrán látható. Az $a < \lambda_0 / n_{av}^{(2)}$ tartományban az optikai rács homogenizálható és metaanyagnak tekinthető.

Ha a rácsállandó a $\lambda_0/n_{av}^{(2)} < a < \lambda_0/n^{(1)}$ tartományban van, akkor az optikai rácsban nagyobb rendű térbeli harmonikusok is terjednek, azonban az optikai rács előtti közegben nincs diffrakció, ahogy a B_A5.b ábrán látható. Az irodalomban számos olyan metaanyagnak nevezett szerkezet található, amelyik hasonló elektromágneses viselkedést mutat. Az ilyen szerkezetek homogenizálása körültekintést igényel. A homogenizált modell általában jól adja meg a távoltéri transzmissziós és reflexiós adatokat, azonban a közeltere különbözik a valós szerkezetétől.

Ha a rácsállandó $a > \lambda_0 / n^{(1)}$, akkor diffrakció történik, lásd a B_A5.c ábrát, és az optikai rács viselkedése hasonló a fotonikus kristályokéhoz. Tehát a diffrakciós határ általában nem egyezik meg a szerkezet homogenizálhatósági határával és egy adott alkalmazástól függ, hogy a B_A5.b ábrának megfelelő állapot hasonlatosnak tekinthető-e egy homogén réteg viselkedéséhez.



B_A5. ábra A periódus nagyságának hatása az optikai rács elektromágneses működésére merőleges megvilágítás esetén. Ha a periódus kisebb, mint a vezetett hullámhossz, akkor az optikai rács homogenizálható (a). Az optikai rácsban nagyobb rendű térbeli harmonikusok is terjednek, azonban az optikai rács előtti közegben nincs diffrakció (b). Az optikai rács diffrakciós határ feletti működése (c).

A három működési tartomány határa függ nemcsak a rácsállandótól, hanem az anyagparaméterektől is. Általános esetben, két és három dimenzióban periodikus, fémes és szigetelő anyagokból felépített szerkezetek esetén csak közelítő zárt alakú megoldásokat lehet levezetni. Ezért a numerikus szimulációk használata az elterjedt, és általában nem adható meg pontos homogenizálhatósági feltétel.

A metafelületek tekinthetők olyan funkcionális Frekvenciaválasztó Felületeknek (FSS) is, amelyeknek az amplitúdó és fázismenetét egyaránt tervezzük, általában az első rezonancia környezetében. Fontos tervezési szempont, hogy az első rezonanciánál ne legyenek melléknyalábok (lásd az értekezés 2.74. összefüggését). Az irodalomban számos különböző típusú FSS geometria ismert és működésük szerint katalogizált [lásd H6, 2.2 ábra, pp.28]. Például a 13. ábrán is bemutatott téglalap alakú szerkezetek a $\lambda/2$ hullámhosszon rezonálnak, a hurok típusúak pedig a $\lambda/3$ hullámhosszon. Tehát a geometria döntően befolyásolja a rezonáns frekvenciák helyét és annak menetét, így ha a szerkezet homogenizálható, akkor az effektív anyagparamétereket is. A különféle FSS szerkezetek rezonancia frekvenciájának homogenizált ϵ_{eff} modellel történő meghatározásának jelentős irodalma van, azonban amint a [H6, pp. 393] oldalon is olvasható, nincs általánosan használható összefüggés. Az optikai metaanyagok és metafelületek esetén, amikor az

eltolási áramok és a fémes szerkezetekbe behatoló elektromágneses hullámok hatása számottevő, még nehezebb általános becslést adni a homogenizálhatóság határára.

H5. J. D. Joannopoulos, R. D Meade and J. N. Winn, Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, Princeton University Press, 2002.

H6. B. Munk, Frequency Selective Surfaces, Theory and Design, Wiley, 2000.

Még egyszer megköszönöm munkám értékelését és a pozitív bírálatot. Remélem sikerült a felmerült kérdésekre kielégítő módon válaszolnom.

Szabo zsolt

Budapest. 2018, július 10.

Szabó Zsolt