



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Villamosmérnöki és Informatikai Kar
Szélessávú Hírközlés és Villamosságtan Tanszék



Antenna távoldéri paramétereinek
meghatározása a közeldéri mérési adatokból
NF2FF transzformációval

TDK dolgozat

Iványi László Máté

konzulensek:

Dr. Nagy Lajos
Reichardt András
Dr. Lénárt Ferenc

2022

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Abstract	3
3. Szakirodalmi összefoglalás	4
3.1. Közeltéri mérési eljárások	4
3.2. A közeltér meghatározása	5
3.3. Sík közeltér-távoltér transzformáció	6
3.4. Hengeres közeltér-távoltér transzformáció	8
3.5. Hullámegyenlet megoldása hengerkoordináta-rendszerben	9
4. Sík NF2FF transzformáció MATLAB környezetben	11
5. Hengeres közeltéri szimulációk	14
5.1. CST modell	14
5.2. Közeltéri letapogatás szimulációja	15
6. Közeltéri mérések	17
6.1. Mérési elrendezés	17
6.2. Közeltéri mérési eredmények	17
7. Összefoglalás	19

1. fejezet

Bevezetés

A mobil hálózatok, az önvezető autók és egyéb műszaki területek fejlődésével egyre fontosabbá vált, hogy az alkalmazott antennákat pontosan tudjuk jellemezni. Erre biztosít alkalmas módszert a közeltéri antenna mérés. A közeltéri mérésnek nagy előnye a távotéri méréssel szemben a kis helyigénye, amely lehetővé teszi, hogy egy reflexiómentesített antenna mérőszobán belül viszonylag olcsón megvalósítható legyen, s így számos problémával ne kelljen foglalkozni, mint például a környezeti reflexióval és az elektromágneses interferenciával.

A közeltéri mérés során a mérendő antenna radiatív közelterében határozzuk meg a térerősség eloszlást egy ismert iránykarakterisztikájú, kalibrált mérőantenna segítségével, egy előre kiválasztott felületen. A három leggyakrabban alkalmazott (mintavételi) felület a sík, a henger és a gömb. A távotéri térerősség eloszlást a közeltérben megmért amplitúdó- és fáziseloszlások után transzformáció (Near-Field to Far-Field – NF2FF) segítségével kapjuk meg.

Dolgozatomban először bemutatom a közeltéri mérési módszerek elméleti hátterét, majd közlöm a hengeres közeltéri mérési, szimulációs és transzformációs eredményeket. A méréseket a Szélessávú Hírközlés és Villamosságtan Tanszék reflexiómentesített mérőkamrájában végeztem, a szimulációhoz és a transzformációhoz pedig a CST Studio-t, illetve a MATLAB szoftvereket használtam fel. Mivel a cél a hengeres letapogatás vizsgálata volt, ezért mérendő antennaként egy 2.45 GHz-es rezonanciájú dipólt használtam, melynek térerősség eloszlása tengelyesen szimmetrikus. A hengeres közeltéri méréshez 3 db mérőantennát alkalmaztam. A szimulációs és a mérési eredményeket az S-paramétereket meghatározva hasonlítottam össze, ami után a hengerhullám-felbontás módszerét alkalmazva elvégeztem a transzformációt a közeltéri és a távotéri térerősség között. Végül összehasonlítottam a távotérben számolt és a transzformációval kapott eredményeket.

2. fejezet

Abstract

With the development of mobile networks, self-driving cars and other technical fields, it has become increasingly important to be able to accurately characterize the antennas used. The near-field antenna measurement provides a suitable method for this. The main advantage of near-field measurement compared to far-field measurement is its small space requirement, which allows to be implemented relatively cheaply in an anti-reflexion chamber, and thus avoiding having to deal with many problems, such as environmental reflection and electromagnetic interference.

During the near-field measurement, the electromagnetic field of the AUT (antenna under test) is measured on a pre-selected surface placed in the radiative near-field of the AUT, using a calibrated probe antenna with known radiation pattern. The three most commonly used (sampling) surfaces are plane, cylinder and sphere. The far-field distribution is obtained after the amplitude and phase distributions were measured in the near-field using the Near-Field to Far-Field (NF2FF) transformation.

In the thesis, first the theoretical background of the near-field measurement methods is presented, followed by a report on the cylindrical measurement, simulation and NF2FF results. The measurements were carried out in the anti-reflection measuring chamber of the Department of Broadband Infocommunications and Electromagnetic Theory. For simulations and for the NF2FF transformation CST Studio and MATLAB softwares were used. Since the aim was to investigate the cylindrical scanning, a 2.45 GHz resonant dipole, with axially symmetrical field distribution, was used for the AUT. For the cylindrical scanning, 3 probe antennas were used. The simulation and measurement results by determining the S-parameters were compared. For the NF2FF transformation, the cylindrical modal expansion was used. Finally, the results calculated directly in the far-field and the results obtained with the transformation were compared.

3. fejezet

Szakirodalmi összefoglalás

3.1. Közeltéri mérési eljárások

Antenna méréseket közeltérben és távotérben is lehet végezni, azonban az ár, a méret és egyéb paraméterek miatt nem mindegy, hogy az adott mérésben melyik módszert alkalmazzuk. Általánosságban elmondható, hogy a távotéri mérés előnyösebb az alacsony frekvenciás antennák esetében, és, hogy a közeltéri mérés előnyösebb a magas frekvenciás antennák esetében, valamint akkor, ha teljes polarizációs mérés szükséges. A közeltéri mérésnek nagy előnye a távotéri méréssel szemben, hogy egy antenna mérőszobáján belül viszonylag olcsón megvalósíthatók, aminek köszönhetően számos problémával nem kell foglalkozni, mint például az időjárással és az elektromágneses interferenciával. Reflexiómentesített mérőszobájában távotéri mérés is megvalósítható, azonban a nagy helyigény és a nagy reflektorok miatt 3-4-szer olyan drága is lehet a távotéri mérési berendezés, mint egy közeltéri mérési berendezés. Azonban a közeltéri módszer hátránya, hogy bonyolultabb, valamint, hogy összetettebb kalibrációs eljárásokat és bonyolultabb szofvereket igényel és a mintákat nem kapjuk meg valós időben [1], [2].

A közeltéri mérés során a mérendő antenna, angolul AUT (antenna under test) térerősség eloszlását határozzuk meg egy ismert iránykarakterisztikájú, kalibrált mérőantenna, angolul *probe* segítségével, egy előre kiválasztott felületen. A három leggyakrabban alkalmazott felület a sík, a henger és a gömb. A térerősség eloszlást a távotérben a közeltérben megmért amplitúdó- és fáziseloszlások után egy transzformáció (például analitikus Fourier-transzformáció) segítségével kaphatjuk meg. A transzformáció bonyolultsága a síkfelülettől a hengerfelületen át a gömbfelületig nő [3].

A síkfelületi közeltéri módszerben általában derékszögű x-y koordináta-rendszert szokás alkalmazni. A maximális közeltéri mintavételi távolság $\Delta x = \Delta y = \lambda/2$, ahol λ a hullámhossz. A mérés során a mérendő antenna helyzete állandó, miközben a mérőantennát a sík minden pontjába elmozgatja a pozicionáló rendszer. Tehát minden mérési pontban más lesz a kalibrált mérőantenna főnyalábjának orientációja a mérendő antennához képest, amely korrekció szükségességét vonja maga után. Ennek a módszernek az előnye a közeltérből távotérbe való transzformációnak matematikai egyszerűsége. A síkbeli transzformáció során alkalmazható a számítási kapacitásban hatékony FFT algoritmus. A síkbeli közeltéri mérés hátránya, hogy a távotéri eredményeket csak egy korlátolt szögtartományon belül tudjuk meghatározni. Ha a síkfelület végtelen kiterjedésű lenne, akkor is csak egy félgömbön lehetne kiszámolni a távotéri térerősség eloszlást.

A hengerfelületi közeltéri mérés során polárkoordináta-rendszert szokás alkalmazni. A maximális mintavételi távolságok $\Delta\varphi = \frac{\lambda}{2(a+\lambda)}$, és $\Delta z = \lambda/2$, ahol „a” a lehető legkisebb henger sugara. A mérés során a mérendő antenna azimutális helyzete változatlan, miköz-

ben egy lineáris pozícionáló végigmozgatja a mérőantennát a hengerfelület rácspontjaiban vertikális irányban. Miután a mérőantenna végigért a teljes vertikális hossz, az antenna forgató elforgatja a mérendő antennát a következő szöghelyzetre. A síkfelületi méréshez hasonlóan a mérőantenna és a mérendő antenna orientációja folyamatosan változik, ahogy a mérőantenna vertikális helyzete változik, ezért a síkfelületi módszerhez hasonlóan korrekció szükséges.

A gömbfelületi közeltéri mérés esetében gömbi koordináta-rendszer alkalmazható. A maximális mintavételi távolságok $\Delta\theta = \Delta\varphi = \frac{\lambda}{2(a+\lambda)}$. A mérés során a mérendő antenna és a mérőantenna helyzete rögzített. Az antenna pozícionáló minden elevációs szög mellett végigforgatja azimút irányban a mérendő antennát, amelynek köszönhetően egy gömbfelületen kapjuk meg a mérési eredményeket. Ennek a módszernek az előnye, hogy nem szükséges főnyaláb korrekció, mivel a mérendő antenna és a mérőantenna egymáshoz viszonyított helyzete a mérés során végig állandó. Továbbá ezzel a módszerrel lehet a legteljesebb távotéri mezőképet megkapni a közeltéri mérési eredmények alapján. Legfőbb hátránya azonban, hogy a transzformáció nem oldható meg FFT-vel, hanem ehhez bonyolult számítások (numerikus integrálás, mátrix műveletek, stb.) szükségesek, amelyek jelentősen megnövelik a számítási időt a síkbeli és a hengerfelületi transzformációkhoz képest [4].

3.2. A közeltér meghatározása

Az antenna által keltett szabad térben terjedő elektromágneses hullámok az antennától mért távolsággal változó tulajdonságokkal bírnak. Ennek megfelelően az antennától mért távolság függvényében három térrészt különböztethetünk meg, amelyek között fokozatos az átmenet [5].

Az antennához legközelebb lévő térrész a reaktív közeltér, amelyre jellemző, hogy az elektromágneses energia reaktív (nem terjedő vagy elenyésző) és terjedő komponensét is tartalmazza. A reaktív energia a távolsággal rohamosan csökken és nem jut el a távotérbe. A reaktív közeltér az antennától néhány hullámhossznyi távolsáig terjed ki. A második térrész a radiatív közeltér, az ún. Fresnel-régió. Ebben a térrészben az antennától különböző távolságokban az átlagos energiasűrűség közel állandó marad, azonban lokális energia fluktuációk figyelhetők meg. Az antennától legtávolabb eső térrész a távotér, más néven Fraunhofer-régió. A távotérben az antenna által kisugárzott teljesítmény a távolság négyzetével fordítottan arányos. A távotér a közeltértől a végtelenig tart.

A továbbiakban közeltérnek nevezzük a radiatív közeltérrel, amely a reaktív közeltértől egy önkényesen kijelölt távolsáig tart, amely egyúttal a távotér kezdete is. A közeltér kezdete az antenna típusától is függ: apertúra antennák esetében az apertúra már közeltérnek tekinthető, míg huzalantennák esetében az alábbiak szerint szokás definiálni a közeltér kezdetét (R_1):

$$R_1 = 0.62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} \quad (3.1)$$

ahol D az antenna legnagyobb geometriai kiterjedése vagy átmérője.

A közeltér külső határa az a távolság, ahol egy adott pontban az úthosszkülönbség 22, 5 fokalás fázistolást ($\lambda/16$) eredményez az apertúrához képest. Ez a távolság (R_2) egyúttal megadja a távotér kezdetét is, amely a fentiek alapján az alábbiak szerint számolható:

$$R_2 = 2\frac{D^2}{\lambda} \quad (3.2)$$

3.3. Sík közeltér-távoltér transzformáció

Közeltér-távoltér transzformáció alatt azt értjük, hogy a mért vagy szimulált közeltéri térerősség adatokból egy transzformáció segítségével közelítjük a távoltéri térerősséget. Az alábbiakban a sík közeltér-távoltér transzformáció elméleti alapjait vázolom fel. Többféle módszer ismert a szakirodalomban, amelyek közül az alábbiakban a síkhullám spektrum (angolul *plane wave spectrum, PWS*) módszert ismertetem. A PWS módszer lényege, hogy minden monokromatikus hullám felírható azonos frekvenciájú, de különböző amplitúdójú és különböző irányokba terjedő síkhullámok szuperpozíciójaként. A feladat az, hogy ezen síkhullámok amplitúdóit és terjedési irányait meghatározzuk [6], [7].

Lineáris, izotropikus, homogén közegben a Maxwell-egyenletekből levezethető a vektoriális Helmholtz-egyenlet:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (3.3)$$

ahol

$$k = \omega^2 \mu \epsilon - j\omega \mu \sigma \quad (3.4)$$

és ϵ , μ , σ rendre a közeg permittivitása, permeabilitása és vezetőképessége. A tárgyalás általános érvényességéből nem veszítve tegyük fel, hogy $\sigma = 0$, és így

$$k = \omega^2 \mu \epsilon \quad (3.5)$$

Derékszögű koordináta-rendszerben a (3.3) legegyszerűbb megoldása az alábbiak szerint írható:

$$\mathbf{E} = \mathbf{A}(\mathbf{k}) \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (3.6)$$

ahol \mathbf{r} az (x, y, z) pontba mutató helyvektor, $\mathbf{A}(\mathbf{k})$ a (3.6)-ban leírt hullám vektoriális amplitúdója, és \mathbf{k} a terjedési együttható vagy hullámszám-vektor, amely megadja a hullám terjedési irányát:

$$\mathbf{k} = k_x \mathbf{x} + k_y \mathbf{y} + k_z \mathbf{z} \quad (3.7)$$

A (3.6)-ot a (3.3)-ba helyettesítve az alábbi eredményt kapjuk:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{k} = k^2 \quad (3.8)$$

tehát a hullámszám-vektor önmagával vett skalárszorzata megegyezik a (3.4)-ban definiált skalárral, tehát

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2 \mu \epsilon \quad (3.9)$$

Ez azt jelenti, hogy egy adott frekvencián a \mathbf{k} -nak csak két komponensét lehet függetlenül megadni. Legyenek ezek a komponensek k_x és k_y , ami alapján a harmadik komponens az alábbiak szerint fejezhető ki:

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}, & \text{ha } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2: \text{ terjedő} \\ -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}, & \text{egyébként: nem terjedő} \end{cases} \quad (3.10)$$

Ez azt jelenti, hogy a k_z komponens az antennától mért távolsággal csökken. A közel-téri mérést abban a tartományban kell elvégezni, ahol a k_z már nem tartalmaz képzetes részt. Mivel a vizsgált térrészben nincsenek szabad töltések, ezért $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, amibe (3.6)-ot behelyettesítve az alábbi kifejezést kapjuk:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{k}) = 0 \quad (3.11)$$

vagy

$$k_x A_x(\mathbf{k}) + k_y A_y(\mathbf{k}) + k_z A_z(\mathbf{k}) = 0 \quad (3.12)$$

Ebből következik, hogy tetszőleges k_x , k_y és k_z esetén az $\mathbf{A}(\mathbf{k})$ -nak csak két komponense választható meg függetlenül. Legyen a két független komponens A_y és A_z . Ekkor

$$A_x(\mathbf{k}) = -\frac{1}{k_z} (k_x A_x(\mathbf{k}) + k_y A_y(\mathbf{k})) \quad (3.13)$$

Mivel a térerősség egyenlet lineáris, és a közeg is lineáris, ezért az \mathbf{E} általános megoldása az összes k_y és k_z feletti lineáris kombinációként áll elő:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(\mathbf{k}) \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) dk_y dk_z \quad (3.14)$$

Az \mathbf{A} amplitúdó függvényt a mező hullámszám spektrumának, vagy síkhullám spektrumának (*PWS*) nevezik. Amennyiben egy sík (például $z = z_t$) minden pontjában ismert a tangenciális elektromos komponens, akkor a PWS analitikusan kiszámítható.

$$E_x(x, y, z_t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_x(\mathbf{k}) \exp(-jk_z z_t) \cdot \exp(-jk_x x - jk_y y) dk_x dk_y \quad (3.15)$$

$$E_y(x, y, z_t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_y(\mathbf{k}) \exp(-jk_z z_t) \cdot \exp(-jk_x x - jk_y y) dk_x dk_y \quad (3.16)$$

$$E_z(x, y, z_t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_z(\mathbf{k}) \exp(-jk_z z_t) \cdot \exp(-jk_x x - jk_y y) dk_x dk_y \quad (3.17)$$

A fenti két egyenlet alapján A_x , A_y és A_z rendre E_x , E_y és E_z kétdimenziós inverz Fourier-transzformáltjai az $z = z_t$ sík mentén:

$$A_x(\mathbf{k}) = \frac{\exp(jk_z z_t)}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_x(x, y, z_t) \exp(jk_x x + jk_y y) dx dy \quad (3.18)$$

$$A_y(\mathbf{k}) = \frac{\exp(jk_z z_t)}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, y, z_t) \exp(jk_x x + jk_y y) dx dy \quad (3.19)$$

$$A_z(\mathbf{k}) = \frac{\exp(jk_z z_t)}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_z(x, y, z_t) \exp(jk_x x + jk_y y) dx dy \quad (3.20)$$

A PWS amplitúdója a távotérben megegyezik a közeltéri PWS amplitúdó értékkel, hiszen a két PWS csak a távolsággal arányos fázisforgatásban különböznek. A fentiek alapján a távotéri térerősséget a PWS Fourier-transzformációjából kaphatjuk meg. A következő fejezetben az elméleti összefoglalóban leírtak alapján az általam készített MATLAB programot mutatom be.

3.4. Hengeres közeltér-távotér transzformáció

A hengeres közeltér-távotér transzformáció alapelve, hogy a közeltérben hengerhullámokkal közelítjük a teret, amelyek hullámok eljutnak a távotérbe is.

Hengeres hullámfüggvények tere

Homogén izotróp doménben az elektromágneses mező felírható a következő elemi hullámfüggvények lineáris kombinációjaként:

$$\Psi_{nhk} = e^{in\varphi} J_n(\sqrt{k^2 - h^2}r) e^{\pm ihz - i\omega t} \quad (3.21)$$

$$\Psi_{nhk} = e^{in\varphi} H^{(1)}_n(\sqrt{k^2 - h^2}r) e^{\pm ihz - i\omega t} \quad (3.22)$$

(3.21) véges doménekre igaz, beleértve az $r = 0$ tengelyt. A forrástól távol a (3.22) egyenletet kell alkalmazni. Az egyes hullámegyenletek az n , k , h paraméterek által határozhatók meg. $n = 0$ esetben a mező a tengely mentén szimmetrikus, $h = 0$ esetben a terjedés tisztán sugármenti a mező két dimenziós. A (3.21) és (3.22) függvények úgy nevezett *inhomogén síkhullámokat* reprezentálnak. A konstans fázisú síkok a z tengely mentén terjednek $v = \omega/\alpha$ sebességgel ($\alpha = \text{Re}(h)$), de az amplitúdók r és φ függvényei. Ilyen hullámokat a vonatkoztatási rendszer origójátók véges távolságra elhelyezkedő források kelthetnek.

Adott hengerfelületre kezdeti feltételek megszabásakor az eredmény elemi hullámfüggvények szuperpozíciójából áll össze. Rögzített ω és h értékekre az alábbi egyenletek adódnak az E térre (hengerkoordináta-rendszerben):

$$E_r = ih \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial r} - \frac{\mu\omega}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n b_n \Psi_n \quad (3.23)$$

$$E_\varphi = -\frac{h}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n a_n \Psi_n - i\mu\omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial r} \quad (3.24)$$

$$E_z = (k^2 - h^2) \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \Psi_n, \quad (3.25)$$

ahol a_n és b_n a kezdeti feltételek által meghatározott együtthatók. A terjedés irányát h előjele határozza meg.

3.5. Hullámegyenlet megoldása hengerkoordináta-rendszerben

A Maxwell-egyenletekből kijön az alábbi skalár Helmholtz-egyenlet:

$$\nabla^2 \Omega + k^2 \Omega = 0 \quad (3.26)$$

Ugyanezen egyenlet hengerkoordinátákkal felírva a következő alakot ölti:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} + k^2 \Omega = 0 \quad (3.27)$$

Az egyenlet megoldása során az eredményt $\Omega(r, \varphi, z) = f(r)g(\varphi)h(z)$ alakban keresve az egyenlet a probléma szimmetriájából adódó $g(\varphi) = g(\varphi + 2\pi)$ megkötés, illetve a $-n^2 = \frac{1}{g} \frac{\partial^2 g}{\partial \varphi^2}$, $-k_z^2 = \frac{1}{h} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2}$ és $k_r^2 = k^2 - k_z^2$ behelyettesítéseket elvégezve az egyenlet a következő alakra egyszerűsödik:

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + [(k_r r)^2 - n^2] f = 0 \quad (3.28)$$

Ez egy n -ed rendű Bessel-függvény egy alakja. (3.28) megoldásának általános alakja a következő:

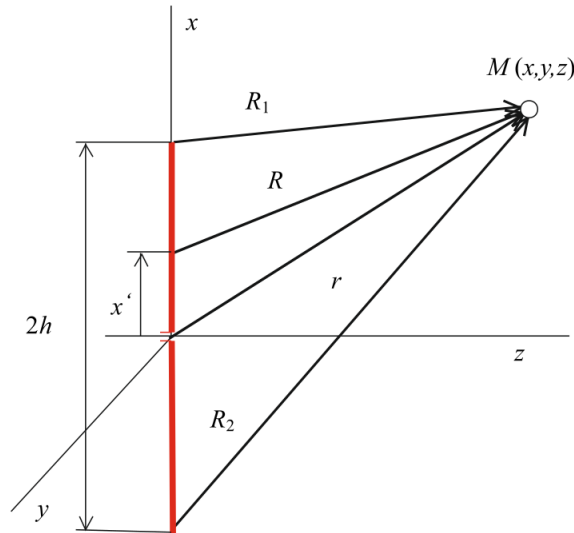
$$f(r) = A_{nm}J_n(k_r r) + B_{nm}Y_n(k_r r), \quad (3.29)$$

ahol J_n és Y_n I., illetve II. fajú Bessel-függvények.

4. fejezet

Sík NF2FF transzformáció MATLAB környezetben

Az elvi elrendezés a 4.1 ábrán látható. Az x-tengelyben elhelyezkedő antennától z_t távolságban határoztam meg a közeltéri térerősséget, amelyet [8] alapján a (4.1) – (4.3) képletek szerint fejezhetünk ki:



4.1. ábra. Dipól közeltéri mérés.

$$E_x(x, y, z_t) = \frac{jI_m y k}{4\pi\omega\varepsilon_0 (y^2 + z_t^2)} \left((h - x) \frac{\exp(-jkR1)}{R1} - (h + x) \frac{\exp(-jkR2)}{R2} \right) + 2x \frac{\exp(-jkr)}{r} \cos(kh) \quad (4.1)$$

$$E_x(x, y, z_t) = \frac{jI_m z_t k}{4\pi\omega\varepsilon_0 (y^2 + z_t^2)} \left((h - x) \frac{\exp(-jkR1)}{R1} - (h + x) \frac{\exp(-jkR2)}{R2} \right) + 2x \frac{\exp(-jkr)}{r} \cos(kh) \quad (4.2)$$

$$E_x(x, y, z_t) = \frac{jI_m x k}{4\pi\omega\varepsilon_0 (y^2 + z_t^2)} \left((h-x) \frac{\exp(-jkR_1)}{R_1} - (h+x) \frac{\exp(-jkR_2)}{R_2} \right) + 2x \frac{\exp(-jkr)}{r} \cos(kh) \quad (4.3)$$

ahol

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z_t^2} \quad (4.4)$$

$$R_1 = \sqrt{y^2 + z_t^2 + (h-x)^2} \quad (4.5)$$

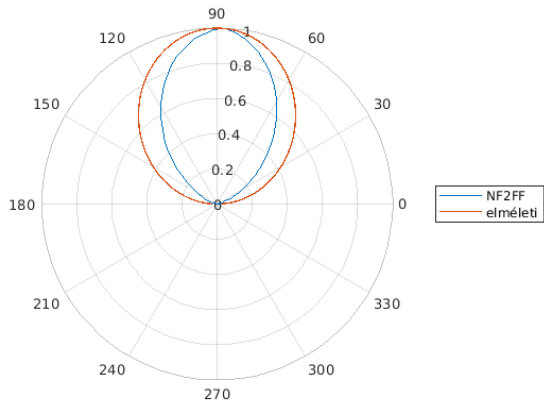
$$R_2 = \sqrt{y^2 + z_t^2 + (h+x)^2} \quad (4.6)$$

és I_m a maximális áramerősség a dipól mentén.

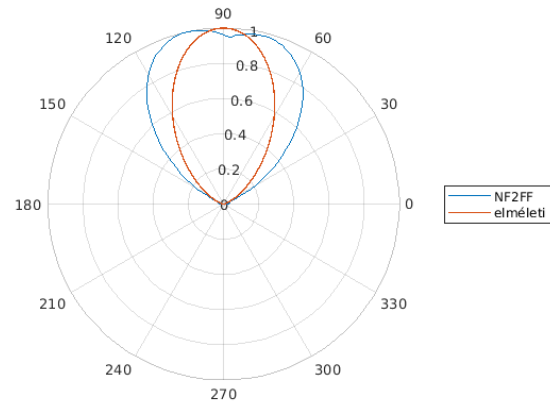
A dipól elméleti távoltéri térerősségét az alábbiak szerint kaphatjuk meg:

$$E_\vartheta = \frac{j60I_m}{\sin(kh)} \frac{\exp(-jkR)}{R} \frac{\cos(kh\cos(\vartheta)) - \cos(kh)}{\sin(\vartheta)} \quad (4.7)$$

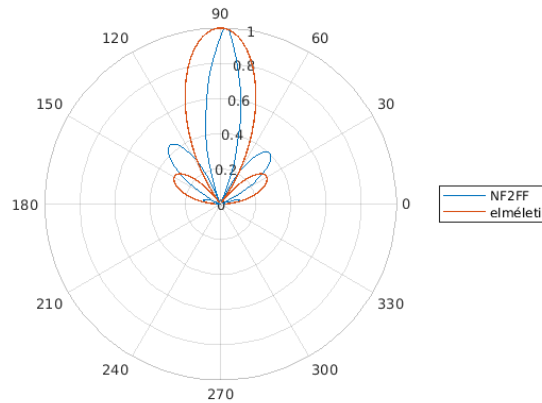
A transzformációval kapott (NF2FF – *near field to far field*) eredmények az elméleti távoltéri térerősséggel, amelyet a (4.7) képlet alapján határoztam meg:



(a) $h=0,25\lambda$.



(b) $h=0,5\lambda$.



(c) $h=0,625\lambda$.

4.2. ábra. Dipól szimulált (NF2FF) és elméleti távolféri térerősség értéke (E_{theta}).

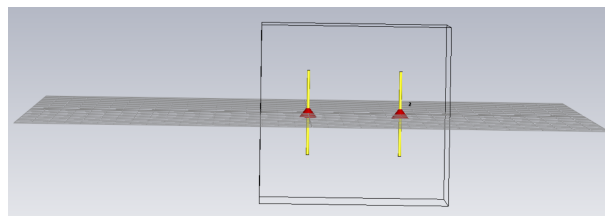
Látható, hogy jellegre hasonlít a transzformációval kapott eredmény az elméletivel. Az eltérés oka az, hogy a közeleteri térerősség eloszlást egy sík mentén ismertük, míg a távolférben a 3 dimenziós térben szeretnénk meghatározni a teret, amely tökéletes pontossággal elméletileg sem lehetséges. Meg kell említeni továbbá, hogy kompromisszumot kell kötni a sík méretében és az elméleti karakterisztika közelítésének pontosságában. A sík méretét növelve ugyan nő a pontosság, de a túl nagy méretű sík választása nehézséget okozhat a labor mérések során. A pontosság növelhető továbbá a sík felbontásának növelésével, azaz a mintavételi távolság csökkentésével. Ennek hátránya azonban, hogy ezáltal nőni fog a PWS mintavételi távolsága, ezért $0,3\lambda$ alá nem érdemes lecsökkenteni a síkbeli minták közti távolságot.

5. fejezet

Hengeres közeltéri szimulációk

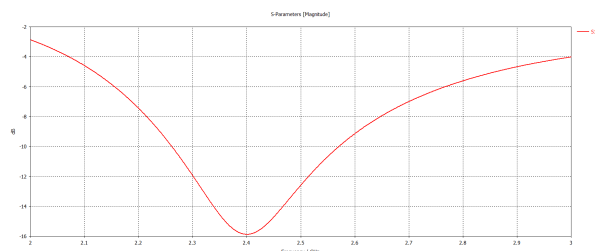
5.1. CST modell

A hengeres szimulációkhoz a nagyfrekvenciás elektromágneses modellezésben széles körben alkalmazott CST Studio-t használtam. A mérendő antenna egy $2.4GHz$ -es sávközéppel rendelkező félhullámhosszú dipól antenna volt. Az áramgerjesztést a dipól két rúdja közé helyeztem el (1-es port), amely ezáltal egy ideális táplálást valósított meg. A dipól két rúdja közti távolságot, a dipól hosszát valamint a dipól sugarát úgy optimalizáltam, hogy a reflexiós tényezője (S_{11}) $2.4GHz$ -en vegye fel a minimumát, így a fenti értékekre rendre $0.921mm$, $55mm$ és $0.918mm$ adódtak. A mérőantenna a mérendő antennával megegyező paraméterekkel rendelkező dipól antenna volt, azonos orientációval a z -tengelyben. A mérőantennát a mérendő antenna radiatív közelterébe helyeztem el, attól $45mm$ -re. A mérőantennára is elhelyeztem egy portot (2-es port) az antenna két rúdja közé, amely azonban vevőként funkcionált. Az így kapott CST-modell az alábbi ábrán látható:



5.1. ábra. Hengeres közeltéri szimulációs modell CST-ben.

A mérendő antenna S_{11} paraméterének frekvenciafüggése az alábbi ábrán látható:

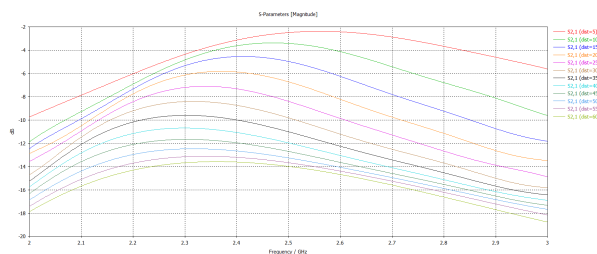


5.2. ábra. A mérendő antenna S_{11} paraméter abszolút értéke a frekvencia függvényében.

5.2. Közeltéri letapogatás szimulációja

A közeltéri letapogatáshoz az alábbi megfontolásokat lehet tenni. Mind a mérőantenna, mind a mérendő antenna hengeresen szimmetrikus, így elég egy, a mérőantenna tengelyébe eső vonal mentén mozgatni a mérőantennát a letapogatás során. Hasonló okok miatt elegendő az egyik irányban elvégezni a letapogatást. A letapogatás során az átviteli tényezőt (S_{21}) szimuláltam, hiszen ez arányos a kimenő feszültséggel, amely arányos a közeltéri térerősséggel. A mintavételi pontok közti távolságot a mintavételi tétel betartása érdekében a hullámhossz felére állítottam be ($62.5mm$).

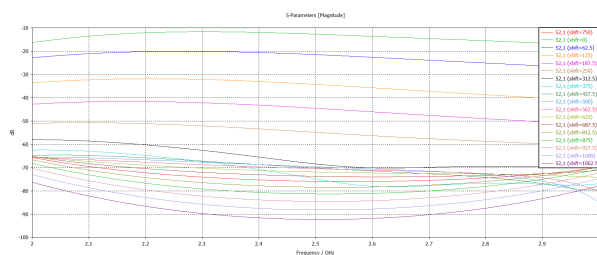
A két antenna közti távolság meghatározásához azt vizsgáltam meg, hogy hogyan változik az átviteli tényező értéke, ha azonos eltolás mellett változtatjuk a két antenna közti távolságot. A cél az volt, hogy ne a reaktív, hanem a radiatív közeltérben végezzem a szimulációt. A (3.1) egyenletbe behelyettesítve az elméleti határa a reaktív és a radiatív közeltérnek $27.4mm$, míg a (3.2) egyenlet alapján a közeltér és a távotér határa $62.5mm$. A két antenna távolságát ezek alapján $5mm$ -től $60mm$ -ig változtattam, $5mm$ -es lépésközzel, hogy így megvizsgáljam a reaktív közeltérrel is. A fent leírtak alapján lefuttatott szimuláció eredménye az alábbi ábrán látható:



5.3. ábra. Átviteli paraméter abszolútértékének frekvenciamenete az antennák közti távolság változtatásával (dist [mm]), azonos eltolás érték mellett (shift=0mm).

Megfigyelhető, hogy a távolság $25mm$ -es értékéig a frekvenciamenet feljebb tolódik az elvárásokhoz képest, míg $30mm$ után már 2.3 és 2.4 GHz körül mozog a maximális értéke az átviteli tényezőnek. Ezek alapján elmondható, hogy $45mm$ már biztosan a mérendő antenna radiatív közeltérébe tartozik, így a továbbiakban ezzel a távolsággal dolgoztam tovább.

A közeltéri letapogatás szimulációja során azt vizsgáltam, hogy milyen hatással van az S_{21} paraméterre a mérőantenna eltolásának mértéke a kiinduló helyzettől, illetve mekkora az a maximális eltolás érték, amelyet még érdemes alkalmazni a letapogatás során. Az egyes mintavételi pontokon az átviteli tényező frekvenciamenetét az alábbi ábra mutatja:



5.4. ábra. Közeltéri letapogatás szimulációja – S_{21} paraméter abszolút értéke a frekvencia és a mérendő antenna eltolása (shift [mm]) függvényében.

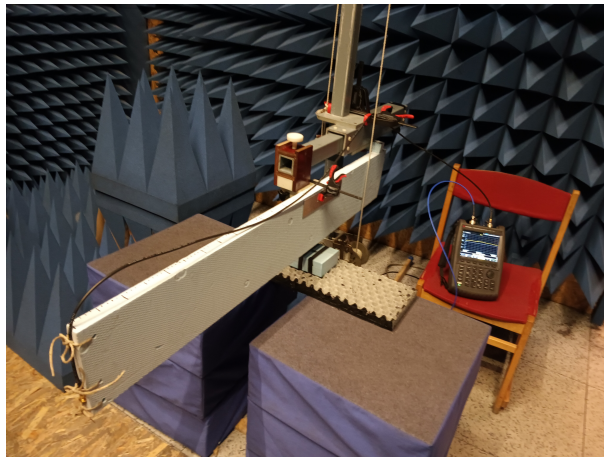
Megfigyelhető, hogy az eltolás 625mm -es értékétől megváltozik az átviteli tényező frekvenciamenetének jellege, 750mm -es értékétől pedig már az egész vizsgált frekvenciatartományon belül -70dB alatt van az átviteli tényező értéke, amely azt jelenti, hogy körülbelül $\pm 6\lambda$ -s eltolás mellett a közeli tér elhanyagolható, és lényegében nem fog beleszólni a távotéri térerősség képbe.

6. fejezet

Közelítéri mérések

6.1. Mérési elrendezés

A méréseket a Szélessávú Hírközlés és Villamosságtan Tanszék reflexiómentesített mérőkamrájában végeztem. A szimulációknak megfelelően a mérendő antenna és a mérőantenna is egy-egy félhullámhosszú dipól voltak. Szimmetria megfontolásokból szintén csak az egyik irányban toltam el az mérőantennát a mérőantennától egy, a tengelybe eső vonal mentén, valamint a két antenna közti távolságot a szimulációs eredményeknek megfelelően 45mm -re állítottam be. Az átviteli paraméterek mérését hálózatanalizátorral végeztem. Az adóteljesítmény -15dBm volt. A mérési elrendezés az alábbi ábrán látható:

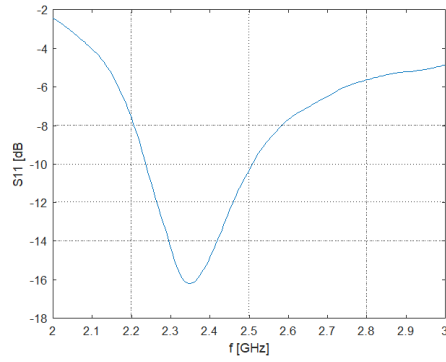


6.1. ábra. Közelítéri mérési elrendezés. Felül látható zsineggel rögzítve a mérőantenna, alul pedig a tartón a mérendő antenna. A mérést hálózatanalizátorral végeztem.

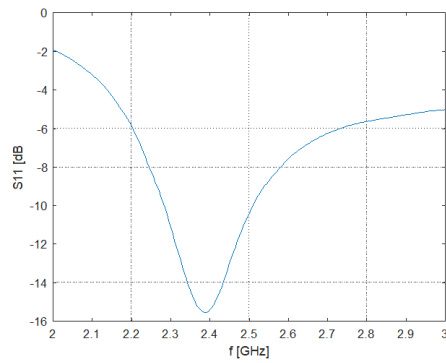
6.2. Közelítéri mérési eredmények

A közelítéri mérések előtt megmértem mindkét antenna bemeneti reflexió tényezőjét a szimulációban is vizsgált frekvenciatartományban.

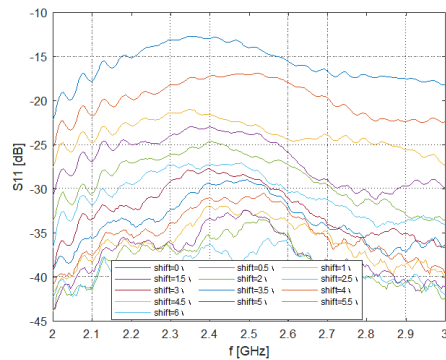
Ezek után a szimulációknak megfelelően 6λ eltolásig letapogattam a mérőantennával a mérendő antenna közeliterében az átviteli tényezőt, amellyel az alábbi ábrán látható eredményt kaptam:



6.2. ábra. Mérendő antenna bemeneti reflexiótényezője a frekvencia függvényében.



6.3. ábra. Mérőantenna bemeneti reflexiótényezője a frekvencia függvényében.



6.4. ábra. Közeltéri mérés során az átviteli tényező abszolútértéke a frekvencia függvényében.

A mérési eredmények azt mutatják, hogy 6λ eltolásnál -35dB alatt van az átviteli tényező értéke. Ez nem olyan alacsony, mint a szimuláció esetében, (amely többek között a zajoknak, és a dipól antenna hozzávezetéseiből adódó hibáknak köszönhető) de elfogadható érték, nem kell szélesebb tartományban letapogatni a mérendő antennát.

7. fejezet

Összefoglalás

A TDK keretein belül azzal foglalkoztam, hogy milyen módszerekkel lehet az antenna közeli teréből meghatározni távoli teret. A többfajta köztéri módszer közül a sík és a hengeres köztéri módszerrel dolgoztam: egy köztériben levő síkon ismert térerősség eloszlásból a síkhullám spektrum (PWS) módszerrel az általam írt MATLAB programot felhasználva kiszámítottam a távoli térerősséget. Továbbá hengeres szimulációkat és méréseket végeztem a letapogatás nagysága és a két antenna közti távolság meghatározása céljából. A transzformáció eredményét a szóbeli beszámolóban közlöm.

Irodalomjegyzék

- [1] G. Le Fur et al., "Implementation of a VHF Spherical Near-Field Measurement Facility at CNES", <https://www.mvg-world.com/en/resources/technical-papers/implementation-of-a-vhf-spherical-near-field-measurement-facility-at-cnes> [2022. 05. 25.]
- [2] V. Laquerbe, G. Le Fur, D. Belot, L. Feat and R. Contreres, "Simple and Robust Probes for Near-Field Antenna Measurements at low UHF bands," 2020 14th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP), 2020, pp. 1-4, doi: 10.23919/EuCAP48036.2020.9135653.
- [3] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, 4th edition, Wiley, Hoboken, NJ, USA, 2016, pp. 992-1000.
- [4] S. Gregson, J. McCormick and C. Parini, *Principles of Planar Near-Field Antenna Measurements*, The Institution of Engineering and Technology, London, United Kingdom, 2007, pp. 35-44.
- [5] D. Slater, *Near-Field Antenna Measurements*, Artech House, Boston, London, United Kingdom, 1991, pp. 1-57.
- [6] J. J. H. Wang, "An examination of the theory and practices of planar near-field measurement," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 6, pp. 746-753, June 1988, doi: 10.1109/8.1176.
- [7] D. Paris, W. Leach and E. Joy, "Basic theory of probe-compensated near-field measurements," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 26, no. 3, pp. 373-379, May 1978, doi: 10.1109/TAP.1978.1141855.
- [8] R. Hartánský, J. Slížik and L. Maršálka, "Dipole Near Field Analysis – A Closed Form Calculation in Cartesian Coordinates," in *Journal of Electrical Engineering*, vol. 64, pp. 327-330, 2013, doi: 10.2478/jee-2013-0048.
- [9] J. A. Stratton, J. A. (2015). "Cylindrical Waves", in *Electromagnetic Theory*, ebook ed. Hoboken, NJ: John Wiley Sons, 2015, ch. 6, pp. 349–391. doi:10.1002/9781119134640.ch6
- [10] M. Farouq, M. Serhir and D. Picard, "Far-field determination from near-field measured over a square section cylinder," in 2016 IEEE Conference on Antenna Measurements Applications (CAMA), 2016, doi:10.1109/cama.2016.7815765
- [11] F. D'Agostino, F. Ferrara, C. Gennarelli, G. Riccio and C. Savarese, "NF-FF transformation with cylindrical scanning from a minimum number of data," in *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 35, no. 4, pp. 264–270, 2002, doi:10.1002/mop.10578

- [12] H. Xiong, L.-G. Si, P. Huang and X. Yang, “Analytic description of cylindrical electromagnetic wave propagation in an inhomogeneous nonlinear and nondispersive medium”, in *Physical Review E*, vol. 82, no. 5, 2010, doi:10.1103/physreve.82.057602
- [13] D. M. Kerns, “Correction of near-field antenna measurements made with an arbitrary but known measuring antenna”, in *Electronics Letters*, vol. 6, no. 11, pp. 346–347, 1970, doi:10.1049/el:19700244
- [14] O. M. Bucci and C. Gennarelli, “Use of sampling expansions in near-field-far-field transformation: the cylindrical case”, in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 6, pp. 830–835, 1988, doi:10.1109/8.1185
- [15] R. J. Pogorzelski and E. Lun, “On the expansion of cylindrical vector waves in terms of spherical vector waves”, in *Radio Science*, vol. 11, no. 10, pp. 753–761, 1976, doi:10.1029/rs011i010p00753
- [16] F. Frezza, L. Pajewski, D. Saccoccioni and G. Schettini, “Plane-wave expansion of cylindrical functions in lossy media”, in *Optics Communications*, vol. 265, no. 1, pp. 47–51, 2006, doi:10.1016/j.optcom.2006.03.018
- [17] S. Liao and R. J. Vernon, “The Near-Field and Far-Field Properties of the Cylindrical Modal Expansions with Application in the Image Theorem”, in *2006 Joint 31st International Conference on Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics*. 2006, doi:10.1109/icimw.2006.368468
- [18] F. Ferrara, C. Gennarelli, R. Guerriero, G. Riccio and C. Savarese, C. “Computation of antenna directivity from cylindrical near-field measurements”, in *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 48, no. 4, pp. 686–691, 2006, doi:10.1002/mop.21443
- [19] A. Yaghjian, “An overview of near-field antenna measurements”, in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 34, no. 1, pp. 30–45, 1986, doi:10.1109/tap.1986.1143727
- [20] W. Leach and D. Paris, “Probe compensated near-field measurements on a cylinder”, in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 21, no. 4, pp. 435–445, 1973, doi:10.1109/tap.1973.1140520

Munkám elkészítése során többektől kaptam bátorítást és útmutatást. Külön köszönetet szeretnék mondani Dr. Lénárt Ferencnek a mérésekben való felbecsülhetetlen segítségéért és az azok során nyújtott hasznos tanácsaiért, valamint Reichardt Andrásnak, az elméleti megfontolásokkal kapcsolatos útmutatásáért. Dolgozatom azonban nem készülhetett volna el konzulensem, Dr. Nagy Lajos rendszeres és átfogó útmutatásai nélkül, amelyekkel bevezetett a témába, s amelyekkel kutatásomat annak minden szakaszában segítette. Köszönöm neki, hogy folyamatosan figyelemmel kísérte tevékenységemet, s hogy meglátásaival formálta kutatómunkámat.