

Nanoantenna-mom dióda szenzorok elektrodinamikája

Matyi Gábor

Témavezető:

Dr. Csurgay Árpád

Az MTA rendes tagja

Budapest 2007



Készült
a Pázmány Péter Katolikus Egyetem
Információs Technológia Kar
Interdiszciplináris Műszaki Tudományok
Doktori Iskola
keretében,



a Magyar Tudományos Akadémia
Számítástechnikai és Automatizálási Kutató
Intézet
Analogikai és Neurális Számítások
Laboratórium
támogatásával

Tartalomjegyzék

TARTALOMJEGYZÉK	3
BEVEZETÉS.....	7
KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS.....	9
AZ ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK TÉTELES ÖSSZEFOGLALÁSA.....	11
<u>I. ELEKTRODINAMIKA.....</u>	<u>13</u>
I.1. KLASSZIKUS ELEKTROMÁGNESES TÉRELMÉLET	15
I.1.A. A MAXWELL-EGYENLETEK MEGOLDÁSAI	15
I.1.B. ÁLTALÁNOS MÓDSZEREK	16
I.1.B.a. A retardált potenciálok ([19])	16
I.1.B.b. A Hertz- vektor ([19], [20]).....	19
I.1.B.c. A térkomponensek viselkedése különböző közegek határán ([19]).....	21
I.1.B.d. A Stratton-Chu- formula ([19], [20])	21
I.1.B.e. Az antennák néhány alapvető jellemzője ([21]).....	22
I.1.B.e.i Az antenna iránykarakterisztikája	23
I.1.B.e.ii Elsugárzott teljesítménysűrűség.....	24
I.1.B.e.iii Sugárzási intenzitás.....	24
I.1.B.e.iv Direktivitás	25
I.1.B.e.v Nyereség	25
I.1.B.e.vi Bemeneti impedancia	25
I.1.B.e.vii Az antenna hatásos felülete	27
I.1.C. A MIKROSZTRIP ANTENNA ([21])	28
I.1.C.a. Az üreg modell ([21], [24])	29
I.1.D. A MAXWELL-EGYENLETEK MEGOLDÁSAI HULLÁMVEZETŐKBEN ([25], [26], [27])	30
I.1.D.a. Orthonormált sorfejtő függvényrendszer csőtápvonalakban (homogén veszteségmentes falu csőtápvonal tere).....	30
I.1.D.b. Út a Marcuvitz-Schwinger -egyenletekhez	33
I.1.E. EGY ELEMI TLM CELLA SZÓRÁSMÁTRIXÁNAK ELŐÁLLÍTÁSA, A M-S EGYENLETEK SEGÍTSÉGÉVEL	37
I.1.E.a. A z irányú hullámvezető	42
I.1.E.b. Az x irányú hullámvezető.....	45
I.1.E.c. Az y irányú hullámvezető.....	47

I.1.F. A MICRO STRIPES 7.0 SZOFTVER [23]-----	51
<u>II. NANOANTENNA-MOM DIÓDA INFRAVÖRÖS SZENZOR TERVEZÉSE.....</u>	53
II.1. NANOANTENNA–ALAGÚTDIÓDA INFRAVÖRÖS SZENZOROK.....	55
II.1.A. A NANOANTENNA–ALAGÚTDIÓDA RENDSZER -----	55
II.1.B. AZ EGYSÁVÚ NANOANTENNA-MOM DIÓDÁS INFRAVÖRÖS SZENZOR KÉPESSÉGEINEK ANALÍZISE -----	58
II.1.C. KÉTSÁVÚ INFRAVÖRÖS SZENZOR ÁRAMKÖRI MODELLJE ÉS GEOMETRIAI ELRENDEZÉSE ----	66
II.1.D. MEGNÖVELT HATÁSOS FELÜLETŰ KÉTSÁVÚ INFRAVÖRÖS NANOANTENNA-MOM DIÓDÁS SZENZOR TERVEZÉSE-----	71
II.1.E. A KÉTSÁVÚ INFRAVÖRÖS SZENZOR HATÁSOS FELÜLETÉNEK NÖVELÉSE SZFÉRIKUS MIKROLENCSE SEGÍTSÉGÉVEL -----	75
<u>III. FÜGGELÉK.....</u>	81
III.1. BOLOMÉTERES INFRAVÖRÖS SZENZOROK	83
III.1.A. A BOLOMÉTERES INFRAVÖRÖS ÉRZÉKELÉS ALAPJAI-----	84
III.1.B. A BOLOMÉTERES INFRAVÖRÖS SZENZOR EGYSZERŰ MODELLJE ÉS NÉHÁNY JELLEMZŐJE --	86
III.1.B.a. A rezisztív bolométer.....	87
III.1.B.b. A piroelektromos és ferroelektromos bolométer	88
III.1.B.c. A termoelektromos bolométer	89
III.1.C. SPEKTRUMSZELEKTÍV BOLOMÉTEREK -----	90
III.1.C.a. Antenna-csatolt bolométerek.....	91
III.2. A TÁVVEZETÉK-MÁTRIX MÓDSZER	93
III.2.A. A TLM MÓDSZER VÁZLATOS ISMERTETÉSE ([9])-----	94
III.3. A MOM DIÓDA MODELLJE ([4])	98
III.4. A MIKROSZTRIP ANTENNA ([24])	100
III.4.A. A MIKROSZTRIP ANTENNA SÁVVSZÉLESSÉGE -----	100
III.4.B. A MIKROSZTRIP ANTENNA DIREKTIVITÁSA -----	101
III.5. ANYAGOK VISELKEDÉSE AZ INFRAVÖRÖS TARTOMÁNYBAN.....	102
III.5.A. ANYAGOK LEÍRÁSA AZ OPTIKAI TARTOMÁNYBAN ([29])-----	102
III.5.B. FÉMEK DRUDE-SOMMERFELD MODELLJE -----	104
III.5.C. FÉLVEZETŐK LORENTZ-MODELLJE-----	105
III.6. A MICRO STRIPES 7.0 SZOFTVERRŐL RÖVIDEN [23]	106
III.6.A. WHAT IS MICRO-STRIPES?-----	106
III.6.B. MICRO-STRIPES KEY FEATURES -----	106

IV. BIBLIOGRÁFIA109

IV.1.A. SAJÁT KÖZLEMÉNYEK LISTÁJA-----114

Bevezetés

Infravörös, kriogenikus hőmérsékleten működő elektronikus érzékelőket már a hatvanas évek óta készítenek. Ezek alkalmazhatóságát erősen korlátozta az, hogy működésük során hűteni kellett őket. A következő fejlődési fokozatot, a hűtést nem igénylő bolométeres szenzorok, kifejlesztése jelentette ([1]-[3], III.1 függelék).

Már a hetvenes évek óta tanulmányozzák a nanoantenna fém-fémoxid-fém (mom) dióda rendszer működését ([4]). Mindkettő nagy előnye, hogy a gyártástechnológiát és a működést tekintve CMOS kompatibilis, elvileg képes több sávban működni és nem igényel hűtést. Az elmúlt 30 évben számos esetben vizsgálták ennek a szenzorfajtának a tulajdonságait ([4]-[8]). Ezek a munkák számos antennát (dipólus, csokornyakkendő, spirál,...) vizsgálnak az infravörös tartományban és számos mérési eredményt tartalmaznak.

A ([4]-[8]) munkák alapján a nanoantenna-mom dióda modellezésére felhasználhatóak a klasszikus antennaelmélet eredményei. Habár ezek a munkák számos mérési eredménye bizonyítja, hogy a nanoantenna-mom diódás szenzor képes spektrumszelektív érzékelésre, nem foglalkoznak a szenzor tervezési kérdéseivel. A klasszikus elektromágneses elmélet eredményeit felhasználva lehetőség nyílik nanoantenna-mom dióda rendszer mélyebb, analitikus vizsgálatára és olyan új struktúrák kidolgozására, melyek összeépíthetők a nagyteljesítményű feldolgozó elektronikával és – kihasználva a spektrumszelektív tulajdonságokat – több sávban is képesek érzékelni.

A szenzor részletes elektromágneses analíziséhez szükséges olyan numerikus módszer, mely segítségével megbízhatóan lehet kiszámolni a szenzor körül kialakuló elektromágneses teret.

A numerikus módszer elméleti megalapozása céljából az első fejezet első részében áttekintjük az elektromágneses térelmélet néhány fontosabb eredményét. Az első fejezet második részében a Marcuvitz-Schwinger- egyenletekből kiindulva, egzakt megalapozását adjuk a távvezeték mátrix módszernek (TLM-módszer). Eredményünk (Első tézis) nemcsak az ismert és széles körben sikeresen alkalmazott TLM- elvű szimulációs programok kiinduló algoritmusait kapcsolja össze a Maxwell- egyenletekkel, de utat mutat a TLM- módszer általánosításaihoz is. A második fejezet a nanoantenna-mom dióda szenzor szimulációs vizsgálati eredményeit tartalmazza és foglalkozik a kialakítás és a tervezés kérdéseivel. A tervezési módszer az

általam kidolgozott kétsávós infravörös szenzor áramköri modelljére épül (Második tézis). Megállapítottam, hogy a nanoantenna-mom rendszerû szenzor érzékenysége nem kielégítő, ezért megvizsgáltam mikrolencsék alkalmazási lehetőségeit és tervezési módszert adtam mikrolencsés kétsávú szenzorra (Negyedik tézis). Valamennyi tézis verifikációjában a közeli elektromágneses tér egzakt numerikus analízise meghatározó szerepet játszott.

Ahhoz azonban, hogy a klasszikus elektromágneses térelmélet eredményeit sikerrel alkalmazzassuk a szenzor konstrukciójának kialakításához és tervezési eljárások kidolgozásához, szükséges, hogy figyelembe vegyük a fémek és dielektrikumok viselkedését az infravörös tartományban ([29]-[32]).

Összehasonlítottam a közzétett numerikus eljárásokat, melyek közül legalkalmasabbnak az első tézis speciális esetét jelentő, a távvezeték-mátrix (TLM) módszeren ([9]-[14]) alapuló algoritmust alkalmazó Micro Stripes 7.0 szoftver bizonyult ([18]). Megjegyzem, hogy ezt a szoftvert mások is sikeresen alkalmazták infravörös szűrők modellezésében ([15]-[16]). A TLM-módszernek létezik időtartománybeli ([9]-[14]) és frekvenciatartománybeli ([17]) változata is.

A fentebb röviden felvázolt apparátus segítségével már kellő alapossággal vizsgálható a nanoantenna-mom diódás infravörös szenzor viselkedése. Az alább következő gondolatok remélhetőleg segítségül szolgálnak jobb és tökéletesebb infravörös szenzorok kifejlesztéséhez.

Köszönetnyilvánítás

A szerző ez úton szeretné köszönetét kifejezni Dr. Csurgay Árpád professzor úrnak türelméért, sok segítő és hasznos tanácsáért, útmutatásáért, melyek nélkül ez a munka soha sem jöhetett volna létre.

A szerző szeretné köszönetét kifejezni barátainak, családjának, akik támogatásukkal, és megértésükkel nélkülözhetetlen segítséget nyújtottak e munka elkészültéhez.

Az új tudományos eredmények tételes összefoglalása

Első Tézis: Megmutattam, hogy a Marcuvitz-Schwinger egyenletekből kiindulva a TLM-módszer szórásmátrixa levezethető monokromatikus jelekre, homogén, időinvariáns, veszteségmentes, izotróp közegek esetén.

Második Tézis: Kétsávú infravörös szenzorra geometriai elrendezést javasoltam és kidolgoztam az áramköri modellt.

Harmadik Tézis: Tervezési módszert dolgoztam ki, mely segítségével két adott frekvenciasávban működő kétsávú nanoantenna-mom diódás infravörös szenzor hatásos felülete növelhető.

Negyedik Tézis: Kiegészítettem a kétsávú infravörös szenzor struktúráját, hogy a hatásos felület jelentékenyen nőjön.

I. Elektrodinamika

I.1. Klasszikus elektromágneses térelmélet

Az elektromágneses jelenségeket a klasszikus fizikában az

$$(1) \quad \operatorname{rot} \bar{H} = \bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t},$$

$$(2) \quad \operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t},$$

$$(3) \quad \operatorname{div} \bar{B} = 0,$$

$$(4) \quad \operatorname{div} \bar{D} = S,$$

egyenletek írják le teljes körűen. Ezek a Maxwell- egyenletek ([19]). A (1), (2) egyenletek a rotáció egyenletek a (3), (4) egyenletek a divergencia egyenletek. A \bar{H} a mágneses tér, \bar{E} a villamos tér, \bar{J} az áramsűrűség, \bar{B} az indukciós tér, \bar{D} az eltolási áram tere és S a térbeli töltéssűrűség. A Maxwell- egyenletekhez tartoznak még az anyag és a tér kölcsönhatását kifejező egyenletek, melyek a legegyszerűbb, monokromatikus esetben

$$(5) \quad \bar{D} = e \bar{E},$$

$$(6) \quad \bar{B} = m \bar{H},$$

$$(7) \quad \bar{J} = g (\bar{E}_i + \bar{E}),$$

alakot öltik. Itt e az adott anyag permittivitása, m a permeabilitása és g a vezetőképessége. A (5)-(7) egyenletek változatos formában jelenhetnek meg attól függően, hogy milyen közegben vizsgáljuk az elektromágneses teret ([20]).

I.1.A. A Maxwell-egyenletek megoldásai

A Maxwell-egyenletek megoldási módszere erősen függ attól, hogy épp milyen közegben vizsgáljuk az elektromágneses teret ([20]). A (5)-(7) egyenletek általános alakjai (A primer térjellemezők \bar{E} és \bar{H})

$$(8) \quad \bar{D} = e(\bar{E}, \bar{H}),$$

$$(9) \quad \bar{B} = m(\bar{E}, \bar{H}),$$

$$(10) \quad J = g(\bar{E}, \bar{H}),$$

általános kapcsolatot jelentenek. A (8)-(10) egyenletek segítségével így teljesen általános formában ragadható meg az anyag és az elektromágneses tér kölcsönhatása ([20]). A vizsgált közegek például lehetnek időben állandóak, időben változóak, homogének, és inhomogének, lineárisak, és nemlineárisak, anizotrópak és bianizotrópak.

A mi esetünkben homogén időinvariáns lineáris közegek esetében fogjuk keresni a Maxwell- egyenletek megoldásait. A különlegességet a rendkívül magas frekvencia jelenti.

Jelen esetben, maradva a klasszikus fizika keretei között, áttekintjük azokat a módszereket, melyek segítségével az antennák körül képződő elektromágneses tér megadható.

I.1.B. Általános módszerek

I.1.B.a. A retardált potenciálok ([19])

Ebben a szakaszban az

$$(11) \quad \text{rot} \bar{H} = \bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t},$$

$$(12) \quad \text{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t},$$

$$(13) \quad \text{div} \bar{B} = 0,$$

$$(14) \quad \text{div} \bar{D} = S,$$

egyenletek megoldását fogjuk megkeresni, homogén, időinvariáns, lineáris, e és m paraméterekkel jellemzett közegekben. Feltesszük továbbá, hogy a töltéssűrűség és a térbeli árameloszlás minden időpillanatban adott ([19]). Mivel a \bar{B} indukciós tér divergenciája minden időpillanatban nulla kell legyen, ezért az előállítható egy másik vektortér rotációjaként

$$(15) \quad \bar{B} = \text{rot} \bar{A}.$$

Az (15) összefüggést most helyettesítsük (12)-be, majd megcserélve az időbeli és térbeli deriválás sorrendjét ([19])

$$(16) \quad \operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \bar{A} = -\operatorname{rot} \frac{\partial \bar{A}}{\partial t},$$

$$(17) \quad \operatorname{rot} \left(\bar{E} + \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} \right) = 0,$$

egyenlet adódik. A $\bar{E} + \frac{\partial \bar{A}}{\partial t}$ vektortér rotációja nulla, így ez előállítható egy skalárpotenciáltér gradienseként

$$(18) \quad \bar{E} + \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} = -\operatorname{grad} j.$$

Ebből a villamos térerősség

$$(19) \quad \bar{E} = -\frac{\partial \bar{A}}{\partial t} - \operatorname{grad} j,$$

alakban kifejezhető. A (5), (6) egyenleteket az (11) egyenletbe helyettesítve és felhasználva az (15) összefüggést

$$(20) \quad \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{A} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \bar{A} - \Delta \bar{A} = m \bar{J} - \operatorname{em} \operatorname{grad} \frac{\partial j}{\partial t} - \operatorname{em} \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2},$$

egyenlet adódik. Ezt kissé átrendezve az

$$(21) \quad \Delta \bar{A} - \operatorname{em} \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = -m \bar{J} + \operatorname{grad} \left(\operatorname{div} \bar{A} + \operatorname{em} \frac{\partial j}{\partial t} \right),$$

egyenlet adódik. Az (14) egyenlet az (19) felhasználásával

$$(22) \quad \operatorname{div} \bar{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{A} - \operatorname{div} \operatorname{grad} j = \frac{S}{e},$$

alakú lesz, ami kis rendezés után az

$$(23) \quad \Delta j = -\frac{S}{e} - \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{A},$$

alakot ölti. A (21) és a (23) egyenletekben is szerepel $\operatorname{div} \bar{A}$ értéke. Így \bar{A} értékének csak a rotációja meghatározott az (15) egyenlettel, a divergenciája szabadon választható. Az \bar{A} divergenciájának a megválasztását 'mértékválasztásnak' hívjuk. A leggyakoribb választás a 'Lorentz-mérték', a

$$(24) \quad \operatorname{div} \bar{A} + \operatorname{em} \frac{\partial j}{\partial t} = 0,$$

feltétellel. A Lorentz-feltétel a (21) egyenletet

$$(25) \quad \Delta \bar{A} - \operatorname{em} \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = -\operatorname{m} \bar{J},$$

az inhomogén hullámegyenletbe egyszerűsíti, míg a Lorentz-feltétel a (23) egyenletet a (25) egyenlet skalár megfelelőjébe

$$(26) \quad \Delta j - \operatorname{em} \frac{\partial^2 j}{\partial t^2} = -\frac{s}{e}.$$

Egy másik gyakori mértékválasztás a 'Coulomb-mérték' mely szerint

$$(27) \quad \operatorname{div} \bar{A} = 0.$$

Ekkor a (23) egyenlet a Laplace-Poisson egyenletre vezet

$$(28) \quad \Delta j(t) = -\frac{s(t)}{e}.$$

A (21) egyenlet az

$$(29) \quad \Delta \bar{A} - \operatorname{em} \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = -\operatorname{m} \bar{J} + \operatorname{em} \operatorname{grad} \frac{\partial j}{\partial t},$$

alakot ölti.

A (25), (26) egyenletek megoldásai

$$(30) \quad \bar{A}(x, y, z, t) = \frac{\operatorname{m}}{4\pi} \int_V \frac{\bar{J}\left(x, h, V, t - \frac{r}{c}\right)}{r} dx dh dV,$$

$$(31) \quad j(x, y, z, t) = \frac{1}{4\pi e} \int_V \frac{s\left(x, h, V, t - \frac{r}{c}\right)}{r} dx dh dV$$

alakokban írhatóak fel. Az x, y, z , azon P pont koordinátáját jelenti, melyben \bar{A} vagy j értékét keressük, x, h, V pedig a V térfogatot 'letapogató' Q futópont koordinátája, r a P és a Q pontok közötti távolság.

A (30), (31) egyenleteket vizsgálva kijelenthetjük, hogy az antennák által generált elektromágneses tér számolható a (30), (31) integrálok segítségével, ehhez mindössze az antennán kialakuló áramsűrűséget kell ismernünk. Az antennában kialakuló áramsűrűség és az általa generált elektromágneses tér viszont kölcsönösen hatnak egymásra, így az áramsűrűség és az elektromágneses tér meghatározása nem egyszerű feladat.

Az elmúlt évtizedek során több módszert dolgoztak ki az imént felvázolt probléma feloldására. Bizonyos egyszerű esetekben (például dipólus antennák esetében) jól működik, ha önkényesen feltesszük az antennán kialakuló áramsűrűség alakját ([21]). Az így kialakuló elektromágneses tér az (15), (19) egyenletek felhasználásával és a (30), (31) integrálok segítségével könnyen számolható.

Másik lehetőség, az antenna felszínén fennálló peremfeltételek érvényesítésével egyenletet felállítani az antennában kialakuló áramsűrűség és az antennát körülvevő elektromágneses térerősség között ([21]). Ez a módszer integrálegyenletekre vezet, (például a Hallén-, vagy a Pocklington-féle integrálegyenlet) melyeket például a Momentumok módszerével numerikusan oldhatunk meg ([21], [22]).

I.1.B.b. A Hertz- vektor ([19], [20])

Az előző szakaszban felvázolt módszer szerint először megoldjuk a vektorpotenciálra és a skalárpotenciálra vonatkozó hullámegyenleteket (25), (26), majd ezekből kiszámítjuk a vilamos, illetve mágneses térerősség értékeit. Ezt az amúgy meglehetősen bonyolult eljárást tovább egyszerűsíthetjük, az

$$(32) \quad \bar{A} = em \frac{\partial \bar{\Pi}}{\partial t},$$

összefüggés felhasználásával. Ekkor a Lorentz- mértékből (24) közvetlenül adódik, hogy

$$(33) \quad \mathbf{j} = -\operatorname{div} \bar{\Pi}.$$

Ezeket az összefüggéseket (15), (19) összefüggésekbe helyettesítve és a kijelölt műveleteket elvégezve az

$$(34) \quad \bar{H} = e \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \bar{\Pi},$$

$$(35) \quad \bar{E} = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{\Pi},$$

egyenletek adódnak. Az

$$(36) \quad \bar{J} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t},$$

$$(37) \quad \bar{s} = -\operatorname{div} \bar{p},$$

egyenletekkel bevezetve a \bar{p} vektort a kontinuitási egyenlet automatikusan kielégül, \bar{E} , és \bar{H} levezethető a

$$(38) \quad \Delta \bar{\Pi} - \operatorname{em} \frac{\partial^2 \bar{\Pi}}{\partial t^2} = -\frac{1}{e} \bar{p}$$

Hertz- vektorra érvényes hullámeqyenletből.

Kihasználva a Maxwell-egyenletek szimmetriáját, az előbbieken túl definiálhatunk mágneses Hertz-vektort is homogén töltésmentes térben, ugyanis ebben az esetben az eltolás is levezethető egy mágneses vektorpotenciálból $\bar{D} = \operatorname{rot} \bar{A}_m$. Bevezetve a mágneses Hertz-vektort,

$$(39) \quad \bar{A}_m = \operatorname{em} \frac{\partial \bar{\Pi}_m}{\partial t}$$

Mind a villamos, mind a mágneses Hertz-vektor kielégíti a homogén hullámeqyenletet, így most már összefoglalva írhatjuk:

$$(40) \quad \Delta \bar{\Pi}_{e,m} - \operatorname{em} \frac{\partial^2 \bar{\Pi}_{e,m}}{\partial t^2} = 0.$$

A mágneses és az elektromos Hertz-vektor segítségével a Maxwell-egyenletek két különböző, összetartozó megoldásához jutunk

$$(41) \quad \bar{H}_e = e \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \bar{\Pi}_e,$$

$$(42) \quad \bar{E}_e = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{\Pi}_e,$$

$$(43) \quad \bar{H}_m = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{\Pi}_m,$$

$$(44) \quad \bar{E}_m = e \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \bar{\Pi}_m,$$

melyek segítségével felírható a teljes megoldás.

I.1.B.c. A térkomponensek viselkedése különböző közegek határán ([19])

A térjellemzők az 1-es és 2 közegek határfelületén az

$$(45) \quad \bar{n}(\bar{B}_2 - \bar{B}_1) = 0,$$

$$(46) \quad \bar{n}(\bar{D}_2 - \bar{D}_1) = S_f,$$

$$(47) \quad \bar{n} \times (\bar{H}_2 - \bar{H}_1) = \bar{K},$$

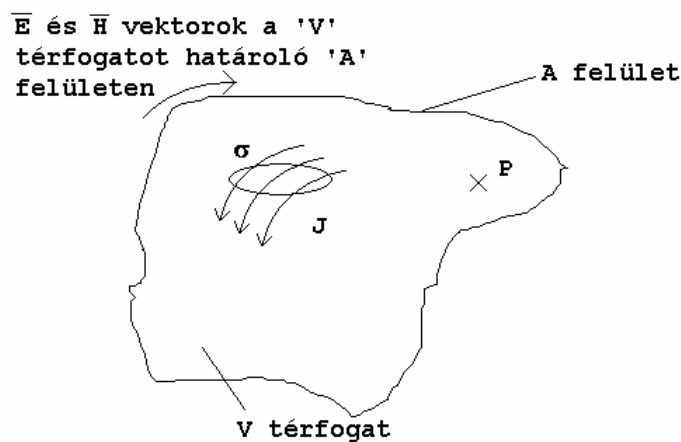
$$(48) \quad \bar{n} \times (\bar{E}_2 - \bar{E}_1) = 0,$$

összefüggéseknek tesznek eleget a határfelületen, ahol \bar{n} a határfelület normálisa, S_f a felületi töltéssűrűség a határfelületen, és \bar{K} a felületi áramsűrűség a határfelületen.

I.1.B.d. A Stratton-Chu-formula ([19], [20])

Ebben a szakaszban arra a kérdésre keressük a választ, hogy miként lehet a villamos és a mágneses térerősséget meghatározni a tér egy tetszőleges P pontjában, ha tetszőleges számú forrást helyeztünk el egy valamilyen A zárt felülettel határolt V térfogaton belül (I-1. ábra).

Tisztán szinuszos ($e^{j\omega t}$) időbeli gerjesztést feltételezve és felhasználva a vektoriális Green-tételt, bizonyítható ([19]), hogy a tér egy tetszőleges P pontjában a térerősség az alábbi integrálok segítségével számolható



I-1. ábra Tetszőleges ' V ' térfogatban lévő gerjesztések [19]

$$(49) \quad \begin{aligned} \bar{E}_P = & -\frac{1}{4\pi} \int_V \left[j\omega \bar{J} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} - \frac{S}{e} \text{grad} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \right] dV + \\ & + \frac{1}{4\pi} \oint_A \left[-j\omega \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} (\bar{n} \times \bar{H}) + (\bar{n} \times \bar{E}) \text{grad} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} + (\bar{n} \bar{E}) \text{grad} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \right] dA, \end{aligned}$$

$$(50) \quad \begin{aligned} \bar{H}_P = & -\frac{1}{4\pi} \int_V \left[\bar{J} \times \text{grad} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \right] dV + \\ & + \frac{1}{4\pi} \oint_A \left[-j\omega e (\bar{n} \times \bar{E}) \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} + (\bar{n} \times \bar{E}) \times \text{grad} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} + (\bar{n} \bar{H}) \text{grad} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \right] dA \end{aligned}$$

A fenti integrálok levezetésének tárgyalását mellőzzük, a levezetés részletesen, az eredeti publikációk mellett például [19]-ben és [20]-ban található meg. A fenti integrálokban az A felület befelé mutató normálvektorát tekintjük pozitívnak.

I.1.B.e. Az antennák néhány alapvető jellemzője ([21])

Az alábbiakban röviden áttekintjük azokat a paramétereket, melyek segítségével egy antenna képességei és tulajdonságai hatékonyan leírhatóak.

Az antennák által létrehozott elektromágneses tér az antennától mért távolság függvényében három nagyobb részre osztható (I-2. ábra):

§ A reaktív, közel-téri tartomány az antenna közvetlen közelében lévő térfogatrészt jelöli. A legtöbb antenna esetében ennek a tartománynak a külső határát az

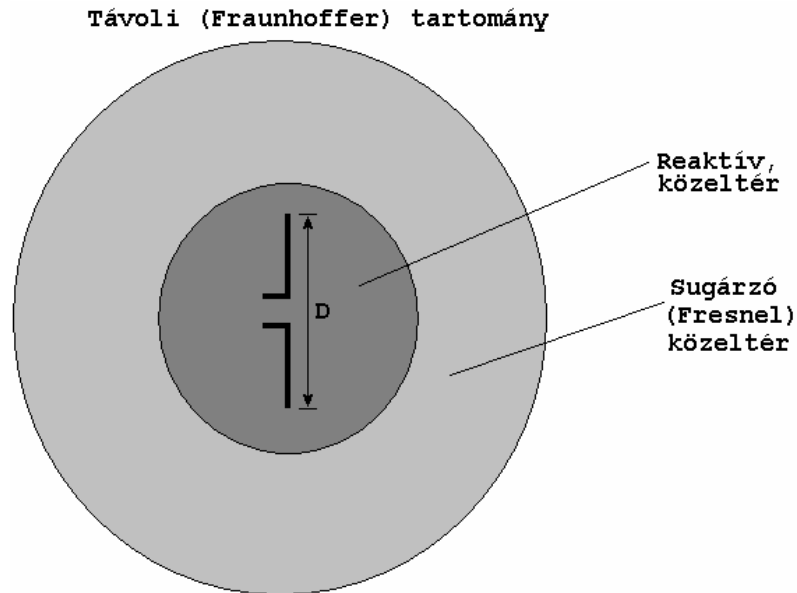
$$R < 0.62 \sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} \text{ összefüggés adja meg az antenna külső felszínétől számolva. Itt}$$

λ az elektromágneses tér hullámhossza, D pedig az antenna legnagyobb mérete.

§ Kicsit eltávolodva az antennától a sugárzó közel tér, a Fresnel-régió található. Ezt a tartományt úgy definiálják, mint a tartományt a közel tér és a távoli sugárzó tér között, ahol már a sugárzó tér dominál, és a térerősségek szög szerinti eloszlása csak az antennától mért távolságtól függ. Ennek a térrésznek a külső határa az

$$R < 2 \frac{D^2}{\lambda} \text{ összefüggéssel adható meg.}$$

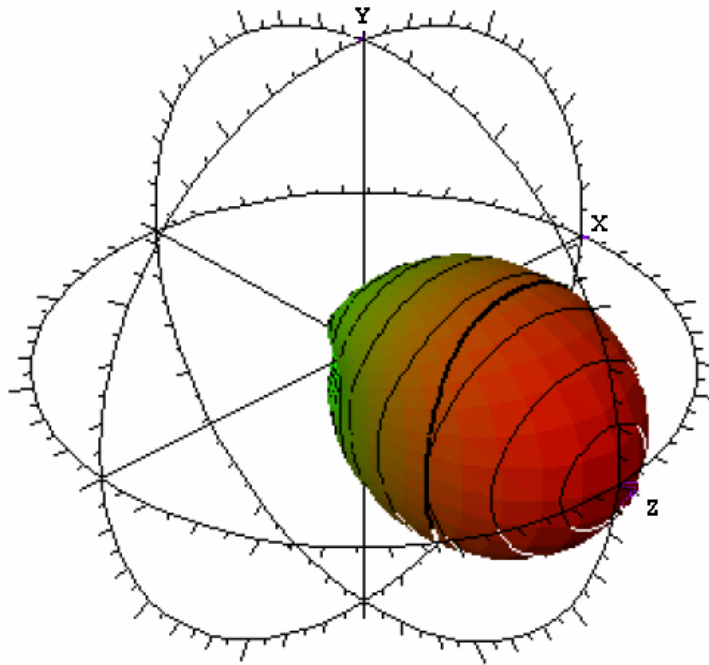
§ A legkülső tartomány a távoli Fraunhofer-régió. Ezt a régiót úgy definiálják, mint azt a tartományt, ahol a térerősségek irányszög szerinti eloszlása már alapvetően nem függ az antennától mért távolságtól.



I-2. ábra Az antenna körül kialakuló elektromágneses tér felosztása a távolság függvényében [21]

I.1.B.e.i Az antenna iránykarakterisztikája

Az egyik legfontosabb és legalapvetőbb jellemzője egy antennának az iránykarakterisztikája. Az antenna iránykarakterisztikája egy olyan ábra, melyen az antenna sugárzási tulajdonságai (például elsugárzott teljesítmény, térerősség nagysága) vannak ábrázolva a térbeli polár-koordináták függvényében (valamilyen rögzített r távolságra az antennától). Az antenna iránykarakterisztikája lehet háromdimenziós (I-3. ábra), de lehet valamilyen síkban vett metszet is. Az iránykarakterisztikán általában az antenna távoli terében létrehozott térerősséget szokták ábrázolni.



I-3. ábra Példa az antenna iránykarakterisztikájára ([22])

I.1.B.e.ii Elsugárzott teljesítménysűrűség

Fontos paraméter az antenna által elsugárzott teljesítménysűrűség, a Poynting-vektor (\bar{S})

$$(51) \quad \bar{S} = \bar{E} \times \bar{H}.$$

Ez a mennyiség természetesen irányfüggő. Egy F zárt felületen áthaladó P pillanatnyi teljesítmény, a Poynting-vektor a felületre normális komponensének a zárt felületre vett integráljával számolható

$$(52) \quad P = \oiint_F \bar{S} \cdot d\bar{s}.$$

Ha az F felület körbeveszi az antennát, akkor a (52) összefüggés az antenna által elsugárzott P_{rad} pillanatnyi teljes teljesítményt adja meg. Az átlagteljesítmények, a pillanatnyi teljesítményekből, időbeli átlagolás után számolhatóak.

I.1.B.e.iii Sugárzási intenzitás

A sugárzási intenzitás (U) egy adott irányban az antenna által egységnyi térszögben elsugárzott teljesítmény

$$(53) \quad U = r^2 S_r.$$

Ahol S_r a Poynting-vektor sugár irányú komponense, r az antennától mért távolság.

I.1.B.e.iv Direktivitás

A direktivitás D

$$(54) \quad D = \frac{4\pi U}{P_{rad}}$$

összefüggéssel definiálható, ahol U az egy tetszőleges irányban a sugárzási intenzitás, P_{rad} az antenna által elsugárzott teljes teljesítmény.

I.1.B.e.v Nyereség

Egy másik hasznos paraméter a nyereség. Az abszolút nyereséget, egy adott irányba mért sugárzási intenzitásnak és annak a sugárzási intenzitásnak a hányadosaként definiáljuk, amit akkor kapnánk, ha az antenna által felvett teljesítményt izotróp antenna sugározta volna el. Az izotróp sugárzó sugárzási intenzitása a vizsgált antenna által teljes felvett teljesítmény osztva 4π -vel. Így az abszolút nyereség

$$(55) \quad G = 4\pi \frac{U}{P_{in}}$$

alakban írható fel.

A relatív nyereség, mint a vizsgált antenna egy adott irányába lévő abszolút nyeresége és egy referencia antenna referenciáirányában meglévő abszolút nyereségének a hányadosaként definiálható.

I.1.B.e.vi Bemeneti impedancia

Az antenna Z_A bemeneti impedanciája

$$(56) \quad Z_A = R_A + jX_A,$$

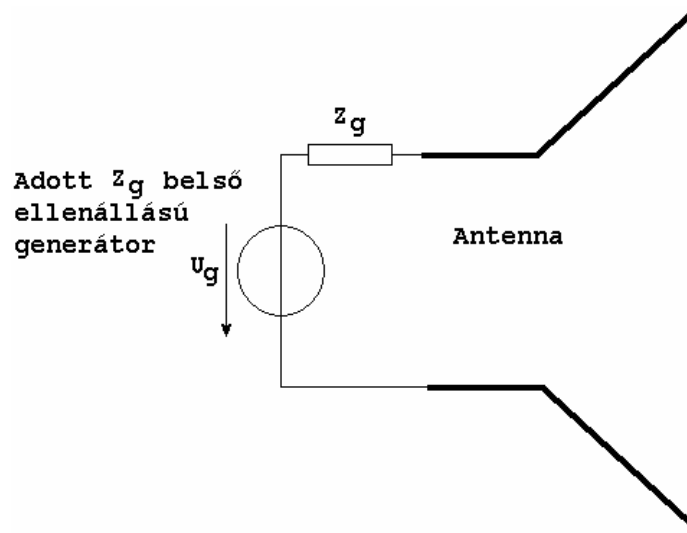
valós és képzetes részből áll.

A valós részt sugárzási ellenállásnak nevezzük. Mint tudjuk, az antenna P_{rad} teljesítményt sugároz ki a térbe. Tisztán szinuszos gerjesztést feltételezve, ha ismerjük az antenna bemenetén fellépő áramerősség effektív értékét, akkor az antenna sugárzási ellenállását (vesztégmentes esetben)

$$(57) \quad P_{rad} = R_A I_{eff}^2,$$

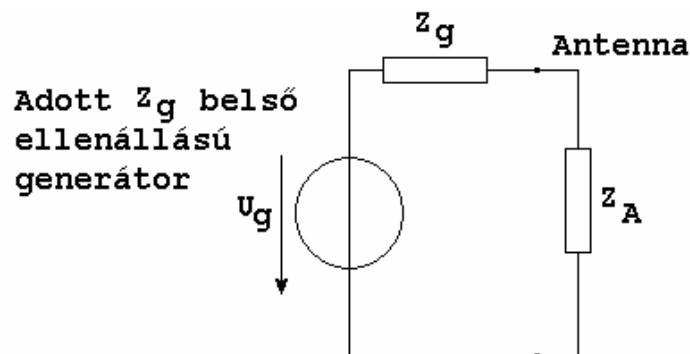
összefüggéssel definiálhatjuk.

Az antenna bemenetén fellépő komplex feszültség és áram hányadosát, vagy az antenna bemenetén fellépő villamos és mágneses térerősségek megfelelő komponensének a hányadosát hívjuk az antenna impedanciájának.



I-4. ábra Antenna és meghajtó áramköre, adó üzemmódban [21]

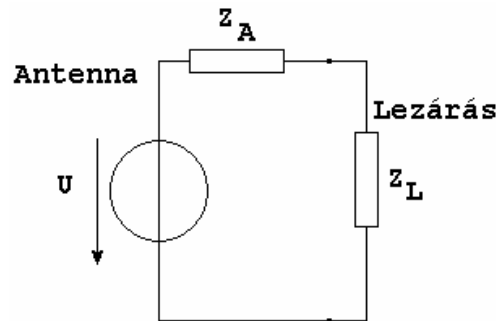
Az antenna bemenetére adó üzemben valamilyen meghajtó áramkör kapcsolódik, melyet egy Z_g belső impedanciájú feszültséggenerátorral helyettesíthetünk (I-4. ábra). Mivel az antenna, –adó üzemben, a meghajtó áramkör oldaláról nézve– helyettesíthető a Z_A impedanciával, ezért a teljes rendszer áramköri modellje könnyen képezhető (I-5. ábra).



I-5. ábra Antenna és meghajtó áramkörének modellje adó üzemben [21]

Vevő üzemben az antennára beeső elektromágneses térerősség áramot indukál az antenna kimenetén, ami meghajtja a rá kapcsolódó lezárást. Az antenna ilyenkor Z_A belső impedanciájú generátorként modellezhető, míg a rá kapcsolódó lezárás Z_L belső impedanciával

írható le. Így a teljes rendszer áramköri helyettesítő képe ugyancsak könnyen előállítható (I-6. ábra).



I-6. ábra Antenna áramköri helyettesítése vevő üzemben adott lezárás mellett [21]

A fent felvázolt áramköri modellek nagy előnye, hogy segítségével, könnyen és gyorsan számolható az antenna által elsugárzott, illetve az antenna által a lezárás felé közvetített teljesítmény. Ezen modellek segítségével hatékonyan vizsgálható az antenna és a lezárása között viszony.

I.1.B.e.vii Az antenna hatásos felülete

A vevő üzemmódban működő antenna kimenetén fellépő teljesítmény és az antennára eógy adott irányból érkező elektromágneses sugárzás teljesítménysűrűségének a hányadosát az antenna hatásos felületének (A_e)

$$(58) \quad A_e = \frac{P_T}{S_i},$$

nevezzük. Ahol P_T az antenna kimenetén fellépő teljesítmény, S_i a beérkező teljesítménysűrűség. Az antenna hatásos felülete egy olyan ekvivalens felületet definiál, melyet ha 'kifeszítenénk' a beérkező elektromágneses sugárzás útjába, éppen akkora teljesítmény haladna át rajta, mint amekkora az antenna kimenetén realizálódik.

Az antenna hatásos felülete kifejezhető direktivitása segítségével [21] (természetesen azonos irányban mért direktivitás és hatásos felület között áll fenn az összefüggés)

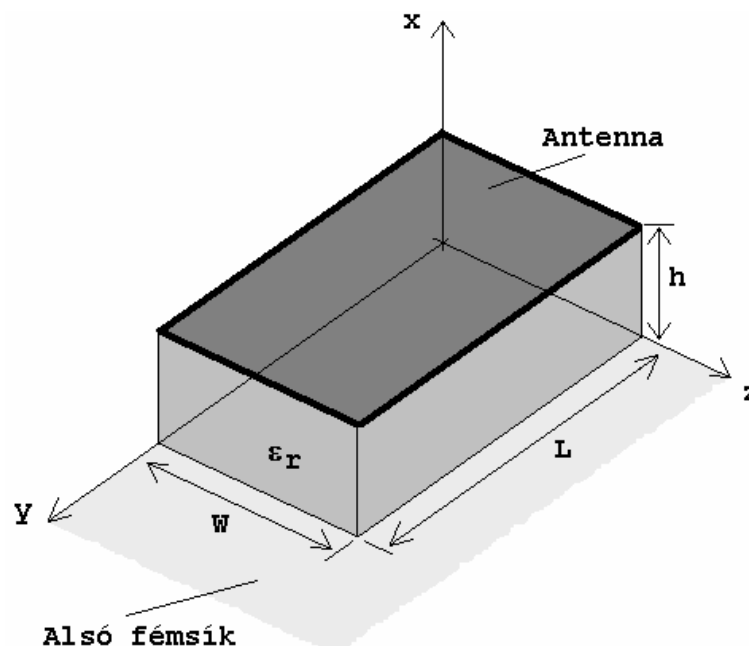
$$(59) \quad A_e = \frac{1}{4\pi} D.$$

Az előbbi összefüggés azzal a feltételezéssel érvényes, hogy a rendszer veszteségmentes, az antenna tökéletesen van illesztve a kimenetére és a beeső hullám polarizációja miatt

nincs veszteség. A (59) összefüggés általánosítható veszteséges esetre is. Erről bővebb információ [21]-ben található.

I.1.C. A mikrosztrip antenna ([21])

Habár a mikrosztrip antennák történetét egészen az ötvenes évek elejéig vissza lehet vezetni, igazán csak a hetvenes évektől vált elterjedté a használata ([21]). Nagy előnye, hogy közvetlenül lehet kialakítani integrált áramkörü hordozók felületén, így csökkentve a szükséges helyet és súlyt. Tipikus geometriai elrendezésben, a mikrosztrip antenna alatt egy vékony dielektrikum réteg található, melyet egy nagykiterjedésű fém sík zár le (I-7. ábra). A mikrosztrip antennák formája nagyon változatos képet mutathat. Lehet négyzet alakú, de lehet kör, háromszög, elliptikus, dipólus, körgyűrű alakú is.



I-7. ábra Négyzetes mikrosztrip antenna vázlatos felépítése ([21])

Mikrosztrip antennákat számos módon lehet gerjeszteni. Csatlakozhatunk hozzá valamilyen tápvonal segítségével, meghajthatjuk alulról (a fémsíkot áttörve) egy apertúrán keresztül, de alulról egy tű segítségével is gerjeszthetjük.

A mikrosztrip antennák számos modelljét dolgozták ki az elmúlt évtizedek folyamán ([21]). A két talán leggyakoribb a távvezeték modell és az üreg modell. A következőkben rövid összefoglalás található az üreg modell legfontosabb eredményeiről.

I.1.C.a. Az üreg modell ([21], [24])

A mikrosztrip antenna úgy is felfogható (idealizált közelítésként), mint egy ϵ_r dielektromos állandójú dielektrikummal kitöltött üreg, melynek alsó és felső lapját ideális fém zárja le, míg oldallapjai szabadon vannak (I-7. ábra). Az antenna alatt lévő dielektromos réteg messzire kinyúlik (idealizált esetben a végtelenbe), most azonban az egyszerűség kedvéért feltesszük, hogy csak az antenna széléig tart. A továbbiakban ennek az üregnek a sugárzási tulajdonságait fogjuk megvizsgálni. A [21] és [24] munkák részletesen tárgyalják az üreg modellt (III.4 függelék), itt azonban csak rövid, kivonatos formában foglaljuk össze ezek legfontosabb megállapításait. Az itt közlésre kerülő összefüggések csak erős korlátok között érvényesek. Így csak durva közelítésként használhatóak és nem nélkülözhetik a pontosabb numerikus modellezést.

Mivel az antenna alatt található dielektromos réteg nagyon vékony (h kicsi) ezért az üregben az ' x ' irányú térerősség változás jó közelítéssel elhanyagolható, továbbá feltehetjük, hogy a villamos térerősség az üregben jó közelítéssel merőleges az antenna alsó felületére és az alsó fémsíkra is. A mikrosztrip antenna f_0 rezonanciafrekvenciája a domináns TM^x alaplómódus esetén az

$$(60) \quad f_0 = \frac{c}{2\sqrt{\epsilon_r m_r L_e}}$$

összefüggés segítségével számolható, ahol c a fénysebesség, ϵ_r és m_r az üreget kitöltő dielektrikum relatív permittivitása és relatív permeabilitása, L_e az antenna effektív hossza, mely az

$$(61) \quad L_{eff} = L + 2\Delta L,$$

összefüggés segítségével definiálható, ahol L az antenna fizikai hossza:

$$(62) \quad \Delta L = 0.412h \frac{\left(\epsilon_{r,eff} + 0.3\right)\left(\frac{W}{h} + 0.264\right)}{\left(\epsilon_{r,eff} - 0.258\right)\left(\frac{W}{h} + 0.8\right)},$$

Ezt az összefüggést szokták Hammerstadt-formula néven is emlegetni, ahol, az $\epsilon_{r,eff}$ effektív dielektromos állandó közelítő kifejezése $W/h \gg 1$ feltétel esetén

$$(63) \quad e_{\text{reff}} = \frac{e_r + 1}{2} + \frac{e_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12 \frac{h}{W}}}$$

összefüggés segítségével számolható.

I.1.D. A Maxwell-egyenletek megoldásai hullámvezetőkben ([25], [26], [27])

Csőtápvonalak hatékony és elvi szempontból is rigorózus számítási módszerét először 1951-ben tette közzé Marcuvitz és Schwinger [25]. Az itt felvázolt eredmények további kifejtése és alkalmazása található [26] és [27] munkákban. Az alábbiakban összefoglaljuk a Marcuvitz-Schwinger- egyenleteket és vázoljuk a hozzájuk vezető utat.

I.1.D.a. Orthonormált sorfejtő függvényrendszer csőtápvonalakban (homogén veszteségmentes falu csőtápvonal tere)

Mint azt láttuk a I.1.B.b szakaszban, a

$$(64) \quad \Delta \bar{\Pi}_{e,m} - \text{em} \frac{\partial^2 \bar{\Pi}_{e,m}}{\partial t^2} = 0,$$

egyenletek megoldásának a segítségével, az

$$(65) \quad \bar{H}_e = e \frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \bar{\Pi}_e,$$

$$(66) \quad \bar{E}_e = \text{rot} \text{rot} \bar{\Pi}_e,$$

$$(67) \quad \bar{H}_m = \text{rot} \text{rot} \bar{\Pi}_m,$$

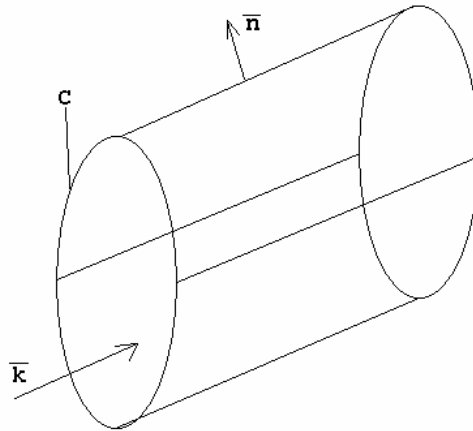
$$(68) \quad \bar{E}_m = e \frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \bar{\Pi}_m,$$

felhasználásával, könnyen meghatározhatjuk a Maxwell-egyenletek összetartozó megoldásait.

A (64) egyenlet Fourier- transzformáltja,

$$(69) \quad \Delta \bar{\Pi}_{e,m} - \text{em} \omega^2 \bar{\Pi}_{e,m} = 0,$$

alakot ölti. A továbbiakban ezt a formát használjuk. Tételezzünk fel egy \bar{k} irányba mutató homogén veszteségmentes csőtápvonalat, melynek C keresztmetszeti kontúrja ismert és a felszínének \bar{n} normálvektora kifelé mutat (I-8. ábra).



I-8. ábra Csőtápvonal vázlatos kialakítása [27]

A (69) egyenlet megoldását bontsuk fel, egy csak longitudinális és egy csak transzverzális komponens szorzatára

$$(70) \quad \bar{\Pi}_{e,m} = \bar{k} Z(z) f_{e,m}(x, V),$$

ahol x és V a transzverzális koordináták. A (70) összefüggést (69)-be helyettesítve, a hullámegyenlet két független

$$(71) \quad \Delta_t f_{e,m} + k^2 f_{e,m} = 0,$$

$$(72) \quad \frac{d^2 Z}{dz^2} - g^2 Z = 0,$$

egyenletre esik szét, ahol

$$(73) \quad \Delta_t = \Delta - \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

és

$$(74) \quad g^2 = k^2 - w^2 \epsilon_m.$$

A (71) és (72) egyenleteknek adott peremfeltételek mellett csak bizonyos k és g értékek esetén van megoldása. A k és g között (74) egyenlet létesít kapcsolatot. A k_i értékeket a (71) egyenlet sajátértékeinek nevezzük. Minden k_i értékhez tartozik egy függvény, mely megoldása (71)-nek.

A tárgyalás elején feltettük, hogy a csőtápvonal fala ideális fémből készült. Most ennek segítségével határozzuk meg a (71) egyenlet megoldásához szükséges peremfeltételeket. A I.1.B.c szakasz alapján ideális fém felületén az alábbi egyenleteknek kell teljesülnie:

$$(75) \quad \bar{n} \times \bar{E} = 0,$$

$$(76) \quad \bar{n} \bar{H} = 0,$$

Ezek az egyenletek akkor teljesülnek, ha

$$(77) \quad \mathbf{f}_{ei} = 0$$

a C -n és

$$(78) \quad \frac{\partial \mathbf{f}_{mj}}{\partial n} = 0,$$

a C -n. Tehát a csőtápvonalban kialakuló elektromágneses tér meghatározásához először a

$$(79) \quad \Delta_t \mathbf{f}_{ei} + k_{ei}^2 \mathbf{f}_{ei} = 0 \quad \mathbf{f}_{ei} = 0 \quad a \ C - n,$$

$$(80) \quad \Delta_t \mathbf{f}_{mj} + k_{mj}^2 \mathbf{f}_{mj} = 0 \quad \frac{\partial \mathbf{f}_{mj}}{\partial n} = 0 \quad a \ C - n,$$

sajátérték egyenletek megoldásával kell kezdeni. Ezen skaláris sajátfüggvények segítségével már könnyen definiálhatjuk a vektoriális sajátfüggvényeket. A TM módusokra az

$$(81) \quad \bar{e}_{ei} = \nabla_t \mathbf{f}_{ei},$$

$$(82) \quad \bar{h}_{ei} = \bar{k} \times \bar{e}_{ei},$$

egyenletek segítségével, míg a TE módusokra az

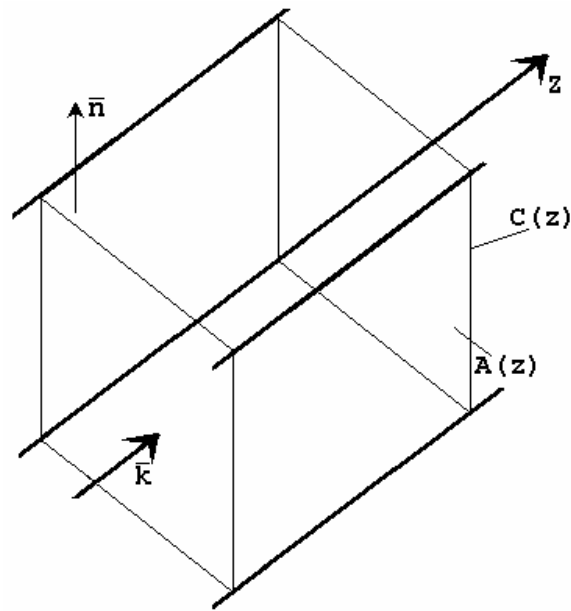
$$(83) \quad \bar{e}_{mj} = -\bar{k} \times \nabla_t \mathbf{f}_{mj},$$

$$(84) \quad \bar{h}_{mj} = \bar{k} \times \bar{e}_{mj},$$

egyenletek segítségével. A legkisebb TE sajátértékhez ($k_{mj} = 0$) tartozó módust hívjuk TEM módusnak. TEM módus csak többszörösen összefüggő csőtápvonalakban létezik.

Az itt felvázolt sajátfüggvények teljes, orthonormált sort alkotnak, melyet most nem bizonyítunk. A bizonyítás részletesen [27]-ben található.

I.1.D.b. Út a Marcuvitz-Schwinger -egyenletekhez



I-9. ábra Négyszögletes csőtápvonal geometriája

Az előző szakaszban láttuk, hogy a C kontúrgörbe által határolt homogén veszteségmentes csőtápvonalban milyen módon állíthatjuk elő a Maxwell-egyenletek megoldását orthonormált sajátfüggvények segítségével.

Most ezen teljes, orthonormált függvényt sor felhasználva akarunk általánosabb (vesztéses, elágazásos) esetben is érvényes módszert kidolgozni a csőtápvonalakban kialakuló elektromágneses tér meghatározására (I-9. ábra).

Első lépésben bontsuk fel a Maxwell-egyenletekben szereplő mennyiségeket egy transzverzális és egy longitudinális komponens összegére:

$$(85) \quad \bar{E} = \bar{E}_t + \bar{k}E_z,$$

$$(86) \quad \bar{H} = \bar{H}_t + \bar{k}H_z,$$

$$(87) \quad \bar{J} = \bar{J}_t + \bar{k}J_z.$$

Ebben az esetben a nabla operátort is a

$$(88) \quad \nabla = \nabla_t + \bar{k} \frac{\partial}{\partial z},$$

alakban használjuk fel. Alkalmazva az előbbieket (szinuszos időfüggést feltételezve) a Maxwell-egyenletek Fourier- transzformált alakjában,

$$(89) \quad \nabla \times \bar{H} = j\omega \epsilon \bar{E} + \bar{J},$$

$$(90) \quad \nabla \times \bar{E} = -j\omega \mu \bar{H},$$

az alábbi egyenleteket kapjuk

$$(91) \quad \nabla \times (\bar{H}_t + \bar{k}H_z) = j\omega \epsilon (\bar{E}_t + \bar{k}E_z) + (\bar{J}_t + \bar{k}J_z),$$

$$(92) \quad \nabla \times (\bar{E}_t + \bar{k}E_z) = -j\omega \mu (\bar{H}_t + \bar{k}H_z).$$

Megszorozva mindkét egyenletet \bar{k} egységvektorral és elvégezve a kijelölt műveleteket, az alábbi egyenleteket kapjuk

$$(93) \quad \nabla_t (\bar{H}_t \times \bar{k}) = j\omega \epsilon E_z + J_z,$$

$$(94) \quad \nabla_t (\bar{k} \times \bar{E}_t) = j\omega \mu H_z.$$

Ezekből kifejezve E_z -t és H_z -t,

$$(95) \quad E_z = \frac{1}{j\omega \epsilon} [\nabla_t (\bar{H}_t \times \bar{k}) - J_z],$$

$$(96) \quad H_z = \frac{1}{j\omega \mu} [\nabla_t (\bar{k} \times \bar{E}_t)],$$

jól látszik, hogy a longitudinális tér kiszámolható a transzverzális tér segítségével.

Most szorozzuk meg a (91), (92) egyenleteket vektoriálisan \bar{k} egységvektorral. Elvégezve a kijelölt műveleteket az

$$(97) \quad \nabla_t E_z - \frac{\partial \bar{E}_t}{\partial z} = j\omega \mu \bar{H}_t \times \bar{k},$$

$$(98) \quad \nabla_t H_z - \frac{\partial \bar{H}_t}{\partial z} = j\omega \epsilon \bar{k} \times \bar{E}_t + \bar{k} \times \bar{J}_t,$$

egyenleteket kapjuk. Ha a (95), (96) egyenleteket behelyettesítjük a (97)-be és a (98)-ba, akkor csak a transzverzális komponensektől (E_t, H_t) függő parciális differenciálegyenleteket kapunk

$$(99) \quad -\frac{\partial \bar{E}_t}{\partial z} = j\omega \mu (\bar{H}_t \times \bar{k}) - \frac{1}{j\omega \epsilon} \nabla_t (\nabla_t \cdot [\bar{H}_t \times \bar{k}]) + \frac{1}{j\omega \epsilon} \nabla_t J_z,$$

$$(100) \quad -\frac{\partial \bar{H}_t}{\partial z} = j\omega \epsilon (\bar{k} \times \bar{E}_t) - \frac{1}{j\omega \mu} \nabla_t (\nabla_t \cdot [(\bar{k} \times \bar{E}_t)]) + \bar{k} \times \bar{J}_t.$$

Keressük a fenti egyenletek megoldását az alábbi

$$(101) \quad \bar{E}_t = \sum_i \bar{e}_i U_i,$$

$$(102) \quad \bar{H}_t = \sum_j \bar{h}_j I_j,$$

sor alakjában, ahol, U_i és I_j a módusfeszültség és a módusáram. A (99), (100) egyenletek jobb oldalán álló második tagban az \bar{E}_t és a \bar{H}_t függvények differenciálhányadosai szerepelnek. A sor tagonkénti differenciálhatóságának problémáját egyelőre megkerülendő a $\frac{1}{j\omega \mu} \nabla_t (\nabla_t \cdot [(\bar{k} \times \bar{E}_t)])$ és a $\frac{1}{j\omega \epsilon} \nabla_t (\nabla_t \cdot [\bar{H}_t \times \bar{k}])$ tagokban hagyjuk meg az \bar{E}_t és a \bar{H}_t függvényeket. A (101) és (102) alakokat az előbbieknél megfelelően behelyettesítve a (99), (100) egyenletek első két tagjába azt kapjuk, hogy

$$(103) \quad -\sum_i \bar{h}_i \frac{\partial I_i}{\partial z} = \sum_i j\omega \epsilon (\bar{k} \times \bar{e}_i) U_i - \frac{1}{j\omega \mu} \nabla_t (\nabla_t \cdot [(\bar{k} \times \bar{E}_t)]) + \bar{k} \times \bar{J}_t,$$

$$(104) \quad -\sum_i \bar{e}_i \frac{\partial U_i}{\partial z} = -\sum_i j\omega \mu (\bar{k} \times \bar{h}_i) I_i - \frac{1}{j\omega \epsilon} \nabla_t (\nabla_t \cdot [\bar{H}_t \times \bar{k}]) + \frac{1}{j\omega \epsilon} \nabla_t J_z.$$

Az első egyenletet balról szorozzuk be rendre minden \bar{h}_i -vel és a másodikat is rendre szorozzuk be balról minden \bar{e}_i -vel és mindkét oldalt integráljuk a csőtápvonal A keresztmetszeti felületére. Ekkor kihasználva az \bar{e} és \bar{h} sorfejtő függvényrendszer orthonormáltságát, a (103) egyenlet esetében például az egyenlet bal oldalán álló tag az alábbiak szerint írható (ha épp az

i -dik \bar{h}_i -vel szorozzuk be) $\int_A \bar{h}_i \sum_k \bar{h}_k \frac{\partial I_k}{\partial z} dA = \sum_k \frac{\partial I_k}{\partial z} \int_A \bar{h}_i \bar{h}_k dA = \frac{\partial I_i}{\partial z} \int_A \bar{h}_i \bar{h}_i dA = \frac{\partial I_i}{\partial z}$, mivel

minden $\int_A \bar{h}_i \bar{h}_j dA = 0$ ha $i \neq j$ az orthonormáltság miatt.

A (103) egyenlet jobb oldalán álló első tag, pedig

$j\omega \epsilon \int_A \bar{h}_i \sum_k U_k (\bar{k} \times \bar{e}_k) dA = j\omega \epsilon \sum_k U_k \int_A \bar{h}_i (\bar{k} \times \bar{e}_k) dA = j\omega \epsilon \sum_k U_k \int_A \bar{h}_i \bar{h}_k dA = j\omega \epsilon U_i \int_A \bar{h}_i \bar{h}_i dA = j\omega \epsilon U_i$ szerint alakul. Így a (103), (104) egyenletek az alábbiak szerint

$$(105) \quad -\frac{\partial I_i}{\partial z} = j\omega \epsilon U_i - \frac{1}{j\omega \mu} \int_A \nabla_t (\nabla_t \cdot [(\bar{k} \times \bar{E}_t)]) \bar{h}_i dA + \int_A \bar{h}_i (\bar{k} \times \bar{J}_t) dA,$$

$$(106) \quad -\frac{\partial U_i}{\partial z} = j\omega \mu I_i - \frac{1}{j\omega \epsilon} \int_A \nabla_t (\nabla_t \cdot [\bar{H}_t \times \bar{k}]) \bar{e}_i dA + \frac{1}{j\omega \epsilon} \int_A \bar{e}_i (\nabla_t J_z) dA,$$

írhatóak fel. Így a parciális differenciálegyenlet-rendszer szétbontható végtelen sok közös differenciálegyenletre. A (105), (106) egyenletek jobb oldalán álló második tagban, az A keresztmetszeti felületre végzett integrálás átírható a keresztmetszeti felület zárt C kontúrján végzett vonalmenti integrállá (bizonyítás [26]-ban). Így a (111),(113) kifejezésekben szereplő transzverzális és longitudinális villamos térerősség a C kontúrgörbe mentén értendő, és nem tekintendő ismeretlen paraméternek. Az egyenletekben szereplő integrálok kiértékelése után ([26]) az alábbiakat kapjuk

$$(107) \quad -\frac{\partial U_i}{\partial z} = Z_i I_i + Q_i + Q_{ij},$$

$$(108) \quad -\frac{\partial I_i}{\partial z} = Y_i U_i + P_i + P_{ij},$$

ahol,

$$(109) \quad Y_i = \begin{cases} j\omega \epsilon & \text{a TEM és a TE módusoknál} \\ j\omega \epsilon + \frac{k_i^2}{j\omega \mu} & \text{a TM módusoknál} \end{cases},$$

$$(110) \quad Z_i = \begin{cases} j\omega \mu & \text{a TEM és a TM módusoknál} \\ j\omega \mu + \frac{k_i^2}{j\omega \epsilon} & \text{a TE módusoknál} \end{cases}$$

$$(111) \quad P_i = \frac{1}{j\omega \mu} \oint_C (\bar{E}_t \times \bar{n}) (\nabla_t \times \bar{e}_i) dl,$$

$$(112) \quad P_{ij} = \int_A \bar{J}_t \bar{e}_i dA,$$

$$(113) \quad Q_i = \oint_C E_z \bar{e}_i \bar{n} dl,$$

$$(114) \quad Q_{ij} = \frac{1}{j\omega \epsilon} \int_A (\nabla_t J_z) \bar{e}_i dA.$$

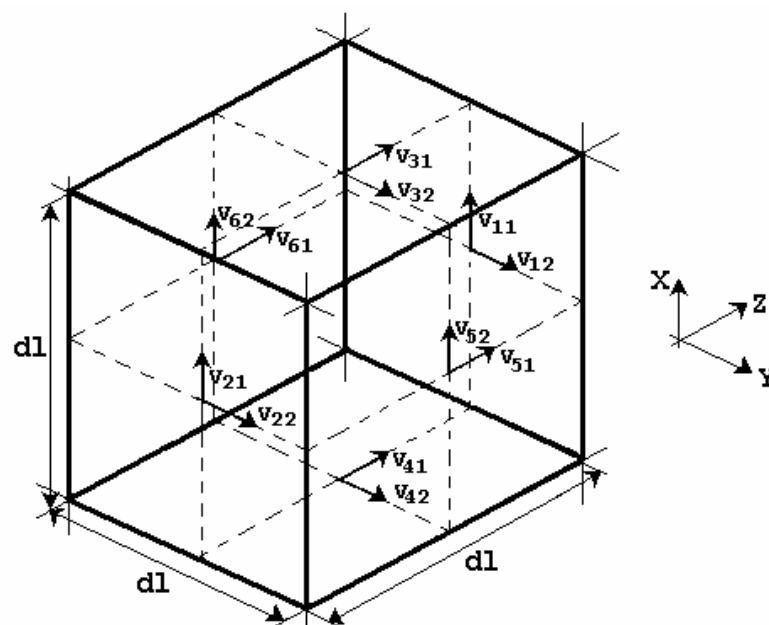
A (107), (108) egyenleteket nevezzük Marcuvitz-Schwinger (M-S) egyenleteknek. A (111)-(114) egyenletek a csatolást biztosítják. Ezek az egyenletek tetszőleges keresztmetszetű tápvonalak modelljét szolgáltatják. Az elektromágneses tér módusok szerinti sorfejtését alkalmazva a Maxwell-egyenletek homogén esetben szétbonthatóak végtelen sok közönséges differenciálegyenletre.

A M-S egyenletek a Maxwell-egyenletek ekvivalens alakjai csőtápvonalak esetén. Így a Marcuvitz-Schwinger- egyenletek segítségével, tetszőleges csőtápvonal-geometria viselkedése leírható.

I.1.E. Egy elemi TLM cella szórásmátrixának előállítás, a M-S egyenletek segítségével

Az alábbiakban megmutatjuk, hogy a M-S egyenletek felhasználásával megadható az elemi cella szórásmátrixa. A TLM módszerről részletesebben III.2 függelékben.

Descartes-koordinátákat választva, a kocka alakú elemi cella (I-10. ábra) felfogható úgy, mint három négyszög keresztmetszetű, egymást keresztező hullámvezető találkozása (pozitívnak az ábrán jelölt koordináta irányokat tekintjük, a kockát kitöltő közeg homogén időben állandó). Mindegyik hullámvezető egy-egy koordináta irányba mutat. Kijelölve az egyik hullámvezetőt (például a z irányút), a másik két csőtápvonal (ebben az esetben az x és y irányúak) a kocka megfelelő oldalain, mint apertúrákon keresztül csatolódnak be. Ez a csatolási effektus az M-S egyenletek segítségével leírható.



I-10. ábra A TLM cella

Ha a cella méretét elegendően kicsinyre (dl) választjuk, akkor a cella oldallapjain a térerősség változását elhanyagolhatjuk. Ezen elhanyagolás alapján feltehetjük, hogy a kockába csatlakozó csőtápvonalak kétszeresen összefüggőek, bennük csak két egymásra merőleges TEM-módus terjed (v_{i1} , v_{i2} -vel jelölve oldallaponként a módusfeszültségeket I-10. ábra a módusáramokat i_{i1} , i_{i2} -vel jelöljük de az ábrán nem ábrázoltuk). A M-S egyenletek segítségével a három egymásba csatlakozó tápvonal között az ekvivalens csatoló impedancia-, vagy admittancia-mátrix felírható. Választva egy normalizáló impedanciát, az elemi cella szórásmátrixa előállítható.

Tegyük fel, hogy a 'z' irányú csőtápvonalban két TEM módus terjed: az egyik 'x' irányú és 'z' irányba terjed. Keressük a

$$(115) \quad \Delta_t f_{mj} + k_{mi}^2 f_{mj} = 0 \quad \frac{\partial f_{mj}}{\partial n} = 0 \quad a \ C - n,$$

sajátérték-probléma megoldását a megadott peremfeltétel mellett abban az esetben, amikor $k_{mi} = 0$. Ekkor

$$(116) \quad f_{zTEMx} = \frac{A}{dl} x,$$

Érvényesítve, hogy a módusoknak normáltaknak kell lenniük, A értékét 1-nek választjuk. Ekkor az x irányú és z irányba terjedő TEM módus vektoriális sajátfüggvényei (83), (84) alapján

$$(117) \quad \bar{e}_{zx} = \left\{ 0, -\frac{1}{dl}, 0 \right\},$$

$$(118) \quad \bar{h}_{zx} = \left\{ \frac{1}{dl}, 0, 0 \right\},$$

alakúra adódnak. A másik módus y irányú és $-z$ irányba terjed, skaláris sajátfüggvénye

$$(119) \quad f_{zTEMy} = \frac{1}{dl} y,$$

vektoriális sajátfüggvényei,

$$(120) \quad \bar{e}_{zy} = \left\{ \frac{1}{dl}, 0, 0 \right\},$$

$$(121) \quad \bar{h}_{zy} = \left\{ 0, \frac{1}{dl}, 0 \right\},$$

alakúak. A másik két csőtápvonalhoz tartozó vektoriális sajátfüggvények hasonló módon állíthatók elő. A skaláris sajátfüggvények az alábbiak szerint alakulnak az x irányú csőtápvonalban,

$$(122) \quad f_{xTEM_y} = \frac{1}{dl} y,$$

$$(123) \quad f_{xTEM_z} = \frac{1}{dl} z,$$

az y irányú csőtápvonalban,

$$(124) \quad f_{yTEM_x} = \frac{1}{dl} x,$$

$$(125) \quad f_{yTEM_z} = \frac{1}{dl} z.$$

A (122), (123) felhasználásával és a (83), (84) összefüggések segítségével képezhetjük a vektoriális sajátfüggvényeket az x irányú csőtápvonalban (az y irányú módus x irányba míg a z irányú módus $-x$ irányba terjed)

$$(126) \quad \bar{e}_{xy} = \left\{ 0, 0, -\frac{1}{dl} \right\},$$

$$(127) \quad \bar{h}_{xy} = \left\{ 0, \frac{1}{dl}, 0 \right\}$$

$$(128) \quad \bar{e}_{xz} = \left\{ 0, -\frac{1}{dl}, 0 \right\},$$

$$(129) \quad \bar{h}_{xz} = \left\{ 0, 0, \frac{1}{dl} \right\}.$$

A (124), (125) felhasználásával és a (83), (84) összefüggések segítségével képezhetjük a vektoriális sajátfüggvényeket az y irányú csőtápvonalban (az z irányú módus y irányba míg a x irányú módus $-y$ irányba terjed)

$$(130) \quad \bar{e}_{yx} = \left\{ 0, 0, -\frac{1}{dl} \right\},$$

$$(131) \quad \bar{h}_{yx} = \left\{ \frac{1}{dl}, 0, 0 \right\}$$

$$(132) \quad \bar{e}_{yz} = \left\{ -\frac{1}{dl}, 0, 0 \right\},$$

$$(133) \quad \bar{h}_{yz} = \left\{ 0, 0, \frac{1}{dl} \right\}.$$

Az imént kiszámított vektoriális sajátfüggvények és a módusfeszültségek, módusáramok segítségével, felhasználva a (101), (102) összefüggéseket, felírhatjuk a kocka oldallapjain a transzverzális térerőségeket (használva az I-10. ábra jelöléseit). Így a kocka 1. oldallapjára,

$$(134) \quad \bar{E}_1 = \bar{e}_{zy} v_{11} + \bar{e}_{zx} v_{12},$$

$$(135) \quad \bar{H}_1 = \bar{h}_{zy} i_{11} + \bar{h}_{zx} i_{12},$$

kifejezések adódnak, míg a 2. oldallapra,

$$(136) \quad \bar{E}_2 = \bar{e}_{zy} v_{21} + \bar{e}_{zx} v_{22},$$

$$(137) \quad \bar{H}_2 = \bar{h}_{zy} i_{21} + \bar{h}_{zx} i_{22},$$

kifejezések adódnak. A kocka 3. oldallapjára,

$$(138) \quad \bar{E}_3 = \bar{e}_{xy} v_{31} + \bar{e}_{xz} v_{32},$$

$$(139) \quad \bar{H}_3 = \bar{h}_{xy} i_{31} + \bar{h}_{xz} i_{32},$$

kifejezések adódnak, míg a 4. lapra,

$$(140) \quad \bar{E}_4 = \bar{e}_{xy} v_{41} + \bar{e}_{xz} v_{42},$$

$$(141) \quad \bar{H}_4 = \bar{h}_{xy} i_{41} + \bar{h}_{xz} i_{42},$$

kifejezések adódnak. A kocka 5. oldallapjára,

$$(142) \quad \bar{E}_5 = \bar{e}_{yx} v_{51} + \bar{e}_{yz} v_{52},$$

$$(143) \quad \bar{H}_5 = \bar{h}_{yx} i_{51} + \bar{h}_{yz} i_{52},$$

a 6. lapra,

$$(144) \quad \bar{E}_6 = \bar{e}_{yx} v_{61} + \bar{e}_{yz} v_{62},$$

$$(145) \quad \bar{H}_6 = \bar{h}_{yx} i_{61} + \bar{h}_{yz} i_{62},$$

kifejezések adódnak. A (134)-(145) összefüggések megadják a transzverzális irányú villamos és mágneses térerősségeket a kocka oldallapjain. A kocka oldalainak normálvektorai rendre a következők (I-11. ábra, I-12. ábra, I-13. ábra),

$$(146) \quad \bar{n}_1 = \{0,0,1\},$$

$$(147) \quad \bar{n}_2 = \{0,0,-1\},$$

$$(148) \quad \bar{n}_3 = \{1,0,0\},$$

$$(149) \quad \bar{n}_4 = \{-1,0,0\},$$

$$(150) \quad \bar{n}_5 = \{0,1,0\},$$

$$(151) \quad \bar{n}_6 = \{0,-1,0\}.$$

Mint azt az előzőekben láthattuk, egy adott irányú csőtápvonal mentén az elektromágneses tér a M-S egyenletek megoldásainak segítségével adható meg. A (107)-(114) formulák jelen esetben (TEM módusok, és vákuummal kitöltött hullámvezető) az alábbi alakot öltik

$$(152) \quad -\frac{\partial U_i}{\partial z} = j\omega m I_i + Q_i,$$

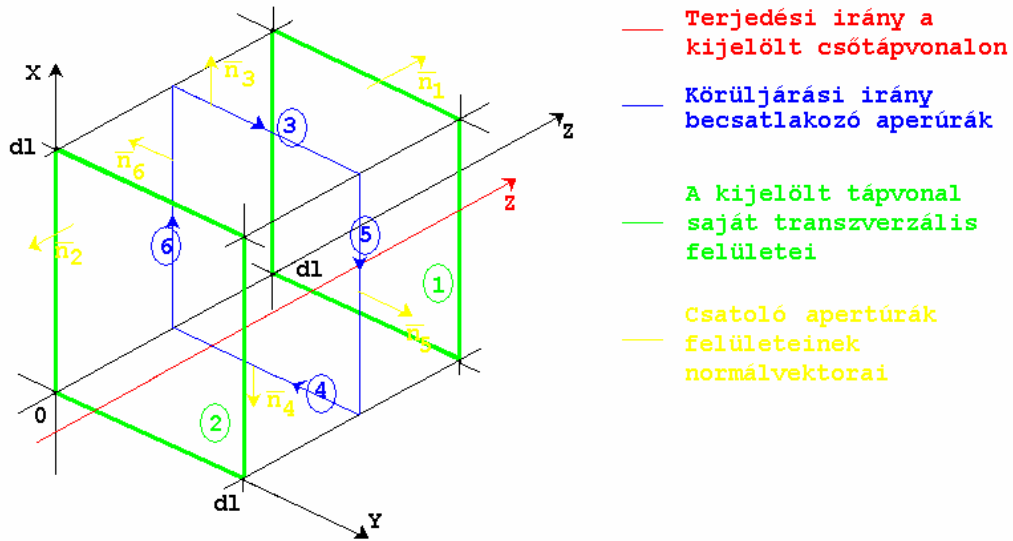
$$(153) \quad -\frac{\partial I_i}{\partial z} = j\omega e U_i.$$

Mivel vákuum van, ezért nem folynak áramok, tehát $Q_{ij} = P_{ij} = 0$ minden módusra. Mivel csak TEM módusok terjedését tételeztük fel ezért könnyen belátható, hogy $P_i = 0$ minden módusra. Így egyedül a

$$(154) \quad Q_i = \oint_C E_z \bar{e}_i \bar{n} dl,$$

integrált kell kiértékelnünk az M-S egyenletek megoldásához.

I.1.E.a. A z irányú hullámvezető



I-11. ábra A z irányú csőtápvonal és a becsatlakozó aperúrák

A (154) körintegrálját az adott módus terjedési irányát figyelembe véve jobbszavar szabály szerint végezzük. Ennek megfelelően a z irányú csőtápvonalon, $+z$ irányban terjedő módus (\bar{e}_{zx} -al jelölve) esetén az integrálást rendre a 6-3-5-4 (I-11. ábra) oldalakon kell elvégezni az alábbiak szerint

$$(155) \quad Q_{zx} = \int_0^{dl} E_{z6} \left|_{y=0}^{\bar{e}_{zx} \bar{n}_6 dx} + \int_0^{dl} E_{z3} \left|_{x=dl}^{\bar{e}_{zx} \bar{n}_3 dy} + \right. \right. \\ \left. \left. + \int_{dl}^0 E_{z5} \left|_{y=dl}^{\bar{e}_{zx} \bar{n}_5 dx} + \int_{dl}^0 E_{z4} \left|_{x=0}^{\bar{e}_{zx} \bar{n}_4 dy} \right. \right. \right.$$

Elvégezve a vektoriális sajátfüggvény és a felületek normálvektorainak beszorzását az alábbiak adódnak

$$(156) \quad \bar{e}_{zx} \bar{n}_6 = \frac{1}{dl},$$

$$(157) \quad \bar{e}_{zx} \bar{n}_3 = 0,$$

$$(158) \quad \bar{e}_{zx} \bar{n}_5 = -\frac{1}{dl},$$

$$(159) \quad \bar{e}_{zx} \bar{n}_4 = 0.$$

Ezeket felhasználva a (155) integrál az alábbiak szerint alakul

$$(160) \quad Q_{zx} = \int_0^{dl} E_{z6} \Big|_{y=0} \frac{1}{dl} dx + \int_{dl}^0 E_{z5} \Big|_{y=dl} \left(-\frac{1}{dl} \right) dx .$$

Az E_{z5} , E_{z6} villamos térerősség értékek a (134)-(145) összefüggések felhasználásával képezhetők. Így

$$(161) \quad Q_{zx} = -\frac{v_{51} + v_{61}}{dl}$$

adódik. Most már felírhatjuk a M-S egyenletek itt érvényes alakját

$$(162) \quad -\frac{\partial U_{zx}}{\partial z} = j\omega m I_{zx} - \frac{v_{51} + v_{61}}{dl},$$

$$(163) \quad -\frac{\partial I_{zx}}{\partial z} = j\omega e U_{zx}.$$

A $-z$ irányú módus (\bar{e}_{zy} -al jelölve) esetében szintén elvégezve a fenti gondolatmenetet (ebben az esetben az integrálás körüljárási iránya megfordul, hiszen a terjedési irány is változott) az alábbiak adódnak:

$$(164) \quad Q_{zy} = -\frac{v_{31} + v_{41}}{dl}$$

adódik. A M-S egyenletek itt érvényes alakja

$$(165) \quad -\frac{\partial U_{zy}}{\partial z} = j\omega m I_{zy} - \frac{v_{31} + v_{41}}{dl},$$

$$(166) \quad -\frac{\partial I_{zy}}{\partial z} = j\omega e U_{zy}.$$

Keressük a (162), (163) egyenletrendszer megoldásait a

$$(167) \quad U_{zx}(0) = v_{22},$$

$$(168) \quad U_{zx}(dl) = -v_{12},$$

peremfeltételek mellett és a (165), (166) egyenletrendszer megoldásait

$$(169) \quad U_{zy}(0) = v_{21},$$

$$(170) \quad U_{zy}(dl) = -v_{11}$$

peremfeltételek mellett. A (162), (163) egyenletrendszer megoldásai így

$$(171) \quad U_{zx}(z) = v_{22} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) - v_{22} \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) - \\ - v_{12} \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) ,$$

$$(172) \quad I_{zx}(z) = -j \frac{1}{dlmw} [v_{31} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{41} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + \\ + dl v_{22} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\ + dl v_{12} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\ + dl v_{22} \sqrt{e}\sqrt{mw} \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\ + v_{31} \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{41} \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw})^2] ,$$

alakúak. A (165), (166) egyenletrendszer megoldásai

$$(173) \quad U_{zy}(z) = v_{21} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) - v_{21} \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) - \\ - v_{11} \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) ,$$

$$(174) \quad I_{zy}(z) = -j \frac{1}{dlmw} [v_{51} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{61} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + \\ + dl v_{21} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\ + dl v_{11} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\ + dl v_{21} \sqrt{e}\sqrt{mw} \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\ + v_{51} \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{61} \sin(z\sqrt{e}\sqrt{mw})^2] ,$$

alakúak. A fenti egyenletekből és megoldásaiból jól látszik, hogy a z irányú hullámvezetőbe csatlakozó tápvonalak vezérelt generátorként befolyásolják a vizsgált módus áramát. Felhasználva, hogy a módusáramok értékeit a kocka oldallapjainak síkjában felvettük (134)-(145), a fenti megoldások ezeken a síkokban eleget kell, hogy tegyenek az

$$(175) \quad I_{zx}(0) = i_{22} ,$$

$$(176) \quad I_{zx}(dl) = i_{12} ,$$

$$(177) \quad I_{zy}(0) = i_{21} ,$$

$$(178) \quad I_{zy}(dl) = i_{11} ,$$

egyenleteknek. Érvényesítve ezeket a (172), (174) összefüggésekben, közvetlenül adódik a kapcsolat a cella oldalain felvett módusfeszültségek és a módusáramok között. A fenti egyen-

letek lineáris kapcsolatot adnak a módusfeszültségek és módusáramok között, melyek együtt-hatói tisztán képzetes részűek, mivel a vizsgált cella veszteségmentes. Végző soron a (175)-(178) egyenletek alkotják a TLM cella admittancia mátrixának első négy sorát.

I.1.E.b. Az x irányú hullámvezető

A következőkben hasonlóan járunk el mind az x , mind az y irányú csőtápvonalak esetében. Az x irányú hullámvezető esetén a M-S egyenletek az alábbi alakokat öltik: az \bar{e}_{xy} módus esetén,

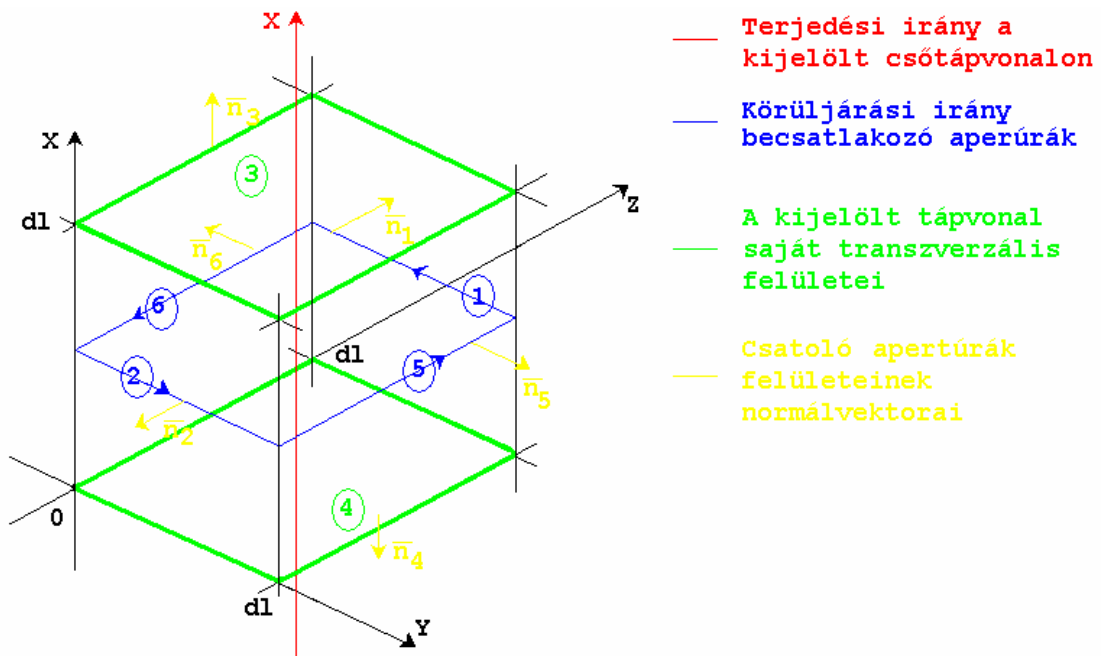
$$(179) \quad -\frac{\partial U_{xy}}{\partial z} = j\omega m I_{xy} - Q_{xy},$$

$$(180) \quad -\frac{\partial I_{xy}}{\partial z} = j\omega e U_{xy}$$

és a \bar{e}_{xz} módus esetén,

$$(181) \quad -\frac{\partial U_{xz}}{\partial z} = j\omega m I_{xz} - Q_{xz},$$

$$(182) \quad -\frac{\partial I_{xz}}{\partial z} = j\omega e U_{xz}.$$



I-12. ábra Az x irányú csőtápvonal és a becsatlakozó aperűrák

A Q_{xy} és a Q_{xz} konstansokat hasonlóan az előbbiekhöz számíthatjuk, felhasználva a (154) összefüggést. Az integrálást most rendre a 2-5-1-6 oldalakra végezzük el, feltéve, ha a terjedés iránya $+x$ és fordítva, ha a terjedés iránya $-x$ (I-12. ábra). Ekkor az ismeretlen konstansokra az

$$(183) \quad Q_{xy} = -\frac{v_{11} + v_{12}}{dl},$$

$$(184) \quad Q_{xz} = -\frac{v_{52} + v_{62}}{dl},$$

összefüggések adódnak. Keressük a (179), (180) egyenletrendszer megoldásait a

$$(185) \quad U_{xy}(dl) = -v_{31},$$

$$(186) \quad U_{xy}(0) = v_{41},$$

peremfeltételek mellett és a (180), (181) egyenletrendszer megoldásait

$$(187) \quad U_{xz}(dl) = -v_{32},$$

$$(188) \quad U_{xz}(0) = v_{42},$$

peremfeltételek mellett. A (180), (181) egyenletrendszer megoldásai így

$$(189) \quad U_{xz}(x) = v_{42} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) - v_{42} \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) - v_{32} \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw}),$$

$$(190) \quad I_{xz}(x) = -j \frac{1}{dlmw} [v_{52} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{62} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + dl v_{42} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + dl v_{32} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + dl v_{42} \sqrt{e}\sqrt{mw} \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) + v_{52} \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{62} \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw})^2]$$

alakúak. A (179), (180) egyenletrendszer megoldásai

$$(191) \quad U_{xy}(x) = v_{41} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) - v_{41} \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) - v_{31} \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw}),$$

$$\begin{aligned}
(192) \quad I_{xy}(x) = & -j \frac{1}{dlmw} [v_{11} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{21} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + \\
& + dl v_{41} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\
& + dl v_{31} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\
& + dl v_{41} \sqrt{e}\sqrt{mw} \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\
& + v_{11} \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{21} \sin(x\sqrt{e}\sqrt{mw})^2]
\end{aligned}$$

alakúak. Itt is felhasználjuk, hogy a módusáramok értékeit a kocka oldallapjainak síkjában felvettük (134)-(145), így a fenti megoldások ezeken a síkokban eleget kell, hogy tegyenek az

$$(193) \quad I_{xz}(0) = i_{42},$$

$$(194) \quad I_{xz}(dl) = i_{32},$$

$$(195) \quad I_{xy}(0) = i_{41},$$

$$(196) \quad I_{xy}(dl) = i_{31},$$

egyenleteknek. Érvényesítve ezeket a (189)-(192) összefüggésekben, közvetlenül adódik a lineáris kapcsolat a cella oldalain felvett módusfeszültségek és a módusáramok között. Így az admittancia mátrix újabb sorait nyertük.

I.1.E.c. Az y irányú hullámvezető

Most az y irányú hullámvezető következik. Itt a M-S egyenletek az alábbi alakokat öltik: az \bar{e}_{yx} módus esetén,

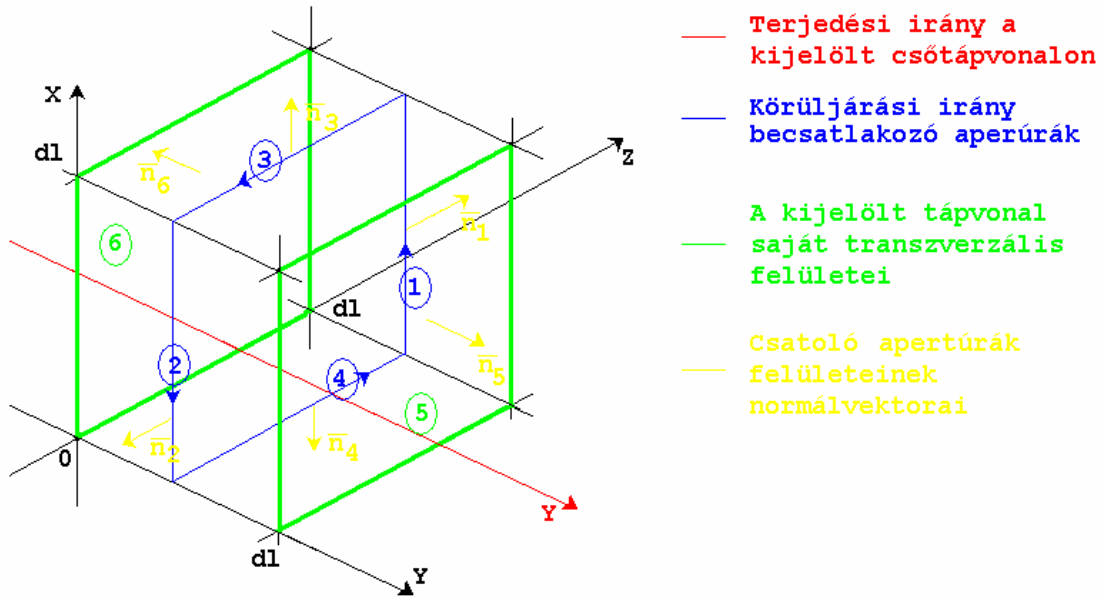
$$(197) \quad -\frac{\partial U_{yx}}{\partial z} = j\omega m I_{yx} - Q_{yx},$$

$$(198) \quad -\frac{\partial I_{yx}}{\partial z} = j\omega e U_{yx}$$

és a \bar{e}_{yz} módus esetén,

$$(199) \quad -\frac{\partial U_{yz}}{\partial z} = j\omega m I_{yz} - Q_{yz},$$

$$(200) \quad -\frac{\partial I_{yz}}{\partial z} = j\omega e U_{yz}.$$



I-13. ábra Az y irányú csőtápvonal és a becsatlakozó aperúrák

A Q_{yx} és a Q_{yz} konstansokat hasonlóan az előbbiekhöz számíthatjuk, felhasználva a (154) összefüggést. Az integrálást most rendre a 4-1-3-2 oldalakra végezzük el (I-13. ábra), feltéve, ha a terjedés iránya $+y$ és fordítva, ha a terjedés iránya $-y$. Ekkor az ismeretlen konstansokra az

$$(201) \quad Q_{yx} = -\frac{v_{12} + v_{22}}{dl},$$

$$(202) \quad Q_{yz} = -\frac{v_{32} + v_{42}}{dl},$$

összefüggések adódnak. Keressük a (197), (198) egyenletrendszer megoldásait a

$$(203) \quad U_{yx}(dl) = -v_{51},$$

$$(204) \quad U_{yx}(0) = v_{61},$$

peremfeltételek mellett és a (199), (200) egyenletrendszer megoldásait

$$(205) \quad U_{yz}(dl) = -v_{52},$$

$$(206) \quad U_{yz}(0) = v_{62},$$

peremfeltételek mellett. A (199), (200) egyenletrendszer megoldásai így

$$(207) \quad U_{yz}(y) = v_{62} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) - v_{62} \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) - v_{52} \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw}),$$

$$\begin{aligned}
(208) \quad I_{yz}(y) = & -j \frac{1}{dlmw} [v_{32} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{42} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + \\
& + dl v_{62} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\
& + dl v_{52} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\
& + dl v_{62} \sqrt{e}\sqrt{mw} \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\
& + v_{32} \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{42} \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw})^2]
\end{aligned}$$

alakúak. A (197), (198) egyenletrendszer megoldásai

$$\begin{aligned}
(209) \quad U_{yx}(y) = & v_{61} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) - v_{61} \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) - \\
& - v_{51} \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(210) \quad I_{yx}(y) = & -j \frac{1}{dlmw} [v_{12} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{22} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + \\
& + dl v_{61} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) \cot(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\
& + dl v_{51} \sqrt{e}\sqrt{mw} \cos(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) \csc(dl\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\
& + dl v_{61} \sqrt{e}\sqrt{mw} \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw}) + \\
& + v_{12} \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw})^2 + v_{22} \sin(y\sqrt{e}\sqrt{mw})^2]
\end{aligned}$$

alakúak. Itt is felhasználjuk, hogy a módusáramok értékeit a kocka oldallapjainak síkjában felvettük (134)-(145) így a fenti megoldások ezeken a síkokban eleget kell, hogy tegyenek az

$$(211) \quad I_{yz}(0) = i_{62},$$

$$(212) \quad I_{yz}(dl) = i_{52},$$

$$(213) \quad I_{yx}(0) = i_{61},$$

$$(214) \quad I_{yx}(dl) = i_{51},$$

egyenleteknek. Érvényesítve ezeket a (189)-(192) összefüggésekben, közvetlenül adódik a lineáris kapcsolat a cella oldalain felvett módusfeszültségek és a módusáramok között. Így az admittancia mátrix újabb sorait nyertük.

A fentiek értelmében a TLM cella admittancia mátrixa ($\frac{Y}{\sqrt{m}}$) TEM módusok esetén (a módusáramok és módusfeszültségek között) az I-1. táblázat szerint írható fel, ahol

$$(215) \quad a = -j \frac{\sqrt{e} \cot(\sqrt{e}\sqrt{m} dlw)}{\sqrt{m}},$$

$$(216) \quad b = -j \frac{\sqrt{e}}{\sqrt{m} \sin(\sqrt{e} \sqrt{m} dlw)},$$

$$(217) \quad c = -j \frac{1}{dlmw}.$$

	V_{11}	V_{12}	V_{21}	V_{22}	V_{31}	V_{32}	V_{41}	V_{42}	V_{51}	V_{52}	V_{61}	V_{62}
I_{11}	a	0	b	0	c	0	c	0	0	0	0	0
I_{12}	0	a	0	b	0	0	0	0	c	0	c	0
I_{21}	b	0	a	0	c	0	c	0	0	0	0	0
I_{22}	0	b	0	a	0	0	0	0	c	0	c	0
I_{31}	c	0	c	0	a	0	b	0	0	0	0	0
I_{32}	0	0	0	0	0	a	0	b	0	c	0	c
I_{41}	c	0	c	0	b	0	a	0	0	0	0	0
I_{42}	0	0	0	0	0	b	0	a	0	c	0	c
I_{51}	0	c	0	c	0	0	0	0	a	0	b	0
I_{52}	0	0	0	0	0	c	0	c	0	a	0	b
I_{61}	0	c	0	c	0	0	0	0	b	0	a	0
I_{62}	0	0	0	0	0	c	0	c	0	b	0	a

I-1. táblázat A TLM cella admittancia mátrixa ($\underline{\underline{Y}}$)

Az admittancia mátrix csak imaginárius elemeket tartalmaz, mivel vákuum esetére vezettük le és itt nincs disszipáció. Az admittancia mátrix reciprok és szimmetrikus. A TLM cella admittancia mátrixa segítségével könnyen előállíthatjuk a TLM cella szórás mátrixát, bevezetve a szórásparamétereket az i -dik kapura az alábbiak szerint

$$(218) \quad U_i = \sqrt{R_i} (a_i + b_i)$$

$$(219) \quad I_i = \frac{1}{\sqrt{R_i}} (a_i - b_i)$$

ahol R_i egy normalizáló konstans, a_i a beeső hullám és b_i a reflektált hullám. A szórás mátrix ezek után

$$(220) \quad \underline{\underline{S}} = (\sqrt{\underline{\underline{R}}} \underline{\underline{E}} - \underline{\underline{Y}}) (\sqrt{\underline{\underline{R}}} \underline{\underline{E}} + \underline{\underline{Y}})^{-1}.$$

alakban írható fel, felhasználva az admittancia mátrixot, ahol $\underline{\underline{E}}$ az egység mátrix és $\sqrt{\underline{\underline{R}}}$ a normalizáló konstansokból álló vektor.

I.1.F. A Micro Stripes 7.0 Szoftver [23]

Az alábbiakban röviden áttekintjük a Micro Stripes 7.0 szoftver legfontosabb tulajdonságait a teljesség igénye nélkül. (A szoftver által nyújtott lehetőségekről részletesebben III.6 függelék)

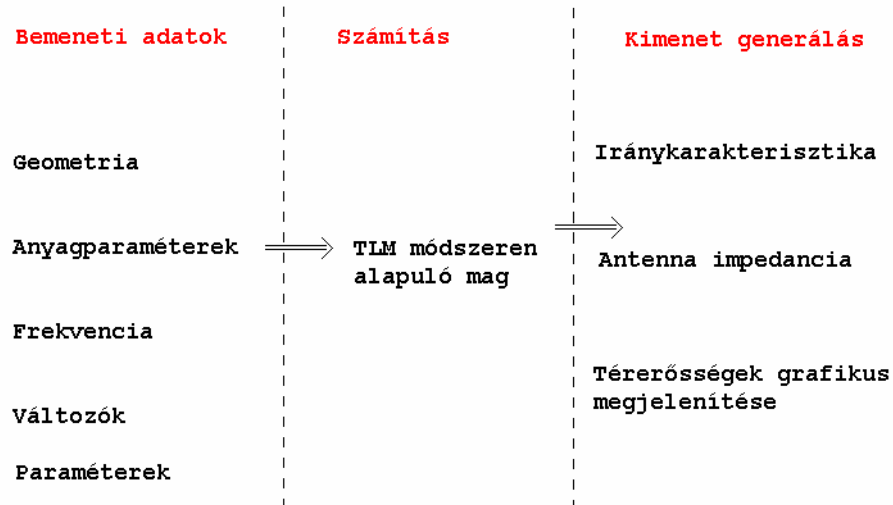
A Micro Stripes 7.0 a Flomerics nevű cég időtartományban dolgozó, TLM módszert használó szoftvere, mely segítségével hatékonyan és pontosan modellezhetőek és szimulálhatóak tetszőleges geometriájú elektromágneses térproblémák.

A szoftverben könnyen és gyorsan építhetünk fel tetszőleges geometriájú testeket, és definiálhatunk gerjesztést. Képes kezelni frekvenciafüggő tulajdonsággal bíró dielektromos anyagokat (Debye- és Lorentz-modell). Így képes a dielektrikumok modellezésére az optikai tartományban. Képes modellezni anizotróp anyagokat is.

A szoftver megfelelő működését a mikrohullámú frekvenciatartományban már számos mérés igazolta ([18]), azonban sikerrel alkalmazták már infravörös szűrők méretezésénél is ([15], [16]). Így ez a szoftver alkalmasnak tűnik arra a feladatra, hogy infravörös tartományban működő érzékelőket vizsgáljunk a segítségével.

A programrendszer helyes működését korábban elemeztem. Ekkor –a legegyszerűbb esetet– a félhullámú dipólus példáját vizsgáltam. Referenciaként az antenna iránykarakterisztikája és sugárzási impedanciája szolgált. Fokozatosan javítva a numerikus szimuláció pontosságát, végül azt kaptam, hogy a numerikus értékek aszimptotikusan tartanak az elmélet által meghatározott értékekhez. Ezeket az eredményeket ebben a dolgozatban nem közlöm.

A Micro Stripes 7.0 egy programrendszer, melynek részei funkció szerint három nagyobb részre oszthatóak (I-14. ábra A MicroStripes 7.0 szoftver vázlatos felépítése és működése). Az alábbiakban röviden számbavesszük ezeket a csoportokat.



I-14. ábra A MicroStripes 7.0 szoftver vázlatos felépítése és működése

Az első csoportba tartozó részprogramok segítségével a számításokhoz szükséges információkat vihetjük be a rendszerbe. Itt adhatjuk meg a geometriát, anyagparamétereket, a térrácsot, a vizsgálni kívánt térfogat nagyságát, a frekvenciatartományt, és állíthatjuk be a szimulációt végző rész környezeti változóit. Mindeneket az adatokat a szoftver egy szöveges állományban tárolja el, mely bemenetül szolgál a szimulációs szoftver számára.

A második egység végzi a TLM módszeren alapuló szimulációt. Ennek kimenete egy olyan bináris állomány, mely tartalmazza a térerősség értékeket az előre definiált térrács pontjaiban.

A harmadik csoportba a megjelenítő és egyéb olyan programok tartoznak, amelyek segítségével számos olyan mennyiséget – például az antenna iránykarakterisztikáját és impedanciáját – számolhatunk ki, melyeket nem tartalmaz a második rész kimeneti állománya.

II. Nanoantenna-mom dió- da infravörös szenzor ter- vezése

II.1. Nanoantenna–alagútdióda infravörös szenzorok

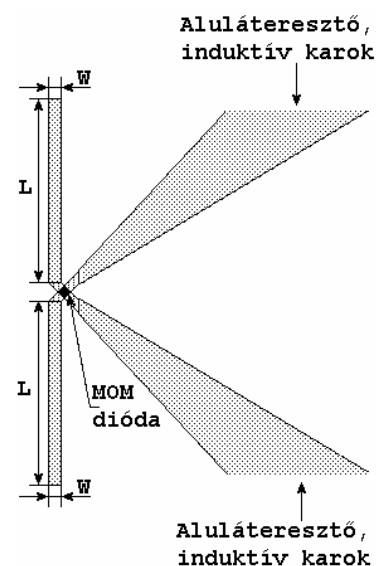
A nanoantenna fém-fémoxid-fém (mom) alagútdióda esetében az infravörös sugárzást antenna segítségével rávezetjük egy alagútdiódára, amelynek nemlinearitása egyenirányítja a nagyfrekvenciás THz-es infravörös jelet. Az elektronika az egyenirányított jelet méri.

Az érzékelés alapját az alagútdióda egyenirányító képessége jelenti (az alagútdiódáról bővebben a III.3 függelékben). A következőkben ennek a rendszernek az alapvető tulajdonságait részletezzük.

Az alábbiakban közölt görbéket a TLM módszeren alapuló Micro Stripes 7.0 numerikus elektromágneses térszámító szoftver segítségével számoltam ki. (Az anyagmodellekről részletebben a III.5 függelékben.)

Abban az esetben, amikor vevő üzemmódban számoltam az antennát, lineárisan polarizált beérkező síkhullámot tételeztem fel, mely $\bar{E}_m = 2 \left[\frac{V}{m} \right]$ nagyságú és a polarizáció síkját mindig az antennához illesztettem.

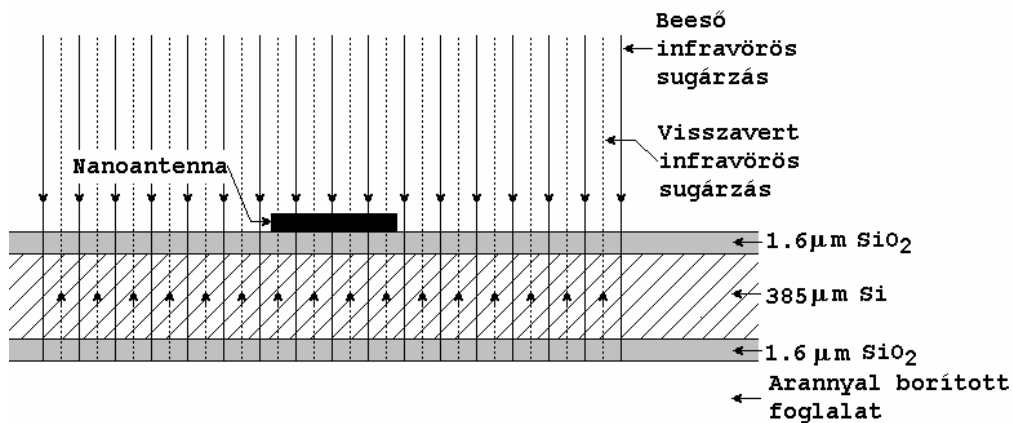
II.1.A. A Nanoantenna–alagútdióda rendszer



II-1. ábra Nano-dipólus antenna mom dióda rendszer felépítése [5], [6]

A nanoantenna-alagútdióda rendszerek infravörös tartománybéli tulajdonságait már számos dolgozatban vizsgálták [4], [5], [6].

Az egyik legegyszerűbb esetben egy nanosztrip dipólus antennát építettek össze fém-fémoxid-fém alagútdiódával (MOM dióda) (II-1. ábra, II-2. ábra). Ebben az esetben az antenna két karját egymáson átvezetve alakították ki a MOM diódát (a két kar között létrehozva egy vékony fémoxid réteget). Az egyre szélesedő egymástól eltartó karok induktivitásként működnek, mely aluláteresztő szűrőként működik, így zárva el a nagyfrekvenciás jel továbbterjedésének az útját. Az MOM dióda DC előfeszítése és a mérőelektronika csatlakozása az egyre szélesedő és széttartó karokon keresztül oldható meg (II-1. ábra).



II-2. ábra Nanoantenna-mom dióda rendszer keresztmetszeti képe [5]

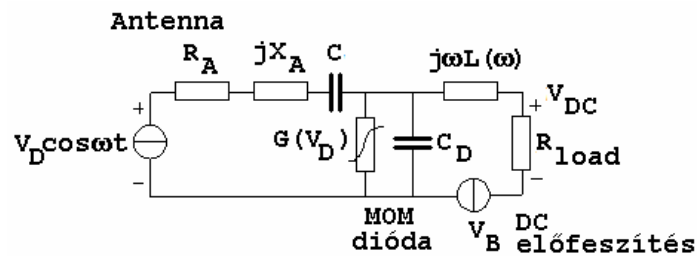
Az antenna-dióda rendszer érzékenysége erősen függ az antenna fizikai méreteitől és az antenna környezetétől. Az infravörös szenzor érzékenysége jelentősen növelhető az antenna alatt lévő dielektromos réteg megfelelő tervezésével. Mivel a szilícium nagyon vastag, ezért az antenna iránykarakterisztikája 'lefelé' a szilícium irányában 'néz' és nem a levegő irányába, ugyanis az antenna a nagyobb dielektromos állandóval rendelkező anyag irányába érzékenyebb. A két féltérből (szilícium, levegő) vett teljesítmények aránya jól közelíthető a dielektromos állandók arányával

$$(221) \quad \frac{P_{Si}}{P_{leveg.}} \approx \frac{e_{Si}^{3/2}}{e_{leveg.}^{3/2}}.$$

Így a szenzor a beeső infravörös sugárzás irányába fokozottan érzéketlen. Ez javítható, ha elérjük, hogy a beeső infravörös sugárzás jelentős része behatoljon a szilíciumba és a szelet másik oldaláról visszaverődve 'alulról' világítsa meg az antennát. Ha csak szilíciumon volna az antenna, akkor a beeső infravörös sugárzás jelentős része reflektálna a szilícium-levegő

határátmeneten. Ha viszont megfelelő vastagságú SiO_2 réteget teszünk az antenna és a szilícium közé, akkor az $1/4$ -s transzformátorként illeszti össze a szilíciumot a levegővel $30THz$ -en, ezáltal minimalizálva a reflexiót a levegő-szilícium határátmeneten. A lapka másik oldalát hasonlóan kialakítva és ott egy jól vezető tükröt elhelyezve érhető el, hogy a beeső infravörös sugárzás visszaverődjön (II-2. ábra). A rendszert $30THz$ -s CO_2 lézerefénnyel világították meg.

Az elmúlt években a dipólus nanosztrip antennán kívül más típusú antennákat is alkalmaztak már infravörös érzékelés céljára (spirális antenna [7], csokornyakkendő antenna [8]), mivel ezek az antennák széles sávú antennák, így is növelhető az antenna által vett jelteljesítmény nagysága.



II-3. ábra Nanoantenna-mom dióda rendszer áramköri modellje [4]-[8]

Az antenna dióda rendszer áramköri helyettesítő modelljét [4] tartalmazza (II-3. ábra). A rendszer modellezésére használható a klasszikus antennaelmélet. Az antennát vételi üzemmódban egy ideális szinuszos feszültséggenerátor ($V_D \cos(\omega t)$), és az antenna sugárzási impedanciája helyettesítheti, melynek valós (R_A) és képzetes (jX_A) része van. Ezzel párhuzamosan kapcsolva található a MOM dióda, mely egy párhuzamosan kapcsolt nemlineáris konduktanciából ($G(V_D)$) és kapacitásból (C_D) áll. Erre csatlakozik párhuzamosan a DC előfeszítő hálózat (V_B , R_{load}) és az alul-áteresztő szűrő ($j\omega L(\omega)$). Mivel az antenna DC szempontjából szakadás, ezért azon nem folyik át a MOM diódát előfeszítő egyenáram. Ezt az áramköri modellben az antenna impedanciájával sorosan-kapcsolt kapacitással (C) modellezzük.

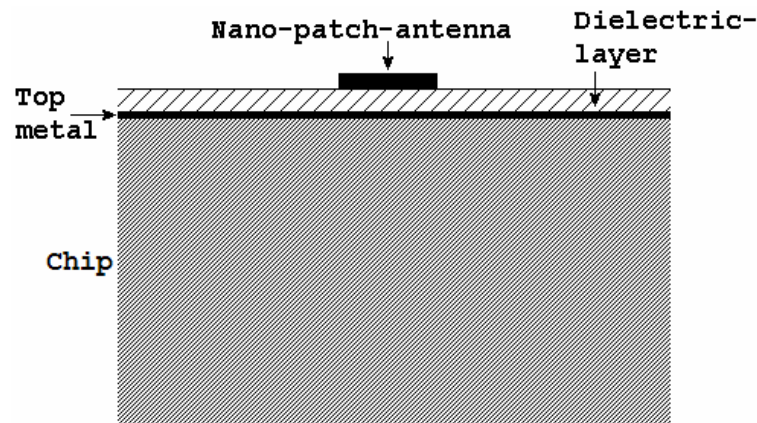
Az optimális működés érdekében szükséges az antenna-dióda átmeneten a reflexiót minimalizálni. Mivel kisjelű működést tételezhetünk fel (a $30THz$ -s jel olyan kicsi, hogy figyelembe véve a dióda karakterisztikájának görbültségét a munkapontban, a nemlineáris dióda egy lineáris ellenállással helyettesíthető), a dióda ellenállása $\sim 100\Omega$ ([4]-[8]). Ha az antenna sugárzási ellenállását is $\sim 100\Omega$ -ra választjuk meg, akkor a reflexió minimalizálható az antenna-dióda határátmeneten [4]. Az antenna sugárzási ellenállása az antenna fizikai méretei-

nek változtatásával befolyásolható. (Dipólus antenna esetén az antenna hosszának variálásával.)

A kísérletek során [5] az antenna hosszát $L = 0.8\text{mm}$ és $L = 22\text{mm}$ között változtatták. Az antenna magassága 0.22mm , szélessége $W = 0.24\text{mm}$, a rés az antenna két szára között 0.7mm . Az antenna anyagául nikkelt szolgált.

II.1.B. Az egysávú nanoantenna-mom diódás infravörös szenzor képességeinek analízise

Az előző szakaszban felvázolt egysávú infravörös szenzor viselkedését könnyűszerrel vizsgálhatjuk a szenzor áramköri modelljének analízise után. A modell paramétereinek meghatározása a geometria numerikus analízisének segítségével történt. Ehhez a Micro Stripes szoftver segítségét vettem igénybe. A szenzort egy CNN chip tetejére képzeljük rá, úgy, hogy a legfelső fémréteg fölé kerül az antenna egy vékony dielektrikumrétegre (II-4. ábra). Mivel a chip működési frekvenciatartománya (GHz) és a szenzor működési tartománya (THz) között több nagyságrendnyi a különbség, ezért ez a fémsík a szenzor szempontjából földsíkként viselkedik.

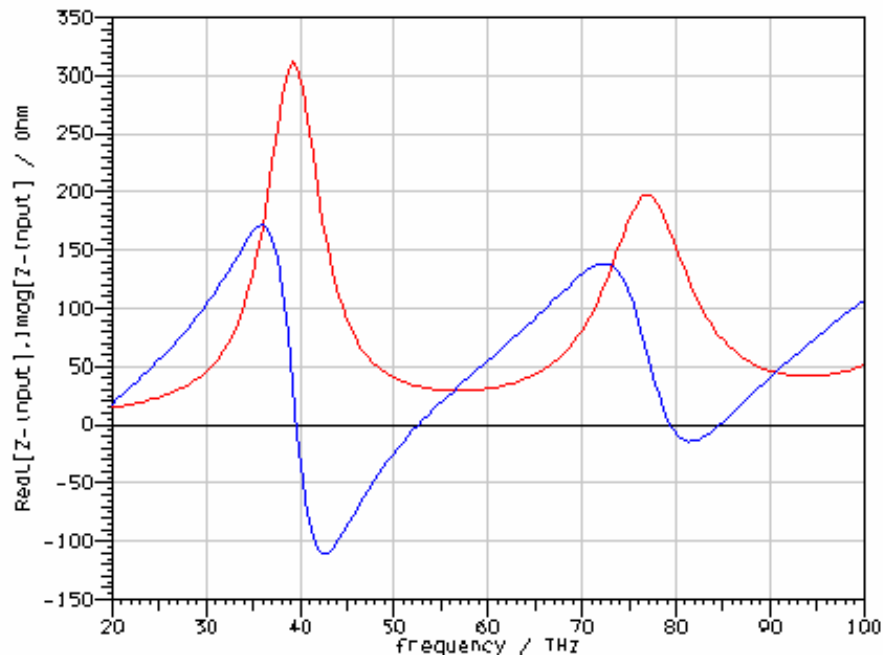


II-4. ábra Egysávú nanoantenna-mom diódás szenzor keresztmetszeti képe

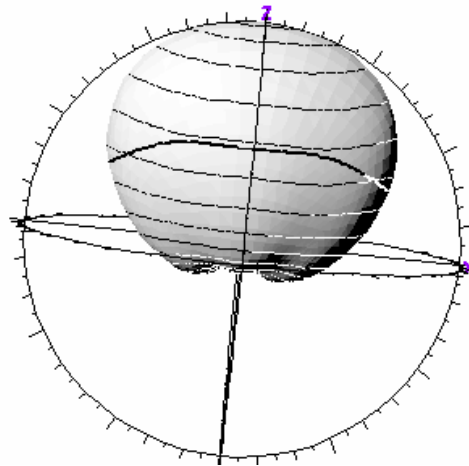
Mivel a levegő csak a $3\text{mm} - 5\text{mm}$ és a $8\text{mm} - 14\text{mm}$ hullámhossztartományba engedi át a sugárzást, ezért két különböző hosszúságú antennát terveztem a két frekvenciasávra. Így egy hosszabb antennát terveztem ($W = 0.1\text{mm}$, $L = 2.4\text{mm}$, $\epsilon_r = 4$, $h = 0.1\text{mm}$) és egy rövidebbet ($W = 0.1\text{mm}$, $L = 1\text{mm}$, $\epsilon_r = 4$, $h = 0.1\text{mm}$).

A tervezés során az előzetes becslésekhez felhasználtam a I.1.C pontban közölt közelítő heurisztikus összefüggéseket. Ezek alapján a hosszab antenna (rezonanciafrekvencia

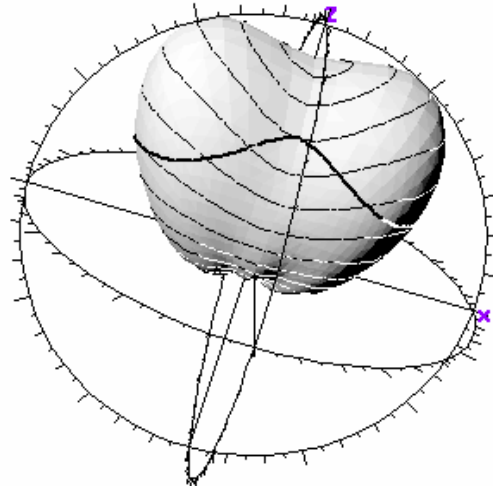
$f_r \cong 39\text{THz}$, $\epsilon_r = 4$, $h = 0.1\text{mm}$) hosszúságára $L = 1.89\text{mm}$ adódik. A rövidebb antenna hosszúságára $L = 0.85\text{mm}$ adódik ($f_r \cong 84\text{THz}$, $\epsilon_r = 4$, $h = 0.1\text{mm}$). A heurisztikus összefüggések eredményeit összevetve a fentebb közölt numerikus számításokon alapuló méretekkel jól látszik, hogy az eltérés elég jelentős is lehet.



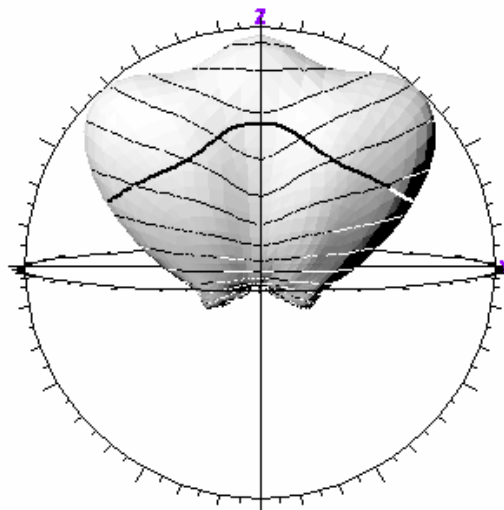
II-5. ábra A hosszabb antenna sugárzási impedanciája (a kék a képzetes, a vörös a valós rész) a frekvencia függvényében



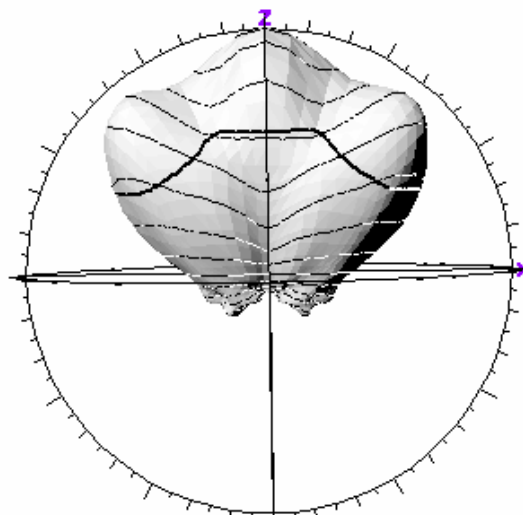
II-6. ábra A hosszabb antenna iránykarakterisztikája 20THz-en



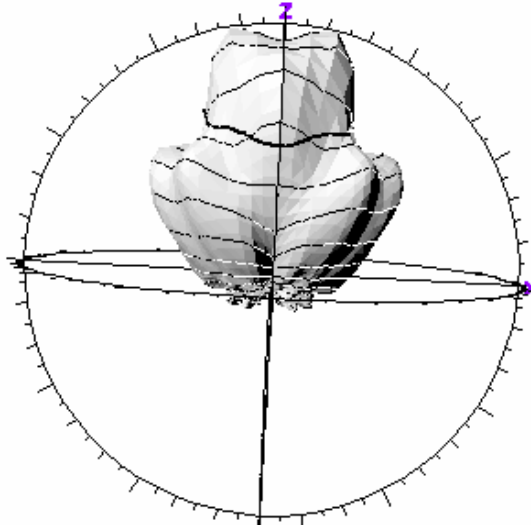
II-7. ábra A hosszabb antenna iránykarakterisztikája 30THz-en



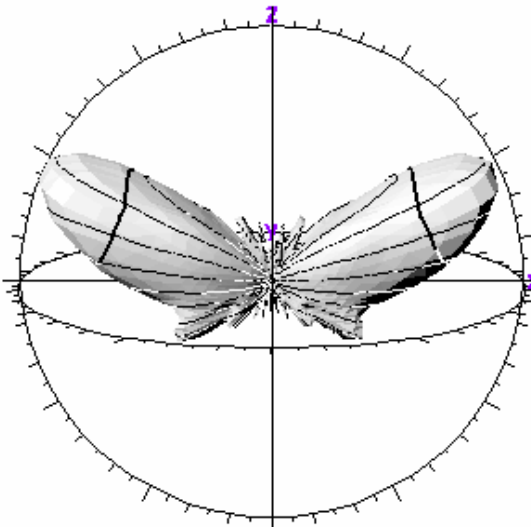
II-8. ábra A hosszabb antenna iránykarakterisztikája 40THz-en



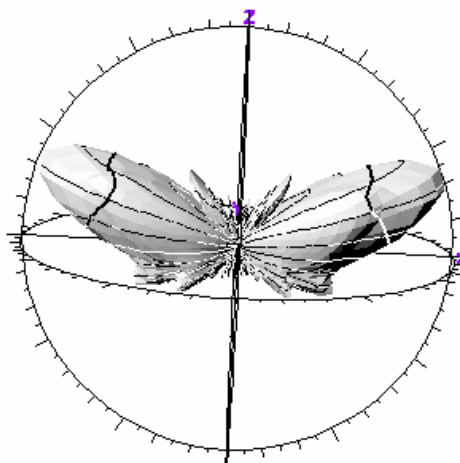
II-9. ábra A hosszabb antenna iránykarakterisztikája 50THz-en



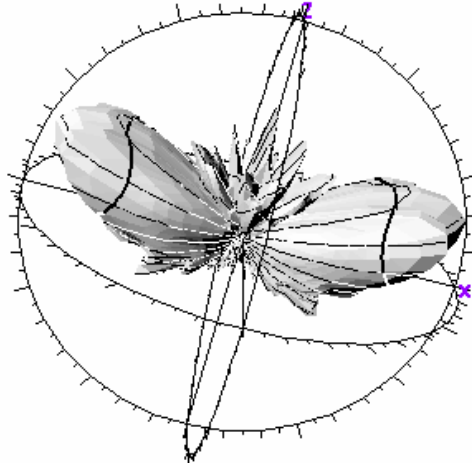
II-10. ábra A hosszabb antenna iránykarakterisztikája 60THz-en



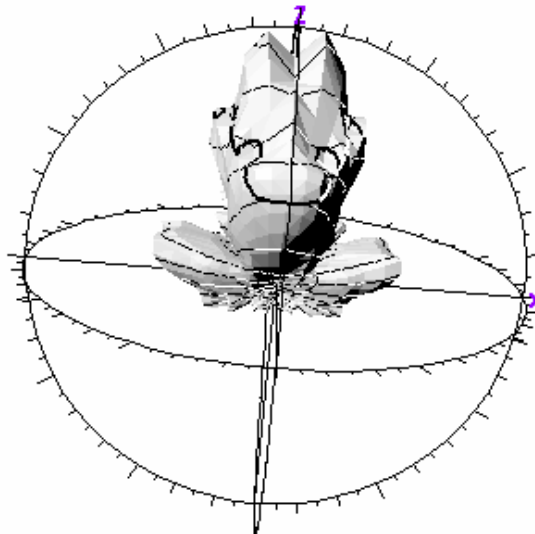
II-11. ábra A hosszabb antenna iránykarakterisztikája 70THz-en



II-12. ábra A hosszabb antenna iránykarakterisztikája 80THz-en

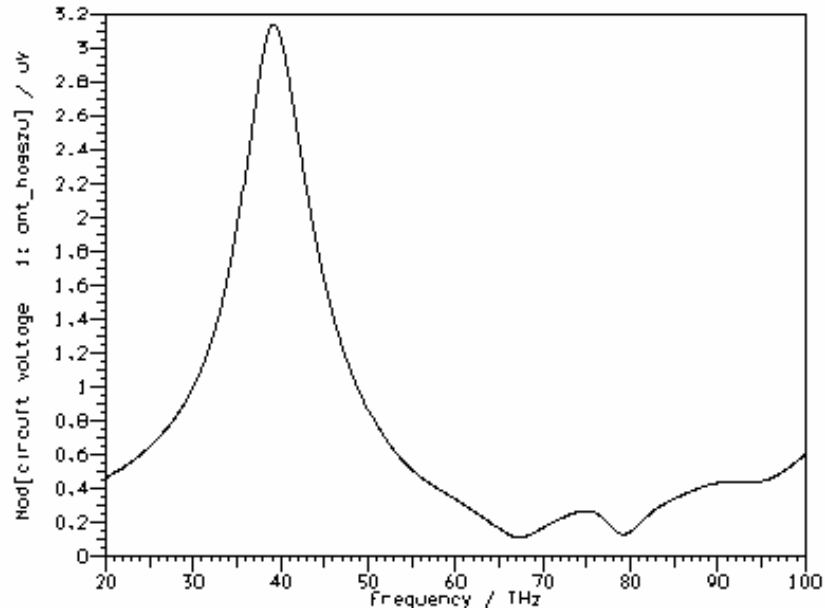


II-13. ábra A hosszabb antenna iránykarakterisztikája 90THz-en



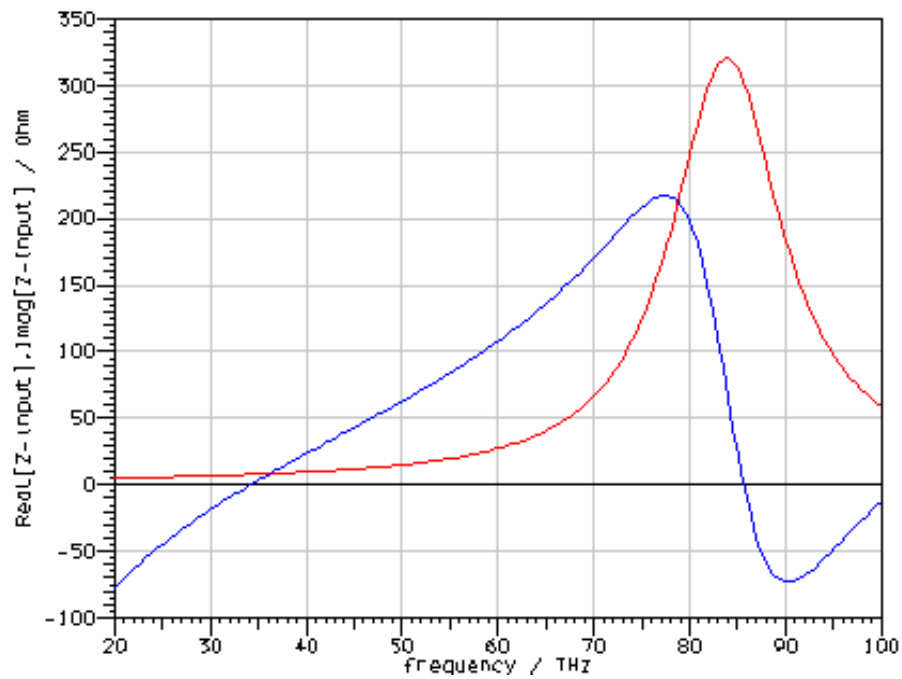
II-14. ábra A hosszabb antenna iránykarakterisztikája 100THz-en

A hosszabb antenna sugárzási impedancia görbéjén (II-5. ábra) világosan látszik, hogy két helyen ($\sim 40\text{THz}$, $\sim 80\text{THz}$) rezonáns. Az iránykarakterisztika frekvenciafüggését vizsgálva (II-6. ábra-II-14. ábra) ugyanakkor megállapíthatjuk, hogy míg 40THz -en a beeső infravörös sugárzás irányába (z irány) 'néz', addig 80THz -en oldalra 'tekint'. Ilyen módon, a vizsgált tartományban jelmaximumot csak $\sim 40\text{THz}$ -nél várunk (rezonanciára illesztett lezárás esetén) (II-15. ábra).

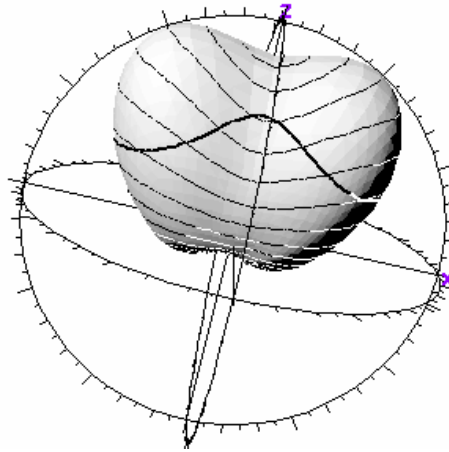


II-15. ábra A hosszú antenna kimenetén mérhető AC jel amplitúdója

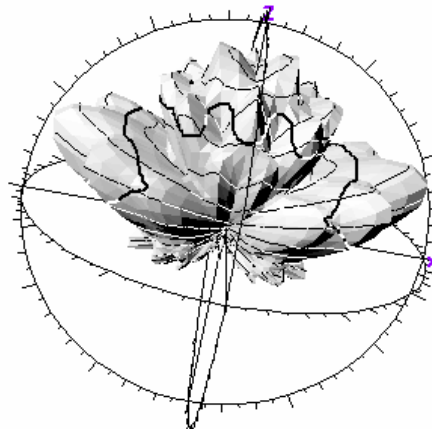
A numerikus analízist a rövidebb antenna esetében is elvégeztem hasonlóan az előzőekhez.



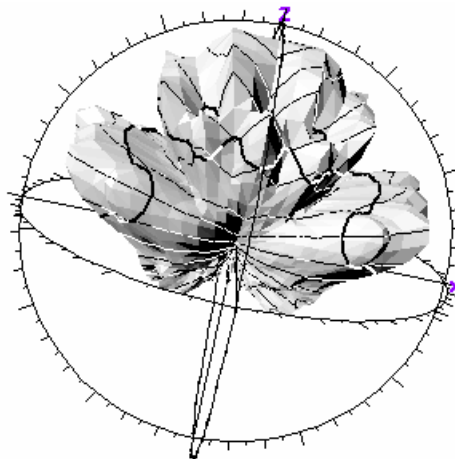
II-16. ábra A rövid antenna sugárzási impedanciája (a kék a képzetes, a vörös a valós rész) a frekvencia függvényében



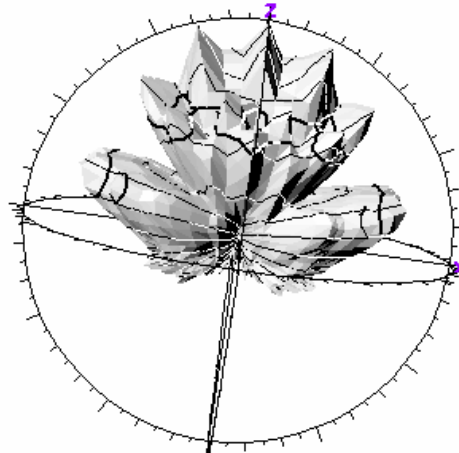
II-17. ábra A rövidebb antenna iránykarakterisztikája 30THz-en



II-18. ábra A rövidebb antenna iránykarakterisztikája 80THz-en

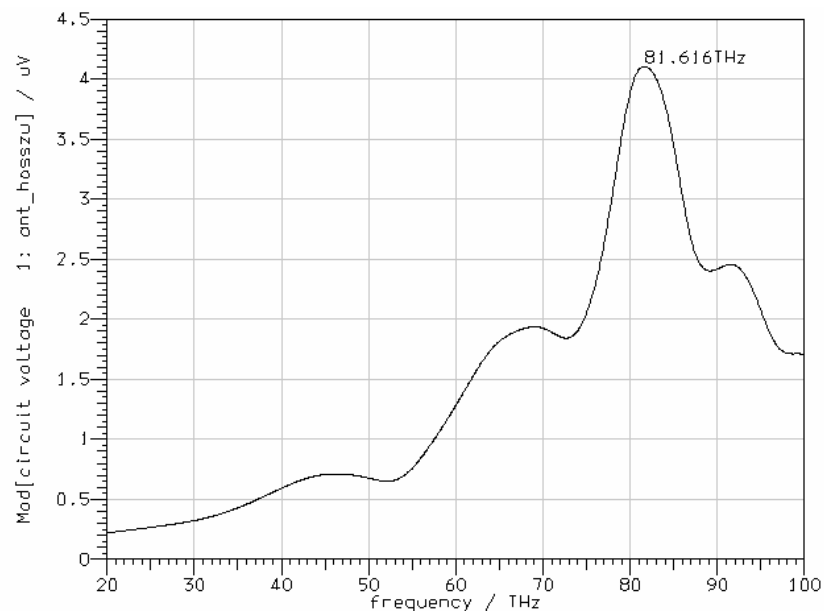


II-19. ábra A rövidebb antenna iránykarakterisztikája 90THz-en



II-20. ábra A rövidebb antenna iránykarakterisztikája 100THz-en

A rövidebb antenna sugárzási impedancia görbéje (II-16. ábra) viszont csak ~ 80 THz-en mutat rezonanciát. Az iránykarakterisztika frekvenciafüggését vizsgálva (II-17. ábra-II-20. ábra) ugyanakkor megállapíthatjuk, hogy a rövidebb antenna a vizsgált tartományon belül mindig z irányba 'néz'. Ha az antenna lezárását itt is rezonanciára illesztjük, akkor jelmaximumot a vételben itt csak ~ 80 THz környékén várhatunk (II-21. ábra).



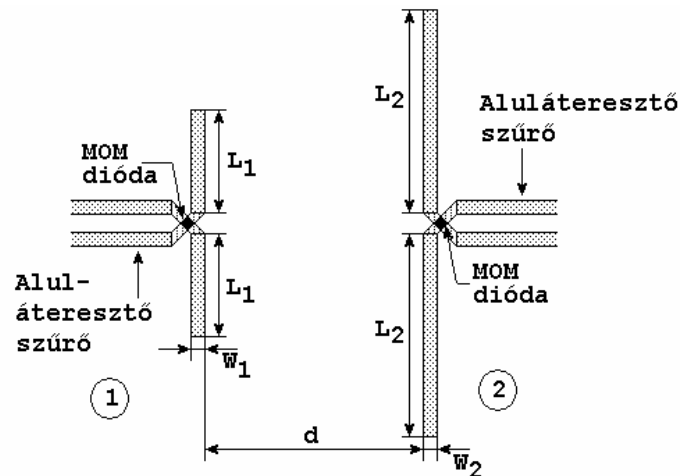
II-21. ábra A rövid antenna kimenetén mérhető AC jel amplitúdója

A fenti numerikus szimulációk eredményeképpen megállapíthatjuk, hogy a nanoantenna infravörös szenzor képes frekvencia-szelektíven érzékelni az infravörös tartományban.

II.1.C. Kétsávú infravörös szenzor áramköri modellje és geometriai elrendezése

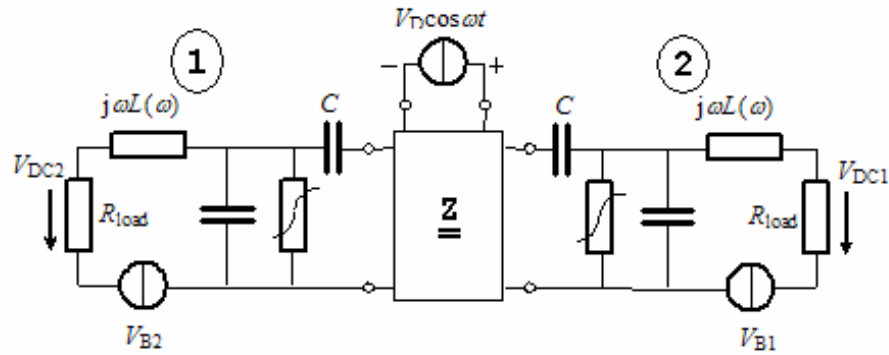
Az előzőekben megismerhettük az egysávú nanoantenna-mom diódás infravörös szenzort. Láthattuk, hogy a klasszikus antennaelmélet közvetlenül és sikeresen alkalmazható a szenzor modellezésében. A numerikus szimulációkból megállapíthatjuk, hogy a közel a $3\text{mm} - 5\text{mm}$ és a $8\text{mm} - 14\text{mm}$ tartományokra tervezett két darab egysávú nanoantenna szenzor nem ad szignifikáns jelet a másik sávban. Azonban továbbra is kérdés, hogyan lehet kétsávú infravörös szenzort építeni az egysávú nanoantenna-mom szenzor felhasználásával.

Két darab egysávú nanoantenna-mom diódás infravörös szenzorrendszert egymás mellé helyezve készíthetünk kétsávú infravörös szenzort (II-22. ábra). A klasszikus elektromágneses elmélet és az antennaelmélet eredményeit felhasználva a kétsávú nanoantenna-mom diódás infravörös szenzorrendszer helyettesítő áramköri modellje –felhasználva a klasszikus antennaelmélet eredményeit– elkészíthető (II-23. ábra).



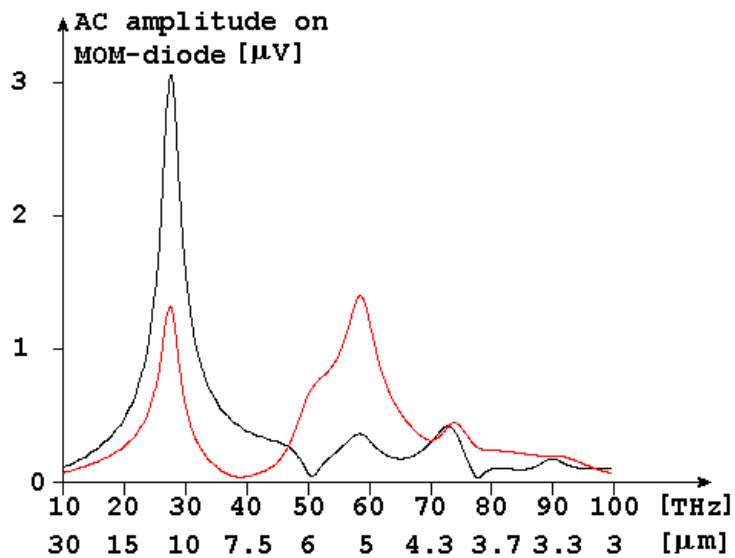
II-22. ábra Kétsávú nanoantenna-mom diódás infravörös szenzor

A két patch-dipólusból álló antennarendszer, felhasználva az antennaelmélet eredményeit, helyettesíthető egy három kapuból álló hálózattal, mely egy impedancia-mátrix segítségével leírható. A két kimenetre a DC előfeszítő hálózat és a MOM dióda áramköri modellje kerül, míg a harmadik bemeneten a beeső elektromágneses sugárzást helyettesítő ideális feszültségforrás foglal helyet (II-23. ábra). A helyettesítő impedancia-mátrix paraméterei a TLM módszer alkalmazásával (előző szakasz) határozhatók meg ([18]).



II-23. ábra A kétsávú nanoantenna-mom diódás infravörös szenzor áramköri modellje

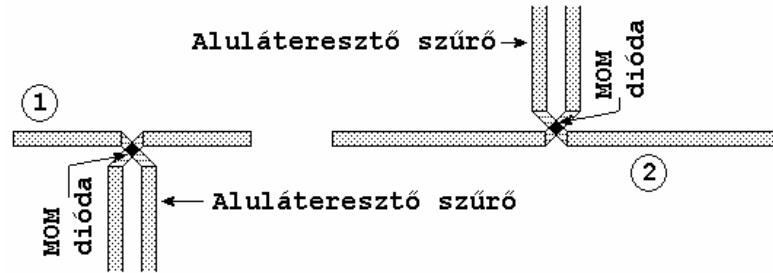
A rendszer kimenetein fellépő nagyfrekvenciás jel könnyen meghatározható az áramköri modell analízisével, melyhez igénybe vettük a TLM módszert is (II-23. ábra). Jól látható, hogy a két antenna kimenetén fellépő jel elkülönül egymástól a frekvencia függvényében (II-24. ábra). Tehát a fent vázolt szenzor képes két sávban érzékelni a beeső infravörös sugárzást.



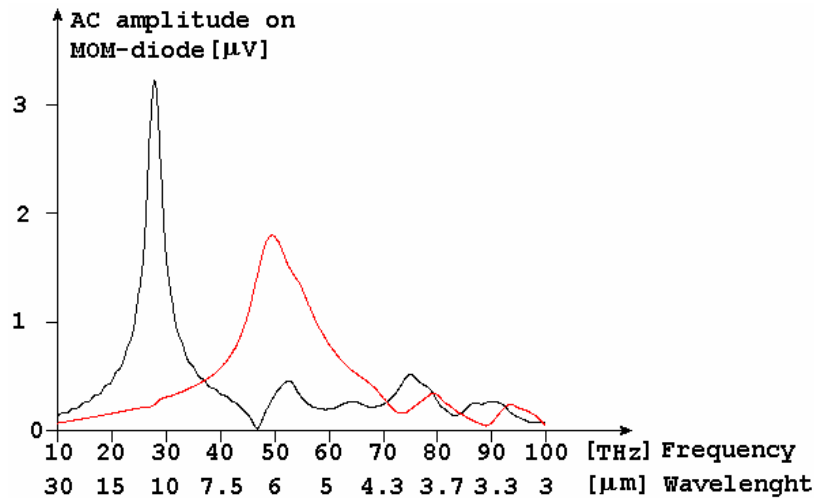
II-24. ábra A kétsávú infravörös szenzor kimenetein (a mom dióda kapcsain) számolt THz-es jel amplitúdója a frekvencia függvényében (A piros görbe az '1' sorszámú antennához tartozik, a fekete görbe a '2' sorszámú antennához tartozik.)

A fenti ábrán jól látszik, hogy erős áthallás van a két antenna között az alacsonyabbik frekvenciasávban. Az áthallás mértéke jelentősen csökkenthető az antennák közötti távolság növelésével (rögzített dielektromos rétegvastagság esetén), de mivel a szenzort egy CNN cella 'tetején' gondoljuk üzemeltetni, ezért a távolság csak szűk keretek között változhat (az elvezetést is a cellán belül kell megoldani). Helyezzük a két antennát egymás fölé (II-25. ábra). A

rendszer teljes körű numerikus analízise után a rendszer kimenetein fellépő THz-es jel amplitúdóját már minden nehézség nélkül ábrázolhatjuk a frekvencia függvényében (II-26. ábra). Így az áthallás jelentősen csökkenthető az antennák egymáshoz képesti relatív pozíciójának megváltoztatásával. A előbbieken vázolt két elrendezés közül (II-22. ábra, II-25. ábra) véleményem szerint az utóbbi alkalmazása (II-25. ábra) tűnik célszerűbbnek (a minimális áthallás érdekében).



II-25. ábra Az antennákat rövidebbik oldalukkal, egymás mellé helyezve (a legfelső dielektromos réteg síkjában) az áthallás csökkenthető



II-26. ábra A kétsávú infravörös szenzor kimenetein (a mom dióda kapcsain) számolt THz-es jel amplitúdója a frekvencia függvényében (A piros görbe az '1' sorszámú antennához tartozik a fekete görbe a '2' sorszámú antennához, tartozik.)

A fenti ábrákról könnyen leolvasható, hogy a nagyfrekvenciás jel amplitúdójának maximuma $U_{AC} \approx 5\text{mV}$ környékén van. Ebből az antenna hatásos felülete ([21] alapján)

$$(222) \quad A_{\text{eff antenna}} = \frac{P_{ACout}}{S_{in}},$$

ahol P_{ACout} az antenna kimenetén a MOM dióda kapcsain fellépő THz-es jel teljesítménye és

$S_{in} \left[\frac{W}{m^2} \right]$ a beeső infravörös sugárzás teljesítménysűrűsége

$$(223) \quad S_{in} = \frac{|\bar{E}_{in}|^2}{Z_0},$$

ahol \bar{E}_{in} a beeső villamos térerősség-vektor, Z_0 a vákuum hullámimpedanciája. (A továbbiak-

ban feltezzük, hogy $\bar{E}_{in} = 2 \left[\frac{V}{m} \right]$).

$$(224) \quad P_{ACout} = \frac{(U_{AC})^2}{R_D},$$

ahol R_D a MOM dióda ellenállása. A továbbiakban feltesszük, hogy a dióda RF és DC ellenállása ($R_D \approx 100\Omega$) megegyezik. A fenti számításokat elvégezve az antenna hatásos felületére

$$(225) \quad A_{eff \text{ antenna}} \approx 15 [mm^2],$$

adódik. A diódán átfolyó DC áram [4]-[8] alapján,

$$(226) \quad I_{DC} = \frac{1}{4} \frac{d^2 I}{dV^2} \Delta V^2,$$

ahol $\Delta V = |U_{AC}|$. A $\frac{d^2 I}{dV^2}$ hányados a dióda áram-feszültség karakterisztikájának második

deriváltja, melynek értéke [4]-[8] alapján $\frac{d^2 I}{dV^2} \approx 0.02 \left[\frac{V^2}{A} \right]$. A (226) összefüggés segítségével

vel a dióda kapcsain mérhető egyenfeszültség értéke,

$$(227) \quad U_{DC} = I_{DC} * R_D = \frac{1}{4} \frac{d^2 I}{dV^2} \Delta V^2 * R_D,$$

így az MOM dióda kapcsain fellépő egyenfeszültség értéke

$$(228) \quad \begin{aligned} U_{DC} &= \frac{1}{4} \frac{d^2 I}{dV^2} \Delta V^2 * R_D \approx \\ &\approx \frac{1}{4} 0.02 \left[\frac{V^2}{A} \right] (5 \cdot 10^{-6} [V])^2 * 100 [\Omega] = 1.12 \cdot 10^{-11} V. \end{aligned}$$

Az egyenfeszültség értékének felhasználásával a nanoantenna MOM dióda rendszer hatásos felülete az alábbiak szerint definiálható

$$(229) \quad A_{\text{eff antenna-MOM rendszer}} = \frac{P_{DCout}}{S_{in}},$$

ahol $P_{DCout} [W]$ az MOM dióda ellenállásán fellépő egyenirányított DC jel teljesítménye. A (229) összefüggés egy olyan ekvivalens felületet definiál, melyen ugyanakkora teljesítmény halad keresztül a beeső infravörös sugárzásból amekkora teljesítmény a nanoantenna MOM diódás rendszer kimenetén keletkezik miközben a beeső infravörös sugárzást egyenfeszültséggé, transzformálja át. A dióda kapcsain mérhető egyenirányított DC jel teljesítménye

$$(230) \quad P_{DCout} = \frac{(U_{DC})^2}{R_D},$$

összefüggés segítségével számítható. Az antenna-dióda rendszer hatásos felülete,

$$(231) \quad A_{\text{eff antenna-MOM rendszer}} = \frac{P_{DCout}}{S_{in}} = 6.03 \cdot 10^{-23} [m^2] = 6.03 \cdot 10^{-11} [mm^2].$$

Az antenna és a nanoantenna MOM dióda rendszer hatásos felületének nagyságát (225), (231) összehasonlítva megállapíthatjuk, hogy az egyenirányítást igen alacsony hatásfokkal végzi az MOM dióda. Az infravörös szenzor képességeit számos mennyiség segítségével definiálják. Ezek közül az egyik legfontosabb a detektivitás,

$$(232) \quad D^* = \frac{\sqrt{A_{\text{eff antenna-MOM rendszer}} \Delta f}}{P_n},$$

ahol Δf a sáv szélesség, P_n a zaj-ekvivalens teljesítmény

$$(233) \quad P_n = \frac{V_n}{b_v},$$

ahol $V_n = \sqrt{4kTR_D \Delta f} \approx 1.3 \cdot 10^{-9} [V]$ az MOM diódán fellépő zajfeszültség (k a Boltzmann állandó, T a hőmérséklet),

$$(234) \quad b_v = 2R_A g,$$

ahol,

$$(235) \quad g = \frac{d^2 I / dV^2}{dI / dV} \approx 13,$$

a dióda áram-feszültség karakterisztikája második illetve első deriváltjának a hányadosa. Az antenna impedanciájának valós része $R_A \approx 100\Omega$, így

$$(236) \quad b_v = 2R_A g \approx 2600 \left[\frac{V}{W} \right].$$

Az (232)-(236) összefüggések felhasználásával,

$$(237) \quad D^* \approx 1.5 \cdot 10^3 \frac{cm\sqrt{Hz}}{W}.$$

A hagyományos bolométeres infravörös szenzor detektivitása [1] alapján,

$$(238) \quad D^* \approx 5 \cdot 10^9 \frac{cm\sqrt{Hz}}{W}.$$

Mivel az MOM dióda paramétereiről az irodalomban ([4]-[8]) fellelhető adatok bizonytalanok, ezért a fentebb közölt végeredményeket csak becslésként kezeljük.

II.1.D. Megnövelt hatásos felületű kétsávú infravörös nanoantenna-mom diódás szenzor tervezése

Az előző pontban bemutatott szimulációs eredményekből és becslésekből világosan látszik, hogy a nanoantenna-mom diódás infravörös szenzor nagyságrendekkel érzéketlenebb, mint a hagyományos bolométeres szenzor. Ezért szükséges a szenzor érzékenységét jelentősen növelni.

Az infravörös szenzor érzékenységét elsősorban a dióda tulajdonságai, és az antenna kimenetén mérhető nagyfrekvenciás jelteljesítmény határozza meg. Az antenna kimenetén fellépő jelteljesítmény függ az antenna effektív felületétől és az alkalmazott anyagok veszteségi tulajdonságaitól ([21]). Mennél nagyobb az antenna effektív felülete, annál nagyobb az antenna kimenetén fellépő jel teljesítménye és ennek következtében a szenzor érzékenysége. Az antenna hatásos felülete erősen függ az antenna alatt elhelyezkedő dielektromos réteg vastagságától (II-27. ábra, II-30. ábra) és az antenna szélességétől [21], [24]. Nagyon kis rétegvastagság esetén a hatásos felület kicsi, ha növeljük a rétegvastagságot, akkor egy darabig nő

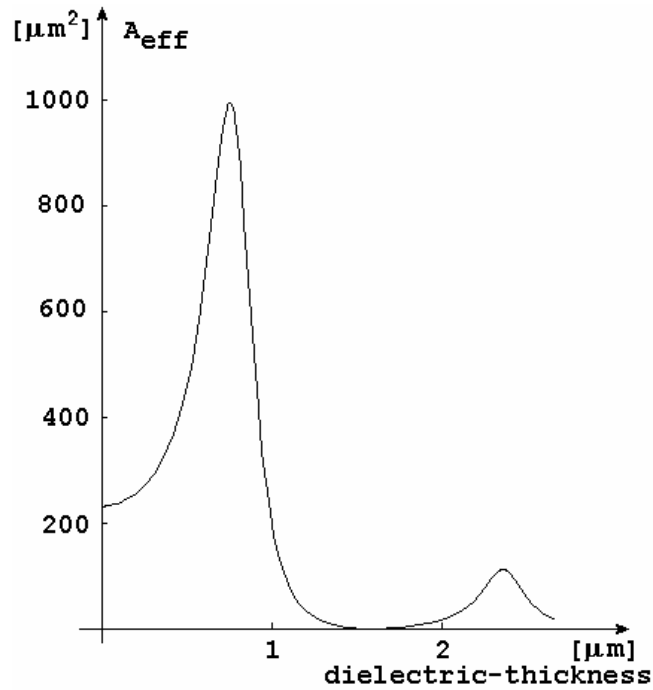
a hatásos felület, majd utána csökken. Az egyre vastagodó szigetelőrétegben ugyanis egyre több laterális irányban terjedő módus generálódik, ami végső soron a hatásos keresztmetszet romlásához vezet. Dielektrikumal borított fémsík esetén a laterális irányba terjedő módusok részletes levezetése [33]-ban található ezt itt most nem részletezzük. Páros sorszámú TM és a páratlan sorszámú TE módusok generálódnak esetünkben. A módusokra vonatkozó határfrek-

vencia az $f_c = \frac{n}{4t\sqrt{\epsilon_d \mu_d - \epsilon_0 \mu_0}}$ összefüggés segítségével számolható, ahol n az adott módus

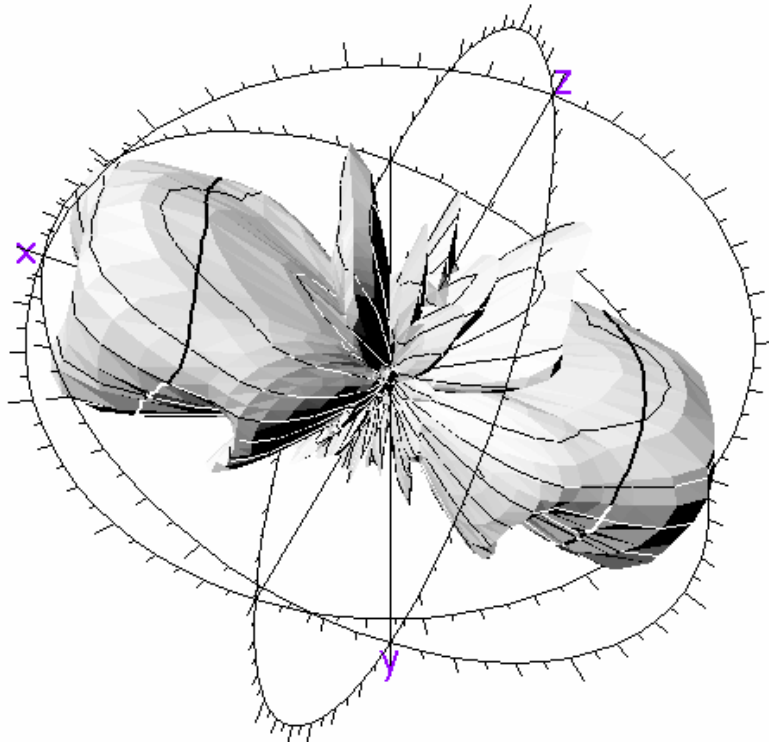
sorszáma, t a dielektromos réteg vastagsága, ϵ_d a dielektrikum dielektromos állandója, μ_d a dielektrikum mágneses permeabilitás, ϵ_0 a vákuum dielektromos állandója, μ_0 a vákuum mágneses permeabilitás.

Elfajuló esetben, az antenna a távotérbe sugárzott teljesítmény nagy részét is laterális irányba adja le (II-28. ábra). Ebben az esetben a 'z' irányba az antenna hatásos keresztmetszete drasztikusan leromlik és csökken a vett jelszint mértéke is.

A frekvencia növekedésével a dielektromos réteg is egyre vastagabbnak 'látszik', így könnyen elképzelhető, hogy az alacsonyabb frekvenciasávban működő antenna számára megfelelő rétegvastagság a magasabb sávban működő antenna esetében már eltorzítja az iránykarakterisztikát a laterális irányba terjedő hullámok miatt. Ha az antenna szélességét tovább növeljük, akkor az effektív felület tovább növelhető.



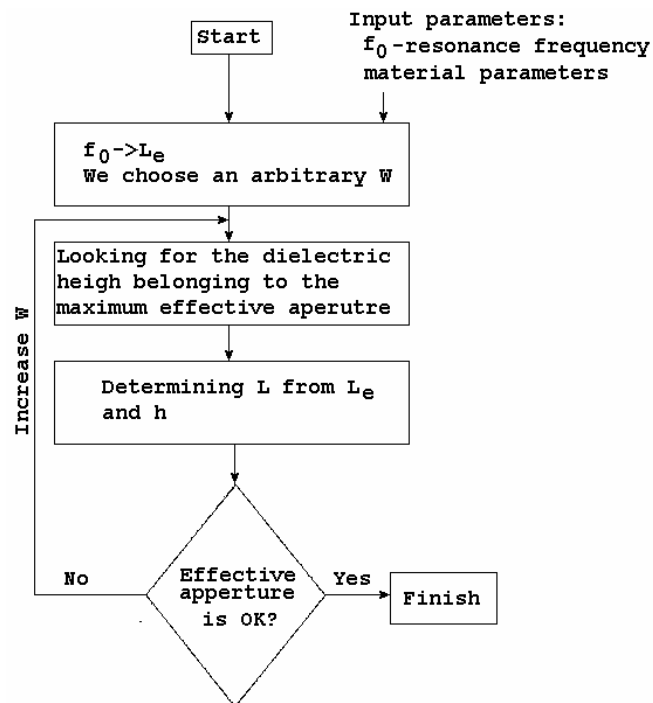
II-27. ábra Az antenna hatásos felülete a dielektromos réteg vastagságának függvényében (ideális dielektikum és ideális fém feltételezésekkel) [24] alapján



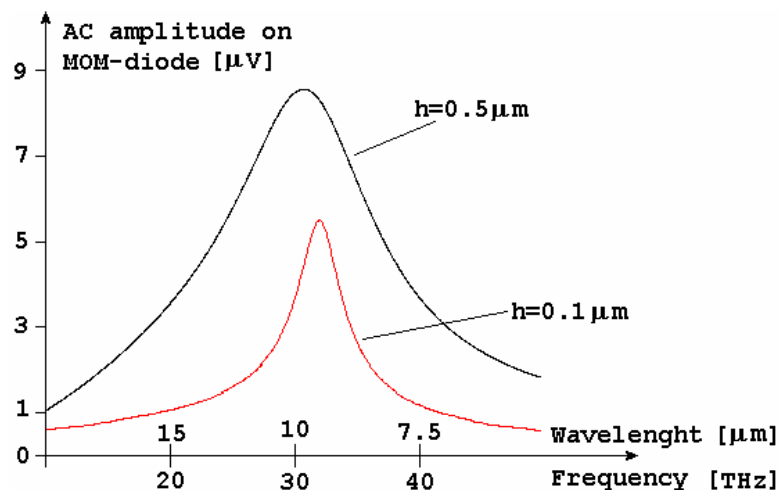
II-28. ábra Az antenna iránykarakterisztikája vastag dielektromos réteg esetén. A laterális irányt az ábrán, az x-y sík jelenti (a dielektromos réteg síkja) az infravörös sugárzás z irányból érkezik

A tervezési módszer blokkvázlata egyszávu szenzor esetében egyszerű (II-29. ábra). A tervezési módszerben felhasználjuk a I.1.C pontban közölt eredményeket. Első lépésben az

antenna effektív hosszát számoljuk ki az előre meghatározott sávközépi (rezonancia) frekvenciából a I.1.C pontban közölt közelítő összefüggések alapján. Majd ezután numerikus analízis segítségével tovább pontosíthatjuk a méreteket. Majd a következő lépésben a legnagyobb effektív apertúrához tartozó dielektromos rétegvastagságot határozzuk meg ugyancsak numerikus analízis segítségével. Ezek után az antenna fizikai hossza is meghatározható, először ugyancsak a I.1.C pontban közölt közelítő összefüggések alapján, majd utána numerikus analízissel pontosíthatjuk. Az effektív apertúra az antenna szélességének növelésével tovább növelhető.

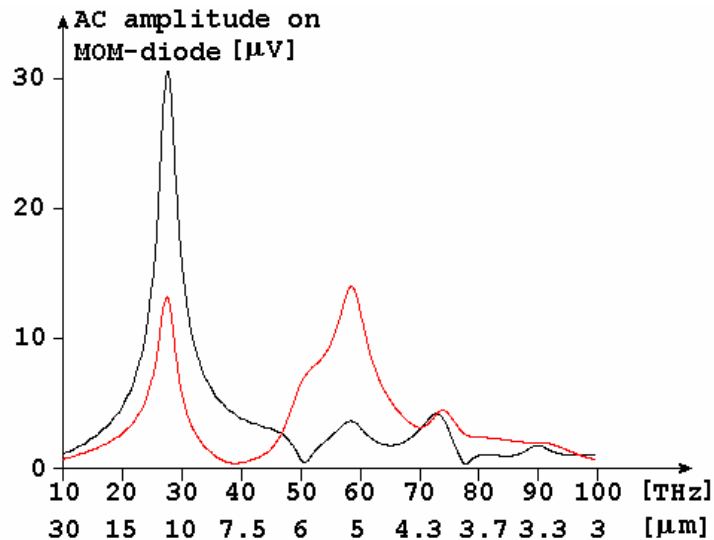


II-29. ábra Egysávú infravörös szenzor tervezési algoritmusának vázlata



II-30. ábra Az antenna kimenetén becsült nagyfrekvenciás jel amplitúdója a frekvencia függvényében, a dielektromos réteg vastagságával paraméterezve

A kétsávú infravörös szenzor esetében két antennánk van (egy rövidebb és egy hosszabb), melyeket két különböző sávra kell hangolnunk. Ilyenformán a fent vázolt algoritmust egymás után alkalmazva két optimális rétegvastagság adódik, egy nagyobb (a hosszabb antennánál) és egy kisebb (a rövidebb antennánál). Ezek közül a kisebbet kell választani, mivel ebben az esetben –bár ez a hosszabb antennának nem optimális- elkerülhető, hogy a laterális irányú terjedés kedvezőtlenül befolyásolja a rövidebb antenna iránykarakterisztikáját és ezen keresztül a vett jel nagyságát (II-31. ábra).

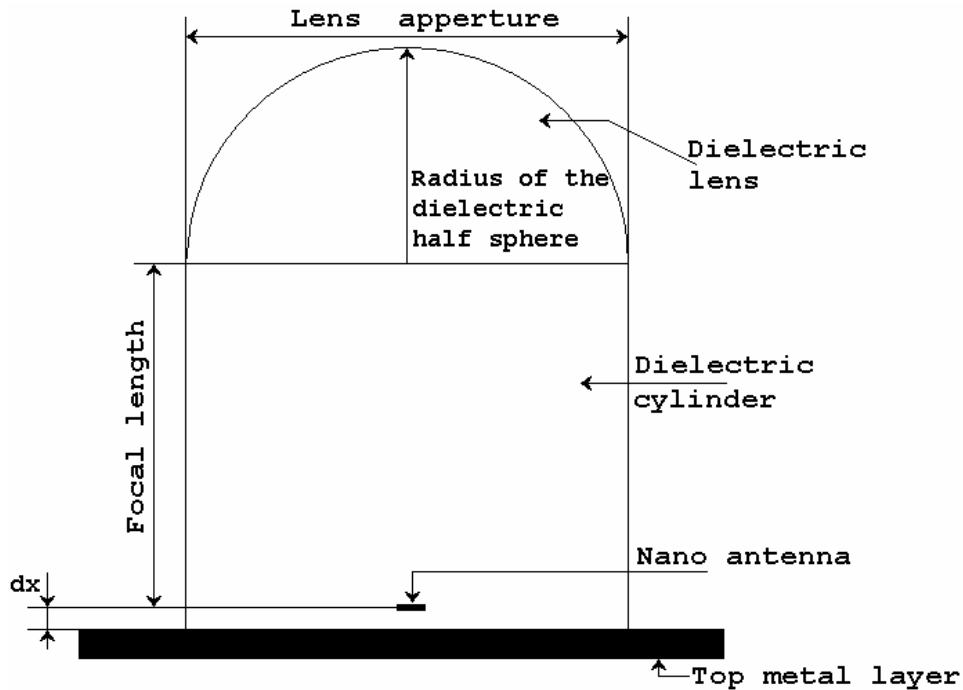


II-31. ábra A kétsávú infravörös szenzor (geometria a II-22. ábra Kétsávú nanoantenna-mom diódás infravörös szenzor szerint) kimenetein (a MOM dióda kapcsain) számolt THz-es jel amplitúdója a frekvencia függvényében az optimalizálás után (A piros görbe az '1' sorszámú antennához tartozik, a fekete görbe a '2' sorszámú antennához tartozik.)

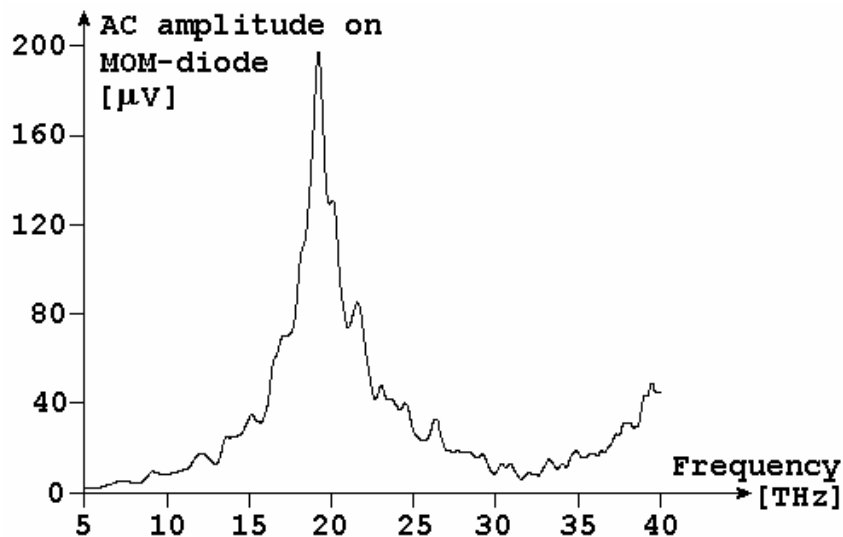
II.1.E. A kétsávú infravörös szenzor hatásos felületének növelése szférikus mikrolencse segítségével

Mint azt az előző szakaszban láttuk, az antenna hatásos felülete igen csekély. Az antenna hatásos felületét növelhetjük úgy is, hogy egy gyűjtőlencse segítségével sokkal nagyobb felületről fókuszáljuk a sugárzást rá az antennára (II-32. ábra) olyan módon, hogy egy dielektromos félgömböt helyezünk az antenna fölé (melynek anyagául szilíciumot tételeztünk fel). Az antennát a félgömb-lencse fókuszpontjába helyezzük (a továbbiakban a félgömb-lencse átmérője egyenlő a lencse apertúrájával). A fókusztávolságot az antenna és a félgömb között egy szintén Si-ból készült henger segítségével tarthatjuk meg. A felvázolt geometria teljes numerikus analízise után ábrázolva az antenna kimenetén fellépő jelszintet a frekvencia

függvényében (II-33. ábra) megállapíthatjuk, hogy az antenna kimenetén jelentős lesz a jel-szint növekedése.



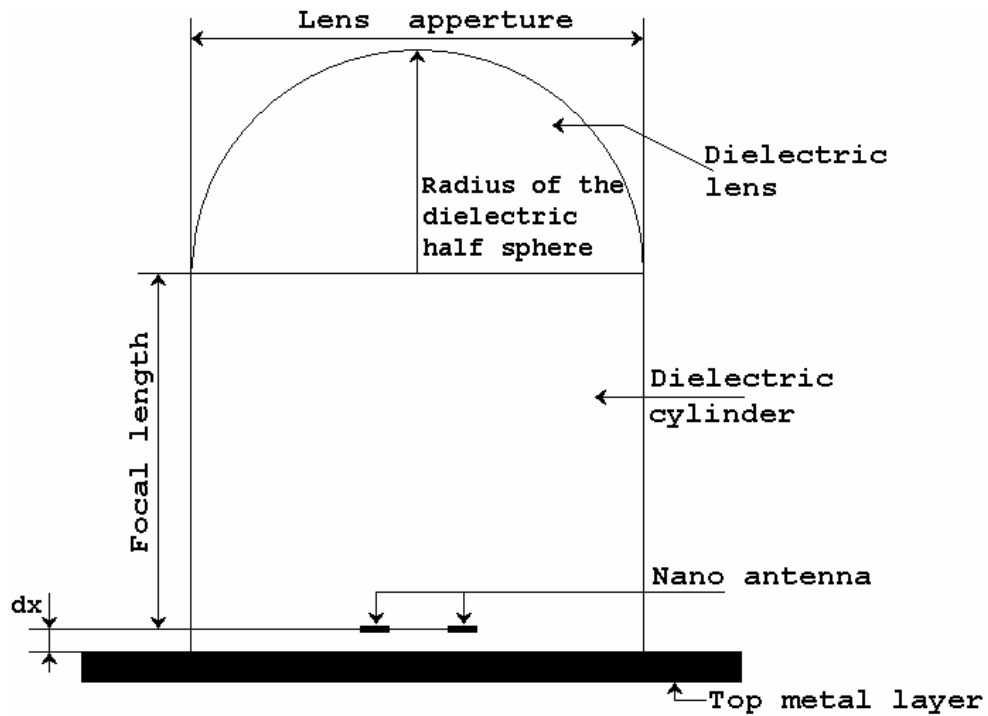
II-32. ábra A dielektromos lencse infravörös szenzor geometriai felépítése



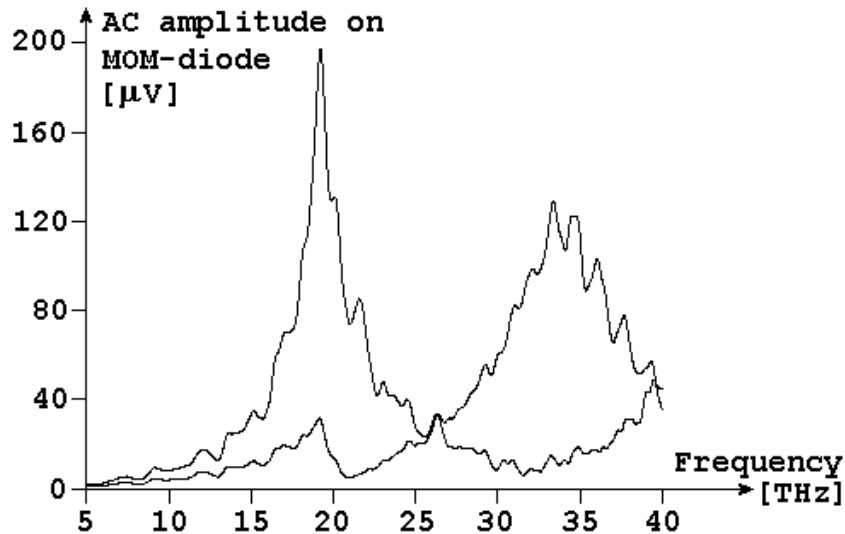
II-33. ábra A dielektromos lencse infravörös szenzor antennájának kimenetén becsült nagyfrekvenciás jel amplitúdója a frekvencia függvényében. (a lencse apertúrájának átmérője 40mm) (Az antenna a lencse fókusz-pontjában van.)

A fentebb vázolt geometriát alkalmazhatjuk a kétsávú esetre is (II-34. ábra). Ekkor mindkét antennát a fókuszpont közelébe a fókuszsíkra helyezzük. Habár a két antenna egyike sincs a lencse fókuszpontjába helyezve, a struktúra numerikus analízise után megállapíthatjuk,

hogy a jel erősödése így is szignifikáns (II-35. ábra). Az előbbi szimulációk alapján (II-33. ábra A dielektromos lencse infravörös szenzor antennájának kimenetén becült nagyfrekvenciás jel amplitúdója a frekvencia függvényében. (a lencse apertúrájának átmérője 40mm), (Az antenna a lencse fókuszpontjában van.)) jól látható hogy a vett jel maximális értéke $U_{AC} \approx 200\text{mV}$. Az (222)-(238) összefüggések felhasználásával a szenzor detektivitása $D^* \approx 4.8 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}}$ értékre nőtt.



II-34. ábra Kétsávú dielektromos lencse infravörös szenzor.



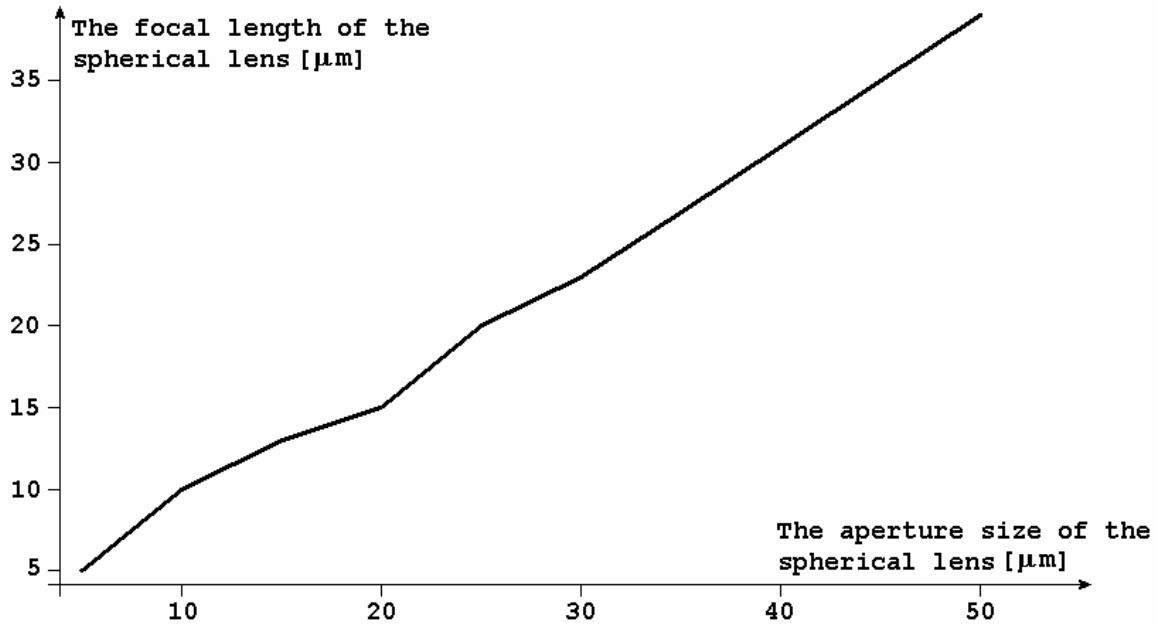
II-35. ábra A kétsávú dielektromos lencse infravörös szenzor két antennájának kimenetén becsült jelszint a frekvencia függvényében (a lencse apertúrájának átmérője 40mm). (Az antenna a lencse fókuszpontjában van.)

Ahhoz, hogy az imént felvázolt elrendezésű szenzorok (II-32. ábra, II-34. ábra) hatékonyan működjenek, szükség van a geometriai méretek helyes megválasztására. Ehhez a standard geometriai optikai közelítő összefüggések nem használhatóak, mivel olyan kicsik a méretek, hogy szükséges a klasszikus elektromágneses térelméleti modell figyelembevétele a modellezés és a méretezés során.

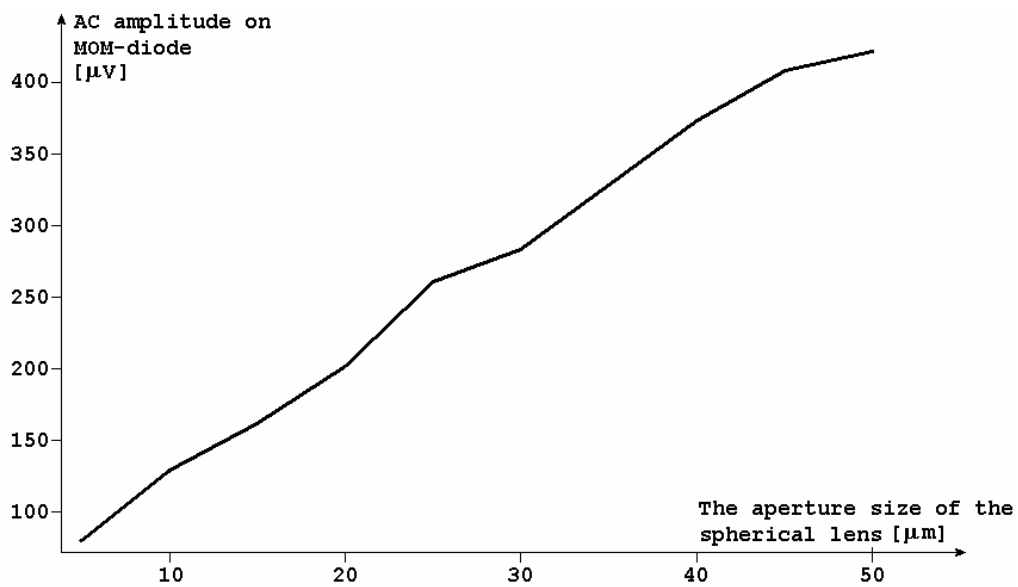
Kulcskérdés a félgömb-mikrolencse fókusztávolságának a meghatározása a lencse apertúra rögzített értéke mellett. Ezt úgy tehetjük meg a legkönnyebben, hogy numerikus analízis segítségével vizsgáljuk az antenna kimenetén a jelszintet, miközben –a lencse közvetlen közeléből indulva– egyre távolítjuk az antennát a lencsétől. Amíg el nem érjük a lencse fókuszpontját az antennával, addig nőni fog a jelszint, a fókuszpontban lesz maximális, majd távolodva a fókuszponttól egyre csökkenni fog. Ilyen módon egyszerűen és megbízhatóan találhatjuk meg az optimális távolságot a lencse és az antenna között. A fent közölt számítási eredmények esetében (II-33. ábra, II-35. ábra) kivétel nélkül az imént ismertett eljárás segítségével határoztuk meg a lencse és az antenna közötti optimális távolságot.

Ugyancsak fontos kérdés az antennák hosszúságának helyes megválasztása. Míg a hagyományos esetben (II-4. ábra) eredményesen használhatjuk a mikrosztríp antennáknál alkalmazott formulákat, addig a mi esetünkben ezek már nem használhatóak, mivel más a geometriai elrendezés. Ezért az antennák hosszúságát ugyancsak a numerikus analízis segítségével tudjuk megbízhatóan és pontosan meghatározni. Rövid antennahosszból kiindulva fokoza-

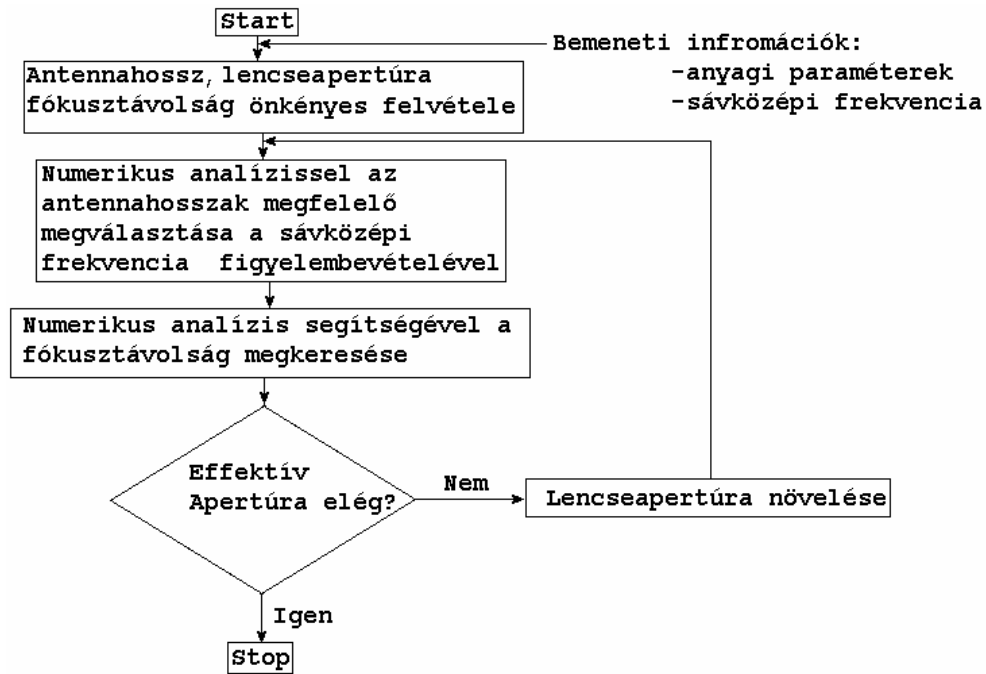
tosan növelve a hosszt, tudjuk csökkenteni a rezonanciafrekvenciát, amíg a kívánt értéket el nem érjük.



II-36. ábra A lencse fókusztávolságának változása a lencse apertúrájának a függvényében.



II-37. ábra A nagyfrekvenciás jel amplitúdója a MOM dióda ellenállásán, a lencse apertúrájának függvényében. (Az antenna mindig a lencse fókuszpontjában van.)



II-38. ábra Egysávjú dielektromos-lencse nanoantenna-mom diódás infravörös szenzor tervezési algoritmusának vázlatja

További problémát okoz, ha az iménti módszerrel megtervezett rendszer még mindig nem szolgáltat megfelelően erős jelet. Ekkor nyilvánvalóan növelni kell a lencse apertúráját, hiszen ezáltal nő az antennára fókuszált sugárzás teljesítménye is, ha az antenna a lencse fókuszpontjában van (II-37. ábra). Ilyenkor nő a fókusz távolság, amit újra meg kell találnunk (II-36. ábra).

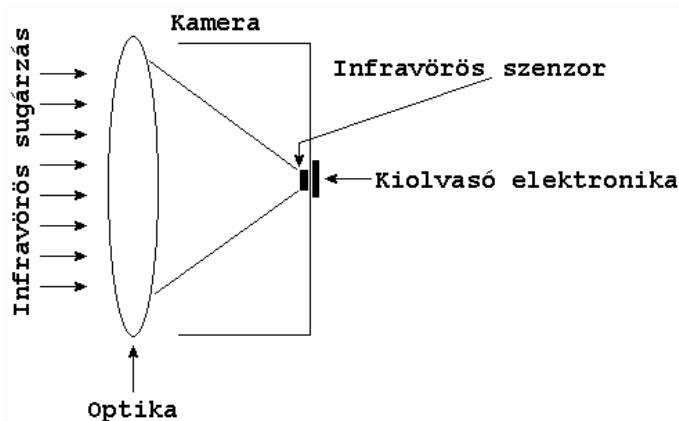
A lencse apertúráját addig növelhetjük, amíg a kívánt jelszintet nem kapjuk az antenna kimenetén. Természetesen az antennát mindig a lencse fókuszpontjában kell tartanunk (II-38. ábra).

III. Függelék

III.1. Bolométeres infravörös szenzorok

Bolométeres infravörös szenzort már az őskorban is sikerrel használtak, amikor az ősember a még izzó, de a ráakódott hamu miatt szabad szemmel nem látható parazsat úgy igyekezett megtalálni, hogy a tenyerét mozgatva a hamu felett megkereste a kihűlt tűzhely legmelegebb pontját. Ilyen módon az ősember keze, mint hűtést nem igénylő bolométeres infravörös szenzor 'működött'.

Ahhoz azonban, hogy a fent említett elv segítségével képesek legyünk ilyen szenzort mesterségesen létrehozni, még sok ezer évnek kellett eltelnie. Ehhez –az infravörös sugárzás elméleti alapjain kívül– olyan anyagokra is szükség van, melyek egy adott fizikai tulajdonságukkal jelentősen változik a hőmérséklet függvényében. Általában véve ilyen anyagokat már több száz éve használ az emberiség a hőmérséklet mérésére. Annak ellenére, hogy az elmúlt évszázadok során a hőmérők számos típusát fejlesztették ki és a bennük alkalmazott anyagok és fizikai effektusok fajtája is igen változatos, az infravörös képalkotás céljaira már sokkal kevesebb anyag felel meg. Ebben a szakaszban vázlatos áttekintést adunk a bolométeres szenzorok típusairól és felépítéséről.



III-1. ábra Az infravörös szenzor vázlatos felépítése [1]

Minden infravörös érzékelő rendszer három nagyobb részből tevődik össze (III-1. ábra). Az első rész az optikai rész, mely összegyűjti és a szenzorra fókuszálja a sugárzást. A második összetevő maga a szenzor, mely kimenetére a harmadik rész, a kiolvasó elektronika csatlakozik.

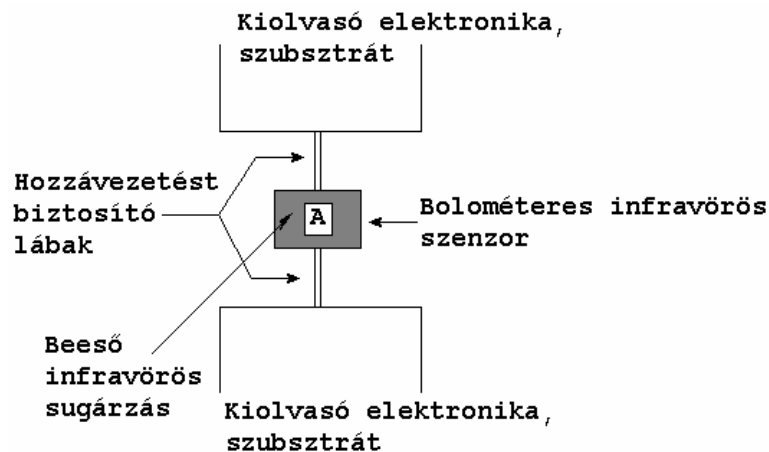
Az elmúlt évtizedek során számos különböző megoldását dolgozták ki a fenti elrendezésnek. Az egyik korai megoldásban csak egy darab –egy pixeles– infravörös szenzort alkal-

maztak melyre egy elektromechanikus rendszer vetítette rá a kép egyes pontjait sorról sorra. Az elektronika sorosan olvasta ki a szenzorból az egyes képpontok információit. A másik megoldásban az optika fókuszsíkjába egy mátrixos elrendezésű szenzorrendszert helyeznek, ahol minden képponthez külön infravörös szenzor tartozik. A szenzortömbből való kiolvasás itt képpontonként történik. Mindkét esetben nehéz problémát jelent a kiolvasó elektronika és a szenzor termikus elszigetelése egymástól. A hűtött esetben a kiolvasó elektronika nem képes megfelelően működni a szenzor számára ideális alacsony hőmérsékleten, míg a bolométeres – hűtést nem igénylő – szenzor esetén a kiolvasó elektronika anyagának hőmérséklete jelentős mértékben befolyásolja a mérési eredményt.

Habár az elmúlt évtizedek folyamán számos anyaggal kíséreltek meg hűtést nem igénylő bolométeres infravörös szenzort építeni, mindössze két anyagcsoport állta ki az idők próbáját. Az egyik a piroelektromos- ferroelektromos anyagok csoportja a másik a rezisztív anyagok csoportja (ahol az anyag elektromos ellenállása erősen hőmérsékletfüggő).

III.1.A. A Bolométeres infravörös érzékelés alapjai

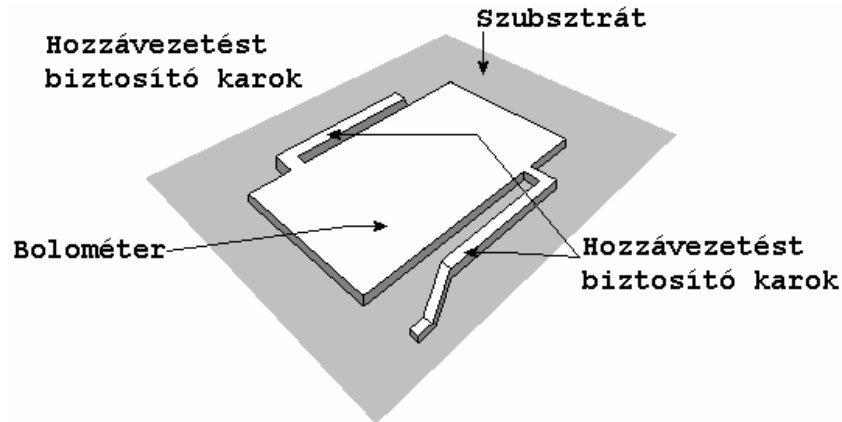
A bolométeres infravörös érzékelők alapját olyan anyag alkotja, mely egy adott fizikai paramétere jelentősen változik a hőmérséklet függvényében.



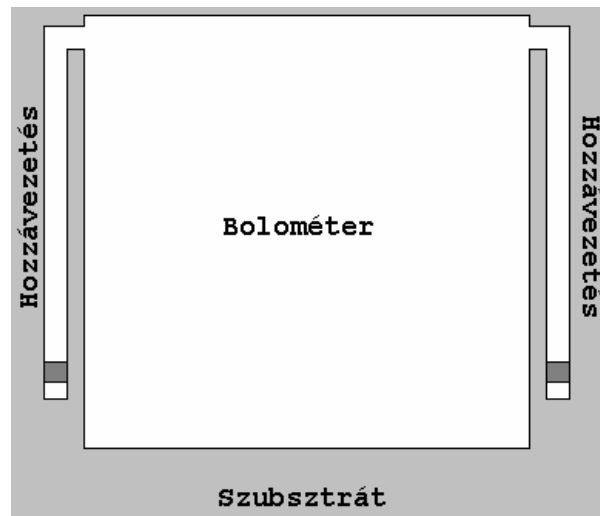
III-2. ábra Bolométeres infravörös szenzor-rendszer vázlatos felépítése [1]

A bolométeres infravörös szenzor három főbb részből áll. A szenzorlapból, mely a környezetétől termikusan teljesen elszigetelt, a kiolvasó elektronikából és a hozzávezető lábakkól (III-2. ábra). A beeső infravörös sugárzás hatására megváltozik a bolométer hőmérséklete függetlenül az őt körülvevő környezettől (ezért szükséges a bolométeres elem megfelelő termikus szigetelése). A változó hőmérséklet hatására a bolométer anyagának megváltozik valamely mérhető fizikai paramétere (például az ellenállása) melyet a hozzávezetésekön kereszt-

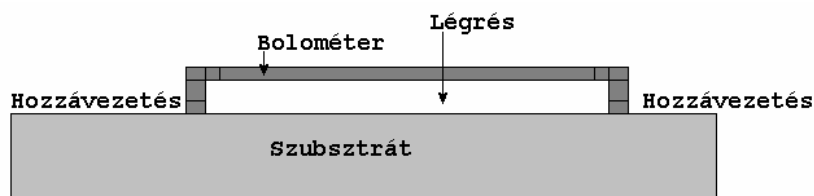
tül a kiolvasó elektronika mér. A fentiekből világosan látszik, hogy a bolométeres szenzor teljesítményét jelentősen befolyásolja a bolométer és a környezete közötti hőáramlás.



III-3. ábra A bolométeres szenzor vázlatos felépítése [1]



III-4. ábra A bolométeres szenzor vázlatos felülnézeti képe [1]



III-5. ábra A bolométeres szenzor vázlatos oldalnézeti képe [1]

A bolométeres szenzor fizikailag áll a szubsztrátból, mely tartalmazza a kiolvasó elektronikát is, áll a bolométer membránjából, melyet légrés segítségével szigetelünk el a szubsztráttól és áll a hozzávezetést biztosító karokból (III-3. ábra, III-4. ábra, III-5. ábra). A bolométer membrán a kapcsolatot a szubsztráttal hozzávezető karok segítségével tartja, melyek egyúttal a levegőben is tartják a bolométer membránját. A bolométer membránja

50mm×50mm-es felületű. A membrán fizikai méretei sokkal nagyobbak a beeső infravörös sugárzás hullámhosszánál. A beeső infravörös sugárzás felmelegíti a bolométer membránját, amely ennek hatására megváltoztatja valamely fizikai paraméterét (például az ellenállását). A membrán felmelegedésének foka függ a beeső infravörös sugárzás teljesítménysűrűségétől és a membrán fizikai felületétől. Mennél nagyobb a membrán felülete, annál nagyobb teljesítmény disszipálódhat a membránon. A kiolvasó elektronika a hozzávezető lábakon keresztül közvetve érzékelheti a membrán hőmérsékletének változását.

Ahhoz, hogy megfelelően működő bolométeres infravörös szenzort építsünk, el kell termikusan szigetelnünk a bolométer membránját. Úgy kell megválasztani a membrán anyagát és megtervezni a kiolvasó elektronikát, hogy azok a lehető legnagyobb érzékenységet ériék el. Ügyelni kell továbbá arra, hogy a membrán hőkapacitása a lehető legalacsonyabb legyen, mivel ez a paraméter a felmelegedés sebességét és végső soron a szenzor sebességét fogja meghatározni. Mennél kisebb a membrán hőkapacitása, annál gyorsabban éri el az egyensúlyi hőmérsékletet, így annál hamarabb kezdődhet el a kiolvasási folyamat. Ügyelni kell továbbá arra, hogy két szomszédos pixel (membrán) közötti hővezetés a lehető legkisebb legyen, mivel az áthallás jelentősen rontja a kép minőségét.

III.1.B. A bolométeres infravörös szenzor egyszerű modellje és néhány jellemzője

A bolométeres szenzor viselkedését vizsgálhatjuk egyszerű modell segítségével is, mely nem igényli az érzékelési mechanizmus részletes ismeretét. Legyen a bolométer membrán hőkapacitása C . Legyen G a bolométer membrán és a környezete közötti hővezetés, mely a legmeghatározóbb hővesztési mechanizmus. Legyen a bolométer membránra beeső időben modulált infravörös sugárzás teljesítménye P_0 . Ennek a teljesítménynek csak egy része abszorbeálódik a membránon. Annak az arányossági tényezőnek a jele, mely kifejezi, hogy a membránra beeső teljesítménysűrűségnek mekkora hányada abszorbeálódik a bolométeren, legyen h . Legyen a sugárzás modulációjának körfrekvenciája w . A membrán hőmérsékletének változását jelöljük ΔT -vel. Ezen jelölések felhasználásával a hőáramlás differenciálegyenlete az alábbiak szerint írható:

$$(239) \quad C \frac{d(\Delta T)}{dt} + G(\Delta T) = hP = hP_0 e^{j\omega t},$$

ahol t az időt jelöli. Tegyük fel, hogy a munkaponti előfeszítésből származó disszipáció elhanyagolható. Ekkor (239) egyszerűen megoldható,

$$(240) \quad \Delta T = \frac{hP_0 e^{j\omega t}}{G + j\omega C} = \frac{hP_0}{G \sqrt{1 + \omega^2 t^2}},$$

ahol $t = \frac{C}{G}$ a rendszer időállandója. A (240) egyenlet a bolométer membrán hőmérsékletének változását írja le a beeső infravörös sugárzás teljesítményének, a beeső sugárzás modulációs frekvenciájának, a bolométer és környezete közötti hővezetésnek és a membrán hőkapacitásának a függvényében. A (240) egyenlet bármely típusú bolométeres szenzor esetén érvényes és a bolométeres infravörös érzékelés legalapvetőbb modelljét szolgáltatja.

III.1.B.a. A rezisztív bolométer

Rezisztív bolométer alatt az olyan anyagból készült bolométert értjük, melynek ellenállása erőteljesen változik a hőmérséklet függvényében. Ha a bolométer hőmérséklete viszonylag keskeny tartományon belül ingadozik, akkor az ellenállásának megváltozása (ΔR) közelítőleg lineáris a hőmérséklet megváltozásával (ΔT),

$$(241) \quad \Delta R = aR\Delta T$$

ahol a a bolométer ellenállásának hőmérsékleti együtthatója

$$(242) \quad a = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}.$$

A hőmérsékleti együttható értéke lehet negatív illetve pozitív is. Fémeknél szobahőmérsékleten a pozitív, ami azt jelenti, hogy a hőmérséklet növekedésével nő a fémek ellenállása. Félvezetőkre szobahőmérsékleten a értéke negatív. Az a tipikus értéke fémekre [1]

$$(243) \quad a = 0.002 ({}^{\circ}C)^{-1},$$

félvezetőkre,

$$(244) \quad a = -0.02 ({}^{\circ}C)^{-1}.$$

Feltéve, hogy a bolométeren i_b munkaponti áram folyik át, a bolométer kapcsain mérhető feszültség a hőmérséklet változásának függvényében könnyen kifejezhető

$$(245) \quad V_s = i_b \Delta R = i_b a R \Delta T.$$

A bolométer hőmérsékletének megváltozását az (240) kifejezés adja meg, melyet (245)–be helyettesítve a bolométer kimenetén fellépő feszültség

$$(246) \quad V_s = \frac{i_b a R h P_0}{G \sqrt{1 + W^2 t^2}}.$$

A (246) kifejezés felhasználásával a szenzor rezszonanzivitása

$$(247) \quad \mathfrak{R} = \frac{i_b a R h}{G \sqrt{1 + W^2 t^2}}$$

alakú lesz [1] ahol $t = \frac{C}{G}$.

III.1.B.b. A piroelektromos és ferroelektromos bolométer

Piroelektromos effektust néhány anyag és néhány ferroelektromos kristály mutat. A jelenség lényege, hogy az anyag polarizációja nemlineárisan függ (histerézises görbe) a rákapcsolt villamos térerősségtől [1]. Bizonyos kristálytani orientáció két szemközti oldalán ellentétes villamos töltések jelennek meg, melyeket konstans hőmérséklet esetén semlegesítenek a szabad belső töltéshordozók [1]. A létrejövő polarizáció függ a hőmérséklettől. A Curie-hőmérséklet felett (T_c) nullává válik. A Curie-hőmérséklet alatt a (ΔT) hőmérsékletváltozás hatására változás történik a felületi töltéshordozók számában is, mely tranziens áramot (I_s) okoz, s amely átfolyik a kiolvasó elektronikán [1]. Az I_s áram nagysága

$$(248) \quad I_s = pA \frac{d\Delta T}{dt}$$

összefüggés segítségével számítható [1]. Ahol A a bolométer membrán felülete, p a piroelektromos állandó, $p = \frac{dP}{dT}$ itt P a polarizáció, T a hőmérséklet.

A piroelektromos detektor rezszonanzivitása (240) segítségével számolható. Vegyük az (240) kifejezésben ΔT idő szerinti deriváltját, majd helyettesítsük a (248) összefüggésbe. Így a bolométeren átfolyó áram

$$(249) \quad I_s = \frac{h p W A P_0}{G \sqrt{1 + W^2 t^2}}$$

összefüggés segítségével számolható [1] ahol $t = \frac{C}{G}$.

Mivel a piroelektromos detektor kapacitív, a számítások során figyelembe kell, vegyük, hogy a detektor tranziens viselkedésére befolyással van a piroelektromos elem kapacitása C_e és a vele párhuzamosan kapcsolt ellenállása R_e . Ezek segítségével meghatározhatjuk a piroelektromos elemen átfolyó áram és a kapcsain mérhető feszültség közötti kapcsolatot [1]

$$(250) \quad V_s = \frac{I_s R_e}{\sqrt{1 + w^2 R_e^2 C_e^2}}.$$

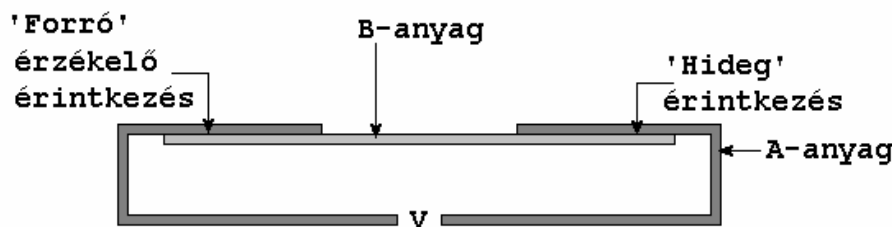
A (249) összefüggés (250)-be helyettesítése után a piroelektromos szenzor rezszonanzivitása az

$$(251) \quad \mathfrak{R} = \frac{h p w A R_e}{G \sqrt{1 + w^2 t^2} \sqrt{1 + w^2 R_e^2 C_e^2}}$$

összefüggés segítségével számítható [1].

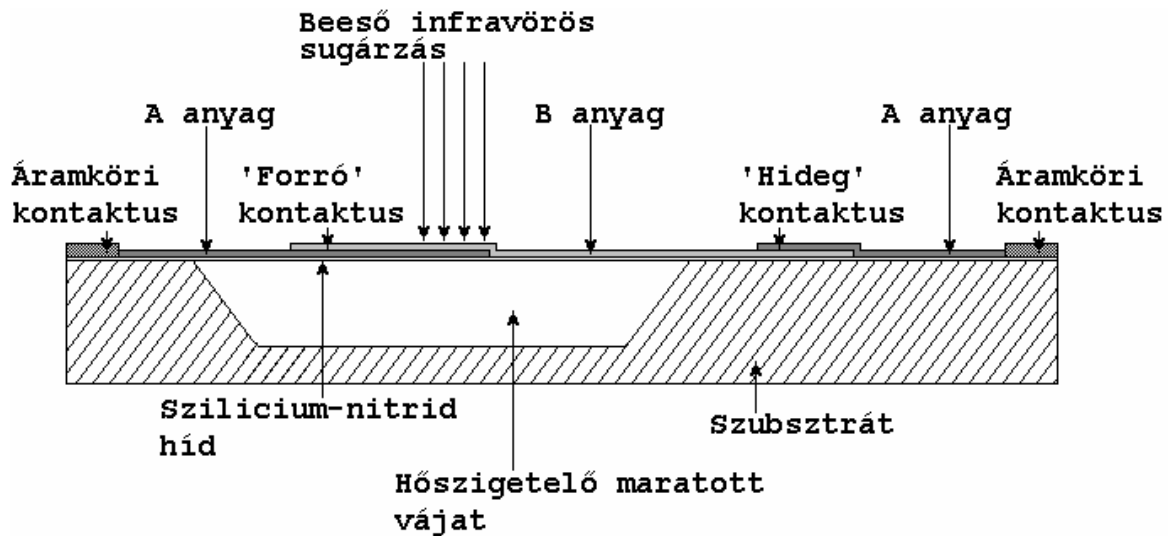
III.1.B.c. A termoelektromos bolométer

Termoelektromos effektus akkor alakul ki, amikor két különböző vezetőképességgel rendelkező anyagot két ponton összeérintünk (III-6. ábra).



III-6. ábra A termoelektromos bolométer vázlatos felépítése [1]

Ha a két érintkezés különböző hőmérsékleten van, a nyitott áramkör kimenetén feszültség jelentkezik (III-6. ábra, III-7. ábra). Ezt a feszültséget szokás termoelektromos feszültségnek is nevezni. A kialakuló feszültség nagysága függ az átmenetek közötti hőmérsékletkülönbségtől és az alkalmazott anyagoktól is. Több 'forró' és 'hideg' érintkezőpár sorba kapcsolásával növelhető a kimeneten mérhető feszültség, ezt szokás 'thermopile' elrendezésnek is hívni [1].



III-7. ábra Honeywell termoelektromos detektor vázlatos felépítése [1] (30. oldal)

A termoelektromos feszültség

$$(252) \quad V_s = N(S_1 - S_2)\Delta T$$

segítségével számolható, ahol S_1 és S_2 a termoelektromos (Seebeck) koefficiensek.

A termoelektromos detektor rezponzivitása (240) és (252) segítségével számolható

$$(253) \quad \mathfrak{R} = \frac{hN(S_1 - S_2)}{G\sqrt{1 + w^2 t^2}}$$

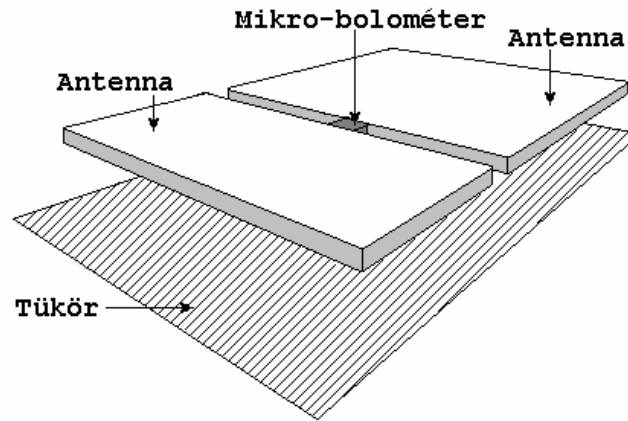
$$\text{ahol } t = \frac{C}{G}.$$

III.1.C. Spektrumszelektív bolométerek

Az eddigiekből jól látható, hogy a bolométeres infravörös szenzorok nagy előnye abban rejlik, hogy nem igényelnek hűtést. Így rugalmasan és széleskörűen alkalmazhatóak. Nagy hátrányuk azonban a bolométeres szenzoroknak, hogy nem képesek szelektíven érzékelni a spektrumban és meglehetősen lassú a reakcióidejük ($\sim 10ms$, [2]), így gyors változásokat képtelenek érzékelni. Ennek okai a fizikai méreteiben és az érzékelés módjában keresendők. A bolométeres szenzor ugyanis sokkal nagyobb geometriai méretekkel rendelkezik, mint a beeső infravörös sugárzás hullámhossza, így egyformán képes hasznosítani a teljes infravörös spektrumból érkező sugárzást. A viszonylag nagyméretű bolométer felmelegítése időigényes folyamat, ezért lassú a reakcióidő.

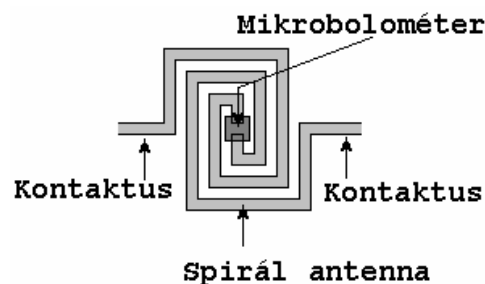
III.1.C.a. Antenna-csatolt bolométerek

A fent említett problémákra megoldást kínálhatnak az antenna-csatolt bolométerek ([2], [3]). Itt a bolométer mérete viszonylag kicsiny, az infravörös sugárzást antennák segítségével 'vezetik' a mikrobolométerhez (III-8. ábra, III-9. ábra).



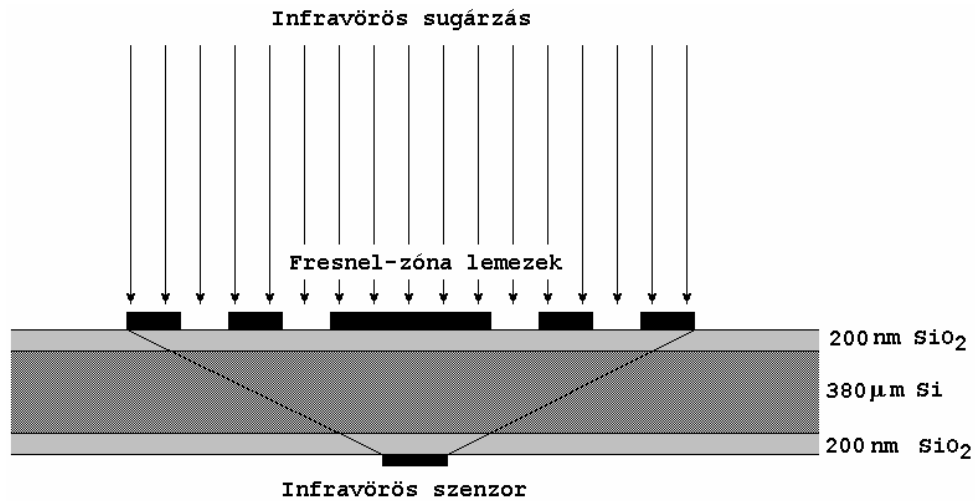
III-8. ábra Antenna-csatolt mikrobolométer rendszer [3]

Az első esetben a mikrobolométer-antennarendszert a szubsztráttól ugyanúgy légrés választja el, mint a hagyományos bolométer esetén (III-8. ábra), így biztosítva a mikrobolométer hőszigetelését. A rendszer hatékonyságának növelés céljából a szubsztrát felszínét tükröző anyaggal vonták be. A mikrobolométer a két antenna között foglal helyet. A DC előfeszítés és a mérés a nagyterjedésű antennákon keresztül oldható meg.



III-9. ábra Antenna- csatolt mikrobolométer rendszer [2]

Természetesen az antennák formája és alakja variálható az érzékenység javításának érdekében (III-9. ábra). Ebben az esetben az érzékelő-rendszer közvetlenül a szubsztráton foglal helyet (az antenna mérete $\sim 5\text{mm} \times 5\text{mm}$). Az érzékenység tovább növelhető, ha a szenzor elé egy fókuszáló rendszert helyezünk (III-10. ábra) [2].



III-10. ábra Fresnel-zónalemezek segítségével növelhető a mikrobolométes antenna csatolt szenzor érzékenysége [2]

A Fresnel-zónalemezek lencseként működve az infravörös szenzorra fókuszálják a beeső infravörös sugárzást (III-10. ábra, [2]). Így lényegesen nagyobb felületről 'gyűjtheti' be az antenna a sugárzást, mint a saját effektív felülete. A Fresnel-zónalemez rendszer átmérője (függően a gyűrűk számától) $\sim 200\text{mm}$.

Az antenna-csatolt mikrobolométer rendszernek a sebessége már megfelelően nagy lehet (mivel a bolométer kicsi és gyorsan felmelegszik) és az antenna miatt a rendszer képes a spektrumszelektivitásra ([2], [3]).

III.2. A távvezeték-mátrix módszer

A nanoantenna-mom dióda infravörös szenzorok tervezéséhez elengedhetetlen az antenna körül kialakuló elektromágneses tér megbízható és pontos szimulációja. Ehhez olyan számítási módszerre van szükség, mely segítségével eddig nem tanulmányozott szituációban is valósághűen lehet megjósolni az elektromágneses teret anélkül, hogy mérésekkel igazolni tudnánk számításaink helyességét (az infravörös tartományban a mérési lehetőségek meglehetősen korlátozottak). A Maxwell-egyenletek megoldására az egyik leggyakrabban alkalmazott numerikus módszer a „véges differencia”- módszer. Ennek az eljárásnak a során a Maxwell-egyenletek parciális deriváltjait véges differencia hányadosokkal közelítik, melyeket egy háromdimenziós térrács segítségével alkotnak meg. Így a parciális differenciálegyenlet-rendszer algebrai egyenletrendszerre transzformálódik át, a probléma megoldása a térrács sűrűségétől függő nagyságú mátrix invertálására vezethető vissza.

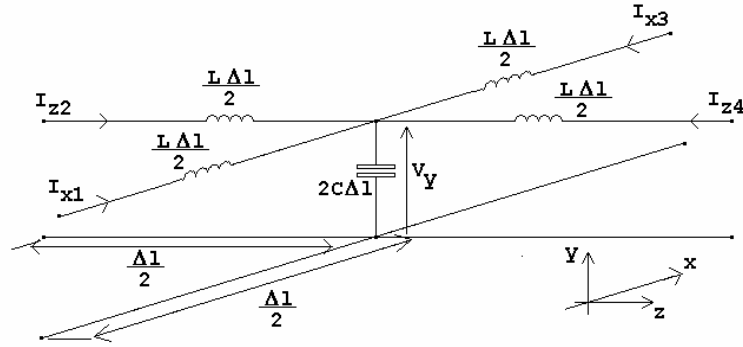
A távvezeték-mátrix módszer (továbbiakban TLM módszer) –hasonlóan a véges differencia módszerhez– ugyancsak a háromdimenziós térrácson alapul (Descartes-koordináta rendszert véve alapul). Ebben az esetben azonban a Maxwell-egyenletek felhasználásával megalkothatjuk az elemi cella szórás mátrixát (\underline{S}), mely szórás mátrix szórásparaméterei függenek a cellát lokálisan kitöltő anyagtól is. Az elemi cellára érvényes \underline{S} mátrixot felhasználva a szomszédos cellák összekapcsolhatóak egymással, így egy adott geometria teljes elektromágneses problémájának modellje megalkotható.

A TLM módszer első megjelenése [9]-hez köthető. Itt még csak hullámvezetőkben (csőtápvonalak) lévő diszkontinuitások numerikus analízisére dolgozták ki a módszert, melyet kétdimenziós esetben fejlesztettek ki. A későbbiekben továbbfejlesztették és általánosították a TLM módszert ([10]). A [9] és [10] munkákban a TLM módszert az időtartományban dolgozták ki. A későbbiekben elkészült a TLM módszer frekvenciatartományban érvényes változata ([11], [12]) és általánosították frekvenciafüggő paraméterekkel és anizotróp tulajdonságokkal rendelkező anyagokra is ([13], [14]).

A TLM módszert már sikerrel alkalmazták infravörös szűrőstruktúrák analízisére is, ahol kiterjedt mérésekkel igazolták a szimulációs eredményeket ([15], [16]).

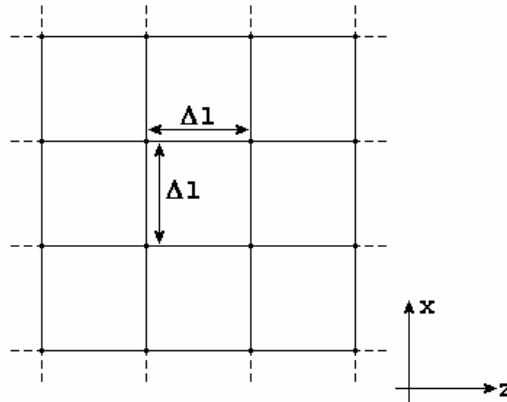
III.2.A. A TLM módszer vázlatos ismertetése ([9])

Jelen esetben a TLM módszer kétdimenziós, csőtápvonalakra érvényes legelső változatát ([9]) ismerteti. Először tekintjük két távvezeték kereszteződését (III-11. ábra). Ahol L a távvezeték hosszegységre eső induktivitása és C a távvezeték hosszegységre eső kapacitása, Δl a távvezetékdarab hossza.



III-11. ábra Két távvezeték találkozása ([9])

A teljes hálózatot ilyen $\Delta l \times \Delta l$ nagyságú elemi cellákból építjük fel (III-12. ábra).



III-12. ábra A távvezeték-mátrix az $x - y$ síkban ([9])

A távvezeték kereszteződésre (III-11. ábra) az alábbi közelítő egyenleteket írhatjuk fel

$$(254) \quad -\frac{\partial}{\partial x}(I_{x1} - I_{x3}) - \frac{\partial}{\partial z}(I_{z2} - I_{z4}) = 2C \frac{\partial V_y}{\partial t},$$

$$(255) \quad -\frac{\partial V_y}{\partial x} = L \frac{\partial}{\partial t}(I_{x1} - I_{x3}),$$

$$(256) \quad -\frac{\partial V_y}{\partial z} = L \frac{\partial}{\partial t}(I_{z2} - I_{z4}).$$

A (254)-(256) egyenleteket egymásba helyettesítve

$$(257) \quad \frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2} = 2LC \frac{\partial^2 V_y}{\partial t^2},$$

hullámegyenlet adódik. Feltéve, hogy az analizálni kívánt hullámvezetőn a TE_{m_0} módus az egyedüli terjedő módus, a két Maxwell-rotáció egyenlet az alábbi alakot ölti

$$(258) \quad -\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = e \frac{\partial E_y}{\partial t},$$

$$(259) \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -m \frac{\partial H_z}{\partial t},$$

$$(260) \quad \frac{\partial E_y}{\partial z} = -m \frac{\partial H_x}{\partial t}.$$

A (258)-(260) egyenletek egymásba helyettesítésével

$$(261) \quad \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = me \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2},$$

hullámegyenlet adódik. A (254)-(257) és (258)-(261) egyenletek direkt összevetéséből a következő egyenlőségek állapíthatóak meg

$$(262) \quad E_y \equiv V_y,$$

$$(263) \quad -H_z \equiv (I_{x3} - I_{x1}),$$

$$(264) \quad -H_x \equiv (I_{z2} - I_{z4}),$$

$$(265) \quad m \equiv L,$$

$$(266) \quad e \equiv 2C.$$

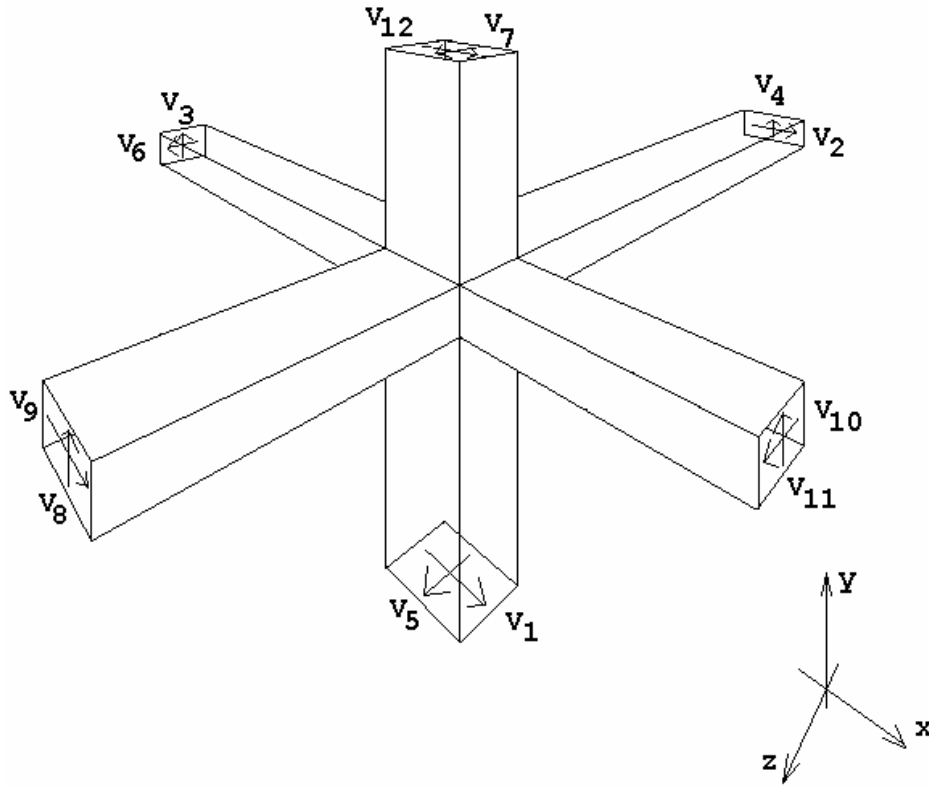
Tegyünk fel, hogy $m_r = e_r = 1$ ekkor egy hullám terjedési sebessége

$$(267) \quad \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{m_0 e_0}} = c,$$

ahol $c \equiv 3 \times 10^8 \text{ m/s}$.

Az egymást keresztező távvezeték szakaszok teljes rendszere egy olyan közeget reprezentál, melyben a relatív permittivitás kétszerese a vákuum relatív permittivitásának.

A időtartománybeli TLM módszer előbb megismert egyszerű változata általánosítható egy ekvivalens háromdimenziós szimmetrikusan kondenzált csomópont segítségével [10] (III-13. ábra) továbbiakban SCN.



III-13. ábra Szimmetrikusan kondenzált csomópont (SCN) [10]

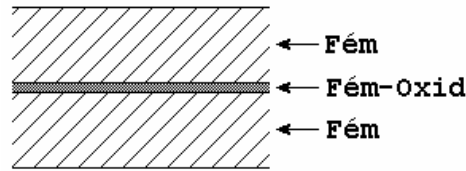
A teljes teret az egymáshoz kapcsolódó SCN-ek segítségével építhetjük fel. Egy SCN-t egy $\Delta l \times \Delta l \times \Delta l$ oldalhosszúságú kockába képzeljük el. Az SCN geometriailag egy térbeli keresztet formál. Az SCN karjait dielektrikumából 'kialakított' négyzet keresztmetszetű hullámvezetőknek képzeljük el, melyek szélein a két egymásra merőleges feszültsége az elemi cella felületén lévő egymásra merőleges irányú térerősségeket modellezi.

A töltésmegmaradás törvényét és a veszteségmentes csomópont unitér tulajdonságát kihasználva, a Maxwell-egyenletek felhasználásával az SCN szórás mátrixa előállítható [10]

$$(268) \quad S = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Mivel a hullámvezetők találkozásánál a különböző térkomponensek egymásba csatolódása túl összetett, így csak az SCN szórás mátrixa állítható elő ([10]).

III.3. A mom dióda modellje ([4])



III-14. ábra A mom dióda keresztmetszeti képe

Az antenna karjait átvezetve egymáson és közéjük vékony oxidréteget ($\sim 10 \text{ \AA}$) növesztve alagútdiódát készíthetünk (III-14. ábra). Ha a két fémréteget különböző potenciálokra kapcsoljuk (legyenek rendre f_1 és f_2) az oxidréteg, mint 'potenciálgát' áll az elektronok szabad mozgásának az útjában. Az elektronok bizonyos valószínűséggel fognak átalagutazni az oxidrétegen. Az mom dióda közelítő modelljét [4] tartalmazza. A dióda áram-feszültség egyenáramú ($I-V$) karakterisztikája (a továbbiakban: $I-V$ karakterisztikája) a Taylor-sorba fejtés után V^3 -ig figyelembe véve a sor tagjait

$$(269) \quad I = \frac{1}{R_D} (V + mV^2 + nV^3)$$

alakban írható. Ahol I a diódán átfolyó áram, V a dióda kapcsain mérhető feszültség, $1/R_D$ az $I-V$ karakterisztika első deriváltja, m az $I-V$ karakterisztika második deriváltja, n az $I-V$ karakterisztika harmadik deriváltja.

Feltételezve, hogy ismerjük a MOM diódában kialakuló potenciálviszonyokat (a potenciálgát alakját trapéz alakúnak megválasztva) és felhasználva a WKB közelítést, kiszámíthatjuk az elektronok alagutazásának valószínűségét az oxidvastagság és a kapcsokon mért potenciálkülönbség függvényében.

Vezessük be az átlagos potenciálgát magasságot $f_0 = \frac{1}{2}(f_1 + f_2)$, az aszimmetria faktort $a = \frac{(f_1 - f_2)}{(f_1 + f_2)}$ és az $S = 1.025L\sqrt{f_0}$ dimenziómentes paramétert, ahol L az oxidréteg vastagsága \AA -ben megadva, f_0 -t eV -ban adjuk meg. Ezeket felhasználva

$$(270) \quad R_D = S e^S \frac{1}{324 f_0 a}$$

ahol a a MOM dióda felülete mm^2 -ben,

$$(271) \quad m = a S \frac{1}{24 f_0}$$

és

$$(272) \quad n = \frac{1}{6} \left(\frac{S}{4 f_0} \right)^2.$$

A (269)-(272) összefüggések felhasználásával meghatározható a dióda által egyenirányított áram (i_r) nagysága

$$(273) \quad i_r = (m + 3nV_b) \frac{V_D^2}{2R_D} \approx \frac{1}{2} \frac{m}{R_D} V_D^2$$

ahol V_b a diódára kapcsolt egyenfeszültség nagysága.

A dióda által egyenirányított áram nagysága kifejezhető tisztán a második derivált segítségével is [6]

$$(274) \quad i_r = \frac{1}{4} m V_D^2.$$

III.4. A mikrosztrip antenna ([24])

III.4.A. A mikrosztrip antenna sávszélessége

A mikrosztrip antenna sávszélességét (BW) az alábbi összefüggés segítségével definiálhatjuk

$$(275) \quad BW = \frac{f_2 - f_1}{f_0},$$

ahol f_1 és f_2 a működési tartomány alsó és felső frekvenciahatára, f_0 pedig a sávközépi frekvencia. A sávszélességet az antenna állóhullámarányával is definiálhatjuk

$$(276) \quad BW = \frac{SWR - 1}{Q\sqrt{SWR}},$$

ahol Q az antenna jósági tényezője. Az antenna sávszélessége kifejezhető az alábbiak szerint is

$$(277) \quad BW = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[l_d + \left(\frac{R_s}{\rho h_0 m_r} \right) \left(\frac{1}{h/l_0} \right) + \left(\frac{16}{3} \right) \left(\frac{\rho c_1}{e_r} \right) \left(\frac{h}{l_0} \right) \left(\frac{W_e}{L_e} \right) \left(\frac{1}{e_r^{hd}} \right) \right].$$

ahol l_d a szubsztrát tangens deltája, h_0 a vákuum hullámimpedanciája ($h_0 \approx 120\pi \Omega$), l_0 a szabadtéri hullámhossz, R_s az antenna felületi impedanciája

$$(278) \quad R_s = \sqrt{\frac{2\rho f m_0}{2S}},$$

ahol S az antenna vezetőképessége,

$$(279) \quad p = 1 + \frac{a_2}{10} (k_0 W_e)^2 + (a_2^2 + 2a_4) \left(\frac{3}{560} \right) \times (k_0 W_e)^4 + c_2 \left(\frac{1}{5} \right) (k_0 L_e)^2 + a_2 c_2 \left(\frac{1}{70} \right) (k_0 W_e)^2 (k_0 L_e)^2,$$

ahol,

$$(280) \quad \begin{aligned} a_2 &= -0.16605 \\ a_4 &= 0.00761 \\ c_2 &= -0.0914153. \end{aligned}$$

A k_0 a szabadtéri hullámszám ($k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ahol $\omega = 2\pi f$) és c_1 egy konstans

$$(281) \quad c_1 = \frac{1}{n_1^2} + \frac{2/5}{n_1^4},$$

ahol n_1 a szubsztrát törésmutatója

$$(282) \quad n_1 = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}.$$

A vízszintes elektromos dipólus sugárzási hatékonyságát a

$$(283) \quad e_r^{hed} = \frac{P_{sp}^{hed}}{P_{sp}^{hed} + P_{sw}^{hed}},$$

hányados jellemzi, ahol P_{sp}^{hed} a dipólus által távotérbe sugárzott teljesítmény veszteségmentes szubsztrát esetén

$$(284) \quad P_{sp}^{hed} = \frac{1}{l_0^2} (k_0 h)^2 (80 \rho^2 m_r^2 c_1),$$

és P_{sw}^{hed} a dipólus által felületi hullámok alakjában elsugárzott teljesítmény,

$$(285) \quad P_{sw}^{hed} = \frac{1}{l_0^2} (k_0 h)^3 \left[60 \rho^3 m_r^3 \left(1 - \frac{1}{n_1^2} \right)^3 \right].$$

III.4.B. A mikrosztrip antenna direktivitása

A mikrosztrip antenna direktivitása a 'z' irányba az

$$(286) \quad D = \left(\frac{h_0}{40\rho} \right) \left(\frac{1}{pc_1} \right) \left[\frac{\tan c^2(k_0 h n_1)}{1 + \left(\frac{m_r}{\epsilon_r} \right) \tan^2(k_0 h n_1)} \right],$$

összefüggés segítségével számítható, ahol $\tan c(x) = \frac{\tan(x)}{x}$.

III.5. Anyagok viselkedése az infravörös tartományban

Míg az alacsony frekvenciás tartományban (kisebb, mint 100GHz) a fémek, dielektrikumok és az elektromágneses tér kölcsönhatása néhány –többnyire– frekvenciafüggetlen paraméter (vezetőképesség, perititivitás, permeabilitás) segítségével kiválóan leírható, addig az optikai és infravörös tartományban már nem ilyen egyszerű a helyzet. Az anyagok tulajdonságai erősen frekvenciafüggő jelleget mutatnak. A következőkben röviden összefoglaljuk azokat a legfontosabb eredményeket, melyek segítségével megbízhatóan modellezhetjük a fémek és dielektrikumok viselkedését az infravörös és optikai tartományban.

Fémek, dielektrikumok és az elektromágneses tér kölcsönhatásának jó elméleti megalapozása található a [29], [30] munkákban. Különböző fémek és számos anyag frekvenciafüggő anyagparamétereit tartalmazzák a [30], [31] dolgozatok, ahol a közölt paramétereket kiterjedt mérések segítségével határozták meg.

III.5.A. Anyagok leírása az optikai tartományban ([29])

Az optikai tartományban a frekvenciafüggő komplex törésmutató

$$(287) \quad \mathcal{N} = n + jk,$$

komplex vezetőképesség

$$(288) \quad \mathfrak{S} = S_1 + jS_2,$$

és komplex dielektromos állandó

$$(289) \quad \epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2,$$

segítségével tudjuk leírni az anyag és az elektromágneses tér közötti kölcsönhatást a Maxwell-egyenletek szempontjából. Ezen paraméterek nem függetlenek, könnyen kifejezhetők egymásból.

Tételezzük fel, hogy ismert a komplex dielektromos konstans. Ekkor a vezetőképesség valós

$$(290) \quad s_1 = \frac{we_2}{4p},$$

és képzetes

$$(291) \quad s_2 = (1 - e_1) \frac{w}{4p}$$

része kiszámítható a dielektromos konstansból. A törésmutató valós

$$(292) \quad n = \sqrt{\frac{m_1}{2} \sqrt{e_1^2 + e_2^2} + \frac{e_1 m_1}{2}},$$

és képzetes

$$(293) \quad k = \sqrt{\frac{m_1}{2} \sqrt{e_1^2 + e_2^2} - \frac{e_1 m_1}{2}},$$

része ugyancsak kiszámítható a dielektromos konstans segítségével.

A komplex vezetőképességből az

$$(294) \quad e_1 = 1 - \frac{4ps_2}{w},$$

$$(295) \quad e_2 = \frac{4ps_1}{w},$$

összefüggések segítségével számítható a dielektromos konstans valós és képzetes része. A komplex törésmutató az

$$(296) \quad n = \sqrt{\frac{m_1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{4ps_2}{w}\right)^2 + \left(\frac{4ps_1}{w}\right)^2} + \frac{m_1}{2} \left(1 - \frac{4ps_2}{w}\right)},$$

$$(297) \quad k = \sqrt{\frac{m_1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{4ps_2}{w}\right)^2 + \left(\frac{4ps_1}{w}\right)^2} - \frac{m_1}{2} \left(1 - \frac{4ps_2}{w}\right)},$$

összefüggések segítségével számítható a komplex vezetőképességből. A komplex dielektromos állandó és komplex vezetőképesség ugyancsak kiszámítható

$$(298) \quad e_1 = \frac{n^2 - k^2}{m_1},$$

$$(299) \quad e_2 = \frac{2nk}{m_1},$$

$$(300) \quad S_1 = \frac{nkW}{2pm_1},$$

$$(301) \quad S_2 = \left(1 - \frac{n^2 - k^2}{m_1}\right) \frac{W}{4p},$$

a komplex törésmutató segítségével.

III.5.B. Fémek Drude-Sommerfeld modellje

A modell azon a feltevésen alapul, hogy a klasszikus elektrongáz egy bizonyos átlagos relaxációs idő után visszatér az egyensúlyi állapotába ($\langle \bar{p} \rangle = 0$), ha a gerjesztő villamos tér megszűnik. A fém komplex frekvenciafüggő vezetőképessége az

$$(302) \quad \mathfrak{S}(W) = S_1(W) + jS_2(W),$$

$$(303) \quad S_1(W) = \frac{W_p^2 t}{4p} \frac{1}{1 + W^2 t^2},$$

$$(304) \quad S_2(W) = \frac{W_p^2 t}{4p} \frac{Wt}{1 + W^2 t^2},$$

összefüggések segítségével számolható, ahol t a relaxációs idő,

$$(305) \quad W_p = \sqrt{\frac{4pNe^2}{m}},$$

a plazmafrekvencia, ahol m a töltéshordozó tömege, e a töltéshordozó töltése, N a töltéshordozók sűrűsége. A frekvenciafüggő komplex dielektromos konstans pedig az

$$(306) \quad e_1(W) = 1 - \frac{W_p^2}{W^2 + t^{-2}},$$

$$(307) \quad e_2(W) = \frac{1}{Wt} \frac{W_p^2}{W^2 + t^{-2}},$$

összefüggések segítségével számolható. Az egyenáramú vezetőképesség a

$$(308) \quad S_{DC} = S_1(W=0) = \frac{Ne^2 t}{m},$$

összefüggés segítségével számolható.

A fenti összefüggések alapján a fémek frekvenciafüggése három nagyobb tartományra osztható. Az első az alacsonyfrekvenciás vagy más néven Hagen-Rubens tartomány, amelyre az

$$(309) \quad S_{DC} \approx S_1(\omega) \gg S_2(\omega),$$

összefüggés igaz. Tehát ebben a tartományban a DC vezetőképesség dominál. A skin mélységet ebben az esetben a

$$(310) \quad d_0 = \sqrt{\frac{c^2}{2\pi\omega S_{DC}}},$$

összefüggésből számolhatjuk.

Azt a tartományt, ahol a (309) összefüggés nem érvényes, de még a plazmafrekvencia alatt van, relaxációs tartománynak nevezzük.

A plazmafrekvenciánál magasabb tartományt transzparens tartománynak nevezzük.

III.5.C. Félvezetők Lorentz-modellje

A komplex frekvenciafüggő dielektromos állandó értéke

$$(311) \quad \epsilon(\omega) = 1 + \omega_p^2 \sum_l \frac{f_{l0}}{(\omega_{l0}^2 - \omega^2) - j\frac{\omega}{\tau}},$$

alakú összefüggés segítségével számolható, ahol ω_{l0} a l -dik rezonanciafrekvencia és f_{l0} az energia abszorbeált része.

III.6. A Micro Stripes 7.0 szoftverről röviden [23]

Részlet a Users Guide-ból.

III.6.A. What is Micro-Stripes?

Micro-Stripes is a complete software tool for the 3D electromagnetic analysis and design of devices and structures required in the high frequency range. The design process follows five easy steps:

- Define the geometry using a versatile and intuitive solid modeller based on the ACIS kernel, or import the geometric model from another CAD package
- Assign the material properties to the geometry
- Choose your type of excitation (e.g. port or plane wave)
- Define the results you wish to obtain (radiation patterns, VSWR etc.)
- Then let the efficient time domain solver based on the TLM (Transmission Line Matrix) provide you with accurate broadband results.

The TLM technique allows an efficient way of solving Maxwell's equations without suffering the drawbacks of other techniques such as FDTD and finite elements.

On completion the solution results will be automatically displayed. Further 3D visualisation is offered via the Field Plotter which allows you to view E and H field components, surface currents, power densities and SAR over the solution volume to gain an insight of the behaviour of the device.

III.6.B. Micro-Stripes Key features

- Fast, efficient, accurate and stable time domain solver based on the TLM method
- Parallel solver taking advantage of multi-processor hardware platforms
- Full broad band response achieved after a single run

- E and H Field components calculated at the centre of the cell (no ambiguity due to mesh stagger as other time domain solvers based on FDTD)
- Uses the familiar Windows user interface
- Advanced ACIS based, parametric solid modelling tool
- New improved history bar, allows the user to easily edit their model
- Import of 3D CAD data through SAT, IGES, STEP, STL file format
- Import of 2D CAD data through DXF (AutoCAD)
- Export of 3D CAD data through SAT, STEP, IGES and STL file format
- Multigrid mesh capability
- Compact models for wires, slots, vents and thin films allow small features to be efficiently and accurately modelled within a coarse mesh
- Calculation of field distributions (Electric, Magnetic fields, surface currents, power flows, power densities, power loss densities and SAR) at user specified frequencies after a single run
- Isotropic and anisotropic material properties
- Frequency dependant material properties (permittivity and permeability) as defined by the Debye and Lorentz representation
- Broadband S parameters calculated after a single run.
- Calculation of loss integrals for each geometry entity for Q and Gain calculations
- Surface impedance model to account for loss in conductors
- Model excitation through Ports (Waveguide rectangular TE, Circular TE, microstrip, stripline, coaxial, co-planar and other)
- Plane wave excitation
- S parameters normalised to the port impedance
- Full field port characterisation to give characteristic impedance, propagation constant
- High performance absorbing boundary conditions
- Periodic boundary conditions without phase shift
- 3D far-field radiation patterns

- 2D Antenna far-field cuts
- 3D near field plot over a cylinder at a user specified radius
- RCS calculation
- Field calculated at monitor points both inside and external to the mesh
- Compact wire ports
- Lumped R, L, C circuits that can be attached to wires
- Waveguide utility for obtaining common parameters
- Polariser utility
- Copy command available to save any plot as a bit map to clipboard for insertion into Word or Excel
- Graph plot of S-parameters output in x-y format and Smith chart format
- Full field visualization of 3D results with animation and AVI output
- Export S-parameter data in Touchstone format

IV. Bibliográfia

- [1] Paul W. Kruse, David D. Skatrud, *Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems* Academic Press 1997
- [2] F. Javier Gonzalez, James L. Porter, Glenn D. Boremann, „Antenna-Coupled Infrared Detectors”, Proc. SPIE, vol. 5406, 2004, pp. 863-871
- [3] Aniruddha S. Weling, Patric F. Henning, „Antenna-Coupled Microbolometers for Multi-Spectral Infrared Imaging” Proc. of SPIE, vol. 62061F, 2006
- [4] A. Sanchez, C. F. Davis, Jr., K. C. Liu, A. Javan, „The MOM tunneling diode: Theoretical estimate of its performance at microwave and infrared frequencies” J. Appl. Phys., 49(10), October, 1978, pp. 5270-5277
- [5] I. Wilke, W. Hermann, F. K. Kneubühl, „Integrated Nanostrip Dipole Antennas for Coherent 30 THz Infrared Radiation” Appl. Phys. B, 58, 1994, pp. 87-95
- [6] I. Wilke, Y. Opplinger, W. Herrmann, F. K. Kneubühl, „Nanometer Thin Film Ni–NiO–Ni Diodes for 30 THz Radiation” Appl. Phys. A, 58, 1994, pp. 329–341
- [7] C. Fumeaux, G. D. Boremann, W. Hermann, H. Rothuizen, F. K. Kneubühl, „Polarization response of asymmetric-spiral infrared antennas” Applied Optics, vol. 36, No. 25, sept. 1997, pp. 6485-6490
- [8] C. Fumeaux, W. Hermann, H. Rothuizen, P. De. Natale, F. K. Kneubühl, „Mixing of 30 THz laser radiation with nanometer thin-film Ni-Nio-Ni diodes and integrated bow-tie antennas” Appl. Phys. B-63, 1996, pp.135-140
- [9] P. B. Johns, R. L. Beurle, „Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix”, Proc. IEE, vol. 118, No. 9, Sept. 1971, pp. 1203-1208
- [10] P. B. Johns, „New Symmetrical Condensed Node For Three-Dimensional Solution of Electromagnetic-Wave Problems by TLM”, Electronics Letters, vol. 22, No. 3, Jan. 1986, pp. 162-164
- [11] Hang Jin, Rüdiger Vahldieck, „The Frequency-Domain Transmission Line Matrix Method-A New Concept”, IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, vol. 40, no. 12, Dec. 1992, pp. 2207-2218

- [12] Hang Jin, Rüdiger Vahldieck, „Direct Derivation of TLM Symmetrical Condensed Node and Hybrid Symmetrical Condensed Node from Maxwell's Equations Using Centred Differentiating and Averaging”, IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, vol. 42, no 12, dec. 1994, pp. 2554-2561
- [13] John Paul, Christos Christopoulos, David W. P. Thomas, „Generalized Material Models in TLM-Part I: Materials with Frequency-Dependent Properties”, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. 47, no. 10. Oct. 1999, pp. 1528-1534
- [14] John Paul, Christos Christopoulos, David W. P. Thomas, „Generalized Material Models in TLM-Part 2: Materials with Anisotropic Properties”, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. 47, no. 10. Oct. 1999, pp. 1535-1542
- [15] K. D. Möller, O. Steinberg, H. Grebel, Philippe Lalanne, “Thick inductive cross shaped metal meshes” Journal of Applied Physics., vol. 91, no. 12, June 2002, pp. 9461-9465
- [16] Howard A. Smith, M. Rebbert, O. Steinberg, “Designer Infrared filters using stacked metal lattices” Applied Physics Letters, vol. 82, no. 21, May 2003, pp. 3605-3607
- [17] Michael Krumpholz, Peter Russer, „A Field Theoretical Derivation of TLM”, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. 42, no. 9, sept. 1994, pp. 1660-1667
- [18] <http://www.flomerics.com>
- [19] Simonyi Károly, Zombory László, Elméleti Villamosságtan, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 2000
- [20] Ferencz Csaba, Elektromágneses Hullámterjedés, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1996
- [21] C. A. Balanis, Antenna Theory, John Wiley and Sons, 1997
- [22] Johnson J. H. Wang, Generalized Moment Methods in Electromagnetics, John Wiley and Sons, 1991
- [23] Micro-Stripes 7.0 Reference Manual, Flomerics Ltd.

- [24] Kai Fong Lee, Wei Chen, *Advances in microstrip and printed antennas*, John Wiley & Sons, Inc. 1997
- [25] N. Marcuvitz, J. Schwinger, “On the Representation of the Electric and Magnetic Fields Produced by Currents and Discontinuities in Wave Guides” *Journal of Applied Physics*, vol. 22, no. 6, pp. 806-819, June 1951
- [26] H. J. Butterweck, “Über die Anregung elektromagnetischer Wellenleiter” *A. E. Ü.*, vol. 16, no. 10, pp. 498-514, March 1962
- [27] Csurgay Árpád, Markó Szilárd, *Mikrohullámú Passzív hálózatok*, BME Mérnök Továbbképző Intézet 1965
- [28] Csurgay Árpád, Simonyi Károly *Az Információtechnika Fizikai Alapjai* 1997 Mérnöktovábbképző Intézet
- [29] M. Dressel and G. Grüner, *Electrodynamics of Solids – Optical Properties of Electrons in Matter*, Cambridge University Press, 2002
- [30] H. Haug, Stephan W. Koch, *Quantum Theory of the Optical and Electronical Properties of Semiconductors*, World Scientific Publishing Co. 1990
- [31] Edward D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, 1985
- [32] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, Jr. L. L. Long, M. R. Querry, *Optical Properties of Fourteen Metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W*, *Applied Optics*, 24 (1985) No.24, 4493–4498
- [33] Roger F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, IEEE Press, 2001

IV.1.A. Saját közlemények Listája

- I. Gábor Matyi, “Nanonatennas for uncooled, double-band, CMOS compatible, high-speed infrared sensors,” International Journal of Circuit Theory and Applications, vol. 32, September-October. 2004, pp. 425-430
- II. Gábor Matyi, “The TLM method and the Marcuvitz-Schwinger Equations,” in Proc. Mediterranean Microwave Symposium, Budapest, 2007 pp.
- III. Gábor Matyi, Arpad I. Csurgay, Wolfgang Porod “Nanoantenna Design for THz-band Rectification”, in Proc. MWSCAS, August 2006, San Juan Puerto Rico
- IV. Gábor Matyi, “Dielectric Lens Nanoantennas for Uncooled, CMOS compatible, High Speed Double-band Infrared Sensors ” (Publikálás alatt)