

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

I. Bevezetés

Infravörös képalkotó rendszereket már a hatvanas évek óta készítenek. Bár ezek alkalmazhatóságát erősen korlátozta az, hogy működésük során hűteni kellett őket. A következő fejlődési fokozatot a hűtést nem igénylő bolométeres szenzorok kifejlesztése jelentette ([1]-[4]).

Már a hetvenes évek óta tanulmányozzák a nanoantenna fém-fémoxid-fém (mom) dióda rendszer működését ([10]). 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 ([5]-[10]). Ezek a munkák számos antennát (dipólus, csokornyakkendő, spirál,...) vizsgálnak az infravörös tartományban és számos mérési eredményt tartalmaznak.

A ([5]-[10]) 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 tehát lehetőség nyílik nanoantenna-mom dióda rendszer mélyebb, analitikus vizsgálatára és olyan új struktúrák kidolgozására, melyek összeépíthetőek a nagyteljesítményű feldolgozó elektronikával és –kihasználva a spektrumszelektív tulajdonságokat– több sávban is képesek érzékelni.

A [6]-[10] publikációk alaposan tárgyalják a gyártási technológiát és számos mérési eredményt, közölnek melyek, igazolják, hogy a nanoantenna-MOM dióda rendszer képes szenzorként viselkedni, több kérdésre mégsem adnak választ. Nem vizsgálják, hogy milyen módon lehet többsávú szobahőmérsékleten működő infravörös szenzort építeni a nanoantenna-MOM dióda rendszer felhasználásával?

A nanoantenna-MOM dióda rendszer vizsgálatához szükséges a szenzor körül kialakuló elektromágneses teret hatékonyan analizálni. Ehhez én a Flomerics cég MicroStripes nevű, távvezeték-mátrix módszeren (TLM) alapuló szimulátorát [11] választottam, mivel ennek a szoftvernek a segítségével már számos alkalommal sikeresen modelleztek infravörös tartományban működő szűrőket [12]-[13].

Az eddigi munkák rávilágítottak, hogy a nanoantenna-MOM dióda rendszer meglehetősen érzéketlen [6]-[10], így normál környezeti viszonyok között képtelen a működésre. Fokozott figyelmet kell fordítsunk arra, hogyan lehet az infravörös szenzor érzékenységét jelentősen növelni és, hogyan lehet nagy érzékenységgű infravörös szenzort tervezni?

II. A feladat során alkalmazott módszerek rövid elemzése

A nanoantenna-MOM dióda infravörös szenzor körül kialakuló elektromágneses tér modellezéséhez és szimulációjához, szükségem volt a klasszikus elektromágneses térelmélet eredményeire [18],[19]. Ezek a munkák a Maxwell-egyenletekből közvetlenül kiindulva jutnak el az antennák körül, a csőtápvonalakban, üregekben kialakuló elektromágneses tér leírásáig.

Mivel a szenzor modellezésében közvetlenül használjuk fel a klasszikus antennaelméletet, ezért szükséges az antennák modellezési kérdéseinek további vizsgálata. Ebben [20] nyújt segítséget, mely részletesen vizsgálja a különböző antennatípusokat, részletezve közli azok modelljeit és tulajdonságait.

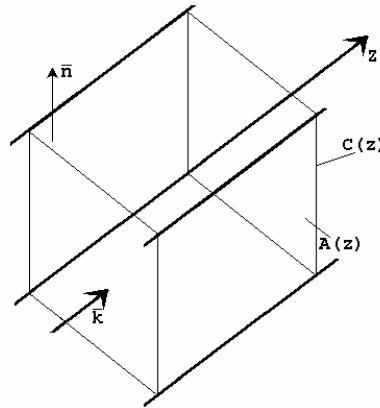
A számos antennatípus közül számomra a mikrosztrip antennák elmélete és modellezési kérdései játszottak döntő szerepet, mivel a nanoantenna-MOM dióda szenzor és a klasszikus mikrosztrip antennák geometriája számos hasonlóságot mutat. A mikrosztrip antennák elméletét a [21] taglalja részletesen. Itt teljes áttekintést kaphatunk a különböző típusú mikrosztrip antennák kialakításáról, alkalmazási területeiről, tervezési módszereiről, és a kialakítás során figyelembe veendő szempontokról.

Az antennaelmélet mellett figyelmet kell fordítanunk a szenzor körül kialakuló elektromágneses tér numerikus analízisének kérdéseire is. Erre a feladatra én a TLM módszeren alapuló, a Flomerics cég MicroStripes nevű szoftverét választottam. Mivel a TLM módszer a véges differencia módszer és a tápvonal-elmélet összekombinálásán alapul [14]-[17] szükségesnek tartottam –a [14]-[17] munkák alapos tanulmányozása mellett melyek közvetlenül a TLM módszerrel foglalkoznak– a csőtápvonalakban kialakuló elektromágneses teret leíró modellek részletesebb tanulmányozását. Ebben [22] szolgált kiindulási alapul, mely közvetlenül a Maxwell-egyenletekből kiindulva –a Marcuwitz-Schwinger egyenletek segítségével [23]-[25] –taglalja a csőtápvonalak modellezési kérdéseit.

A klasszikus elektromágneses térelmélet mellett figyelmet kell fordítanunk az alkalmazott anyagok és az elektromágneses tér kapcsolatát leíró modellekre is. Mivel a szenzor az infravörös tartományban működik, az anyag és a tér kölcsönhatásának hatékony leírása fontos feladat. E nélkül a szenzor megfelelő modellezése nem lehetséges. A dielektrikumok, fémek és az elektromágneses tér kölcsönhatásának modellezési kérdéseiről az [26]-[29] munka nyújt átfogó és alapos képet. Itt az anyag és tér kölcsönhatása részletes átfogó és részletes elemzés tárgyát képezi. Ahhoz, hogy a tér és anyag kölcsönhatását, leíró modelleket részleteiben és alaposan megérthessem, a klasszikus fizika mellett szükséges a kvantummechanika néhány eredményének ismerete [30] ez a munka az alapoktól kiindulva részletes, átfogó elemzés során jut el a kristályok modellezésének néhány kérdéséig.

III. Az új tudományos eredmények ismertetése

1. Megmutattam, hogy a Marcuvitz-Schwinger egyenletekből kiindulva a TLM-módszer szórás mátrixa levezethető monokromatikus jelekre, homogén, időinvariáns, veszteségmentes, izotróp közegek esetén



1. Ábra Négyzetes csőtápvonal geometriája

$$-\frac{\partial U_i}{\partial z} = Z_i I_i - P_i - P_{ij}$$

$$-\frac{\partial I_i}{\partial z} = Y_i U_i - Q_i - Q_{ij}$$

Az (

(1) egyenletrendszert Marcuvitz-Schwinger egyenleteknek hívjuk [23],[24],

$$-\frac{\partial U_i}{\partial z} = Z_i I_i - P_i - P_{ij}$$

$$-\frac{\partial I_i}{\partial z} = Y_i U_i - Q_i - Q_{ij}$$
(1)

ahol

$$Y_i = \begin{cases} j\omega\epsilon & \text{for TEM and TE} \\ j\omega\epsilon + \frac{k_i^2}{j\omega\mu} & \text{for TM} \end{cases},$$
(2)

$$Z_i = \begin{cases} j\omega\mu & \text{for TEM and TM} \\ j\omega\mu + \frac{k_i^2}{j\omega\epsilon} & \text{for TE} \end{cases},$$
(3)

$$P_i = \frac{1}{j\omega\mu} \oint_C (\bar{E}_t \times \bar{n}) (\bar{\nabla}_t \times \bar{e}_i) dl,$$
(4)

$$P_{ij} = \int_A \bar{e}_i \bar{J}_j dA,$$
(5)

$$Q_i = \oint_C E_z \bar{e}_i * \bar{n} dl \quad (6)$$

$$Q_{ij} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \int_A \bar{e}_i \bar{\nabla}_t J_z dA \quad (7)$$

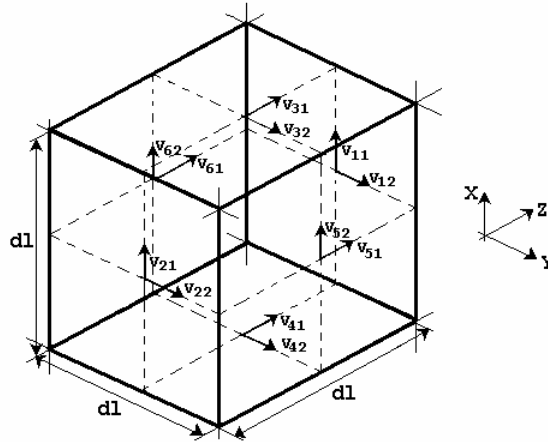
A hullámvezető keresztmetszeti felülete $A(z)$ (1 ábra), $C(z)$ az $A(z)$ felület kontúrja. A [23],[24] szerint a tápvonalon belül kialakuló elektromágneses tér felbontható egy transzverzális és egy longitudinális komponensre. A longitudinális komponens a transzverzális komponensből számítható [23],[24]. A transzverzális komponens előállíthatjuk módusok szerinti sor alakjában, ahol \bar{e}_i és \bar{h}_i az i -dik módus orthonormált vektoriális sajátfüggvényei. Az U_i és I_i konstansok az i -dik módushoz tartozó módusfeszültség és módusáram mindkettőn függvényei z -nek,

$$\begin{aligned} \bar{E}_t &= \sum_i \bar{e}_i U_i \\ \bar{H}_t &= \sum_i \bar{h}_i I_i. \end{aligned} \quad (8)$$

Az (1-8) egyenletek tetszőleges keresztmetszetű tápvonalaknak általánosított távíróegyenlet modelljét szolgáltatják. Az elektromágneses tér módusok szerinti (8) sorfejtését alkalmazva a Maxwell-egyenletek szétbonthatóak végtelen sok közösleges differenciálegyenletre.

A M-S egyenletek a Maxwell-egyenletek ekvivalens alakjai csőtápvonalak esetén [23]-[24]. Így a Marcuvitz-Schwinger egyenletek segítségével, tetszőleges csőtápvonal geometria viselkedése modellezhető [23]-[24].

A TLM mátrix levezetése



2. Ábra A TLM cella

A következőkben, véges térfogatban vizsgáljuk az elektromágneses teret. Ezt a véges térfogatot feloszthatjuk alkalmasan kicsiny cellákra. Legyenek ezek a cellák kocka alakúak [15]-[17]. A továbbiakban egy darab kocka alakú cellára szorítkozunk (2 ábra). Ezt a kocka alakú cellát értelmezhetjük úgy, mint három, egymásra merőleges négyszög keresztmetszetű csőtápvonal kereszteződését. A három négyszög keresztmetszetű csőtápvonal 'x', 'y' és 'z' irányú.

Ha a cella méretét elegendően kicsinyre 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 a 2 ábrán). A M-S egyenletek segítségével, a három egymásba csatlakozó tápvonal között az ekvivalens csatoló impedancia-mátrix felírható. Választva egy normalizáló impedanciát az elemi cella szórás mátrixa előállítható.

A 'z' irányú csőtápvonalban két TEM módus terjed: az egyik 'x' irányú és 'z' irányba terjed. A vektoriális sajátfüggvénye

$$\bar{e}_{zx} = \left\{ \frac{1}{\Delta l}, 0, 0 \right\}, \quad (9)$$

alakú. A másik módus 'y' irányú és '-z' irányba terjed. Vektoriális sajátfüggvénye,

$$\bar{e}_{zy} = \left\{ 0, -\frac{1}{\Delta l}, 0 \right\}. \quad (10)$$

alakú. A másik két csőtápvonalhoz tartozó vektoriális sajátfüggvények hasonló módon állíthatók elő. A másik két hullámvezetőben (az 'x', 'y' irányúak) terjedő módusok a kocka oldallapjain keresztül csatolódnak a 'z' irányú hullámvezetőhöz. A következőkben a TLM cella oldalai között fellépő csatolási hatásokat szeretnénk leírni a TLM cella szórás mátrixa segítségével. Különböző értékű módusfeszültségeket veszünk fel TLM cella szemben lévő oldalain. Például a 'z' irányú csőtápvonal esetében (V_{11} , V_{12} az egyike és V_{21} , V_{22} a másikon). Az 'x', 'y' irányú csőtápvonalakon fellépő TEM módusok az (1-5) egyenletek értelmében generátorkén hatnak a 'z' irányú csőtápvonalon.

A (4, 5) integrálok (1) be való behelyettesítése és az egyenletek minden TEM módusra történt megoldása után a TLM cella admittancia mátrixa (\underline{Y}) TEM módusok esetén (a módusáramok és módusfeszültségek között) az 1 táblázat szerint írható fel.

	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. Táblázat A TLM cella admittancia mátrixa (\underline{Y})

ahol

$$a = -j \frac{\sqrt{e} \operatorname{Cot}(\sqrt{e} \sqrt{m} \Delta l w)}{\sqrt{m}}, \quad (11)$$

$$b = -j \frac{\sqrt{e}}{\sqrt{m} \operatorname{Sin}(\sqrt{e} \sqrt{m} \Delta l w)}, \quad (12)$$

$$c = -j \frac{1}{\Delta l m w}. \quad (13)$$

Az admittancia mátrix csak imaginárius elemeket tartalmaz, mivel vákuum esetére vezettük le és itt nincs disszipáció. Az admittancia mátrix reciprok s szimmetrikus. A TLM cella admittancia mátrixa segítségével könnyen előállíthatjuk a TM cella szórás mátrixát, bevezetve a szórásparamétereket

$$U_i = \sqrt{R_i} (a_i + b_i) \quad (14)$$

$$I_i = \frac{1}{\sqrt{R_i}} (a_i - b_i) \quad (15)$$

ahol R_i egy normalizáló konstans, a_i a beeső hullám és b_i a reflektált hullám.

A szórás mátrix ezek után

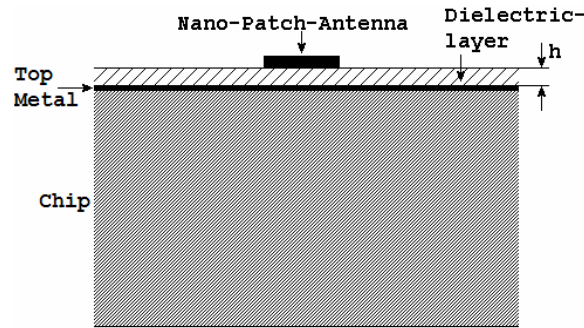
$$\underline{\underline{S}} = (\sqrt{R} \underline{\underline{E}} - \underline{\underline{Y}}) (\sqrt{R} \underline{\underline{E}} + \underline{\underline{Y}})^{-1}$$

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

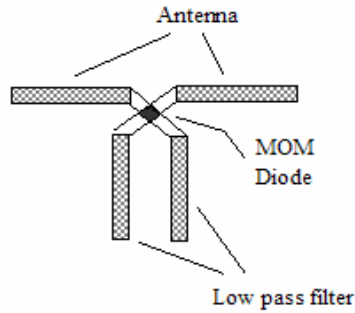
2. Kétsávú infravörös szenzorra geometriai elrendezést javasoltam és kidolgoztam az áramköri modellt.

A (3-4) ábrákon az egysávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor keresztmetszeti és felülnézeti képe látható. Az infravörös szenzort egy CMOS chip tetején helyezük el (3 ábra), az áramkör legfelső fémezési rétege és a nanoantenna MOM dióda rendszer közzé egy vékony dielektromos réteget helyezünk. A nanoantenna kimeneteire párhuzamosan helyezük az MOM diódát, melyet egy aluláteresztő szűrő követ, amely a THz-es jelet hivatott kiszűrni.

A beeső infravörös sugárzás áramot indukál az antennában mely, keresztül folyik az MOM diódán. A dióda egyenirányítja a THz-es jelet, melyet az aluláteresztő szűrő karjai vezetnek el. A dióda munkapontja az aluláteresztő szűrő karjain keresztül állítható be.

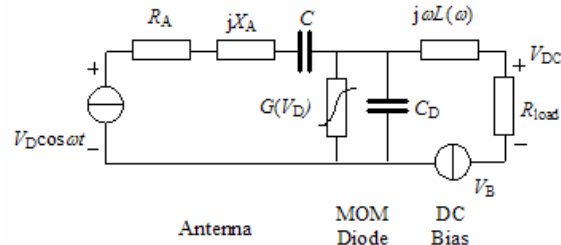


3. Ábra Az egysávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor keresztmetszeti képe

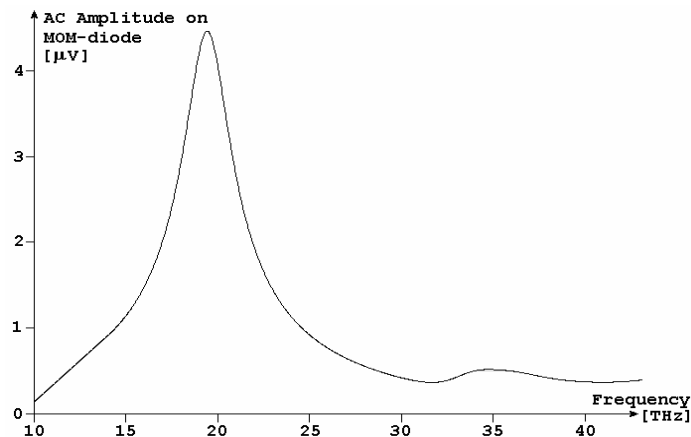


4. Ábra Az egysávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor felülnézeti képe [6]-[10].

Az egysávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor rendszer ekvivalens helyettesítő áramköri modellje a 5 ábrán látható [10]. Az antennát vevő üzemmódban egy sorosan kapcsolt feszültségforrás és egy frekvenciafüggő komplex impedancia helyettesíti ($Z_{ant} = R_A + jX_A$). Az MOM diódát egy nemlineáris ellenállás és egy vele párhuzamosan kapcsolt kapacitással helyettesítjük. Az aluláteresztő szűrő egy induktivitással, a munkapont beállítását végző áramkör egy adott belső ellenállású feszültségforrással helyettesíthető. Az egysávú szenzor kimenetén fellépő nagyfrekvenciás jel amplitúdója a 6 ábrán látható.

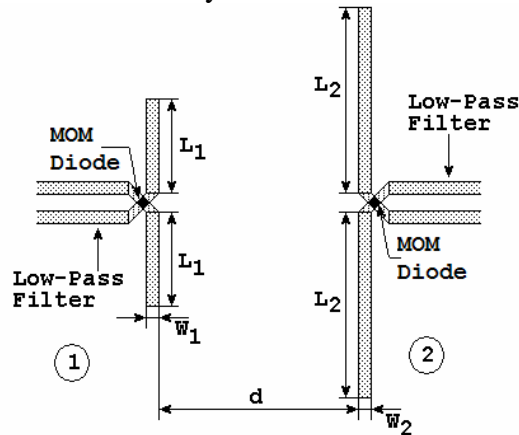


5. Ábra Az egysávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor ekvivalens áramköri modellje [10]



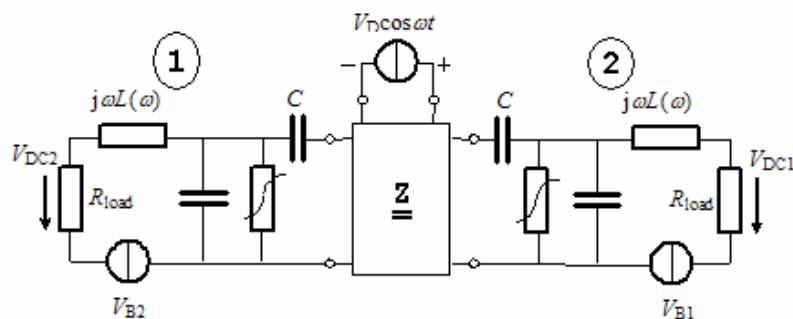
6. Ábra Az MOM dióda kapcsain becslült THz-es jel amplitúdója egysávú nanoantenna-MOM diódás infravörös szenzor esetén

Két darab egysávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor rendszert egymás mellé helyezve készíthetünk kétsávú infravörös szenzort (7 ábra). A klasszikus elektromágneses elmélet és az antennaelmélet eredményeit felhasználva a kétsávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor rendszer ekvivalens helyettesítő áramköri modellje a 8 ábrán látható.



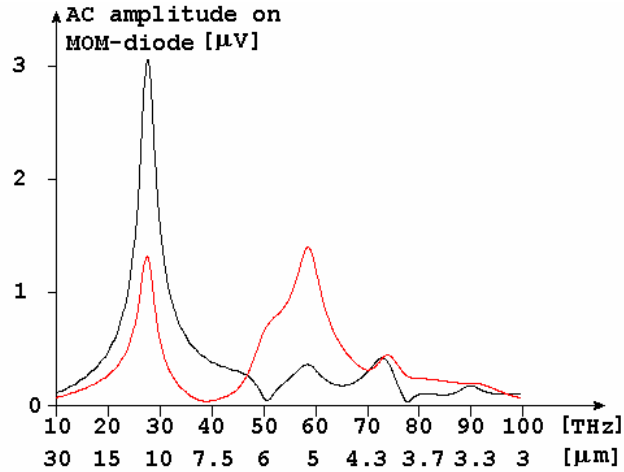
7. Ábra A kétsávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor felépítése

A két patch-dipólusból álló antennarendszer két kimenetén az MOM diódákon csak az egyenirányított feszültséget mérhetjük. Ez az antennarendszer, felhasználva az antennaelmélet eredményeit, helyettesíthető egy három kapuból álló ekvivalens hálózattal, mely egy impedancia-mátrix segítségével leírható. A két kimenetre a DC előfeszítőhálózat és az MOM dióda ekvivalens kapcsolása kerül, míg a harmadik bemeneten a beeső elektromágneses sugárzást helyettesítő ideális feszültségforrás foglal helyet (8 ábra). A helyettesítő impedancia-mátrix paraméterei a TLM módszer alkalmazásával [11] határozhatók meg.



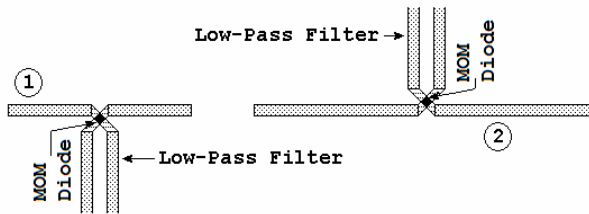
8. Ábra A kétsávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor ekvivalens áramköri modellje

A rendszer kimenetein fellépő nagyfrekvenciás jel könnyen meghatározható a 8 ábrán látható áramköri modell analízisével (9 ábra). Jól látható, hogy a két antenna kimenetén fellépő jel elkülönül egymástól a frekvencia függvényében. Tehát a 4 ábrán vázolt szenzor képes két sávban érzékelni a beeső infravörös sugárzást.

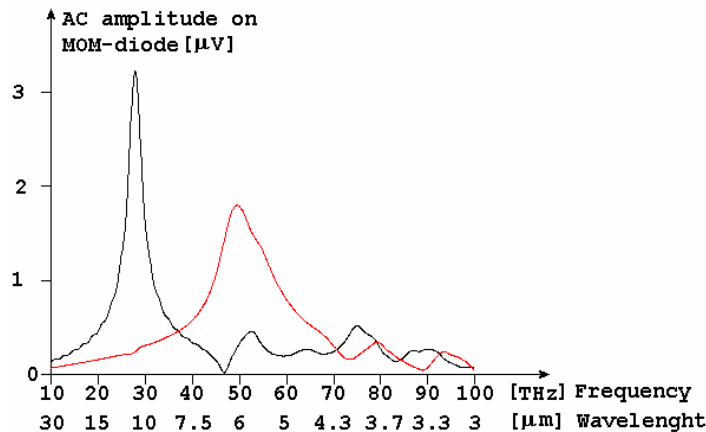


9. Ábra A kétsávú infravörös szenzor kimenetein (az MOM dióda kapcsain) számolt THz-es jel amplitúdója a frekvencia függvényében (A piros görbe az '1' sorszámú antennához tartozik a fekete görbe a '2' sorszámú antennához, tartozik.)

A 9 ábráról könnyen leolvasható, hogy erős áthallás van a két antenna között, az alacsonyabbik frekvenciasávban. Helyezzük a két antennát egymás fölé (10 ábra). A 8 ábrán vázolt áramköri modell analízise után a rendszer kimenetein fellépő THz-es jel amplitúdója a 11 ábrán látható. Így az áthallás jelentősen csökkenthető az antennák egymáshoz képesti relatív pozíciójának megváltoztatásával (11 ábra).



10. Ábra Az antennák egymás fölé helyezésével az áthallás csökkenthető



11. Ábra A kétsávú infravörös szenzor kimenetein (az 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.)

Az 6-, 9-, 11-ábrákról könnyen leolvasható, hogy a nagyfrekvenciás jel amplitúdójának maximuma $U_{AC} \approx 5\text{mV}$ környékén van. Ebből az antenna hatásos felülete ([20] alapján)

$$A_{\text{eff antenna}} = \frac{P_{ACout}}{S_{in}}. \quad (16)$$

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

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

$$S_{in} = \frac{|\bar{E}_{in}|^2}{Z_0}, \quad (17)$$

ahol \bar{E}_{in} a beeső villamos térerősség vektor, Z_0 a vákuum hullámimpedanciája. (A továbbiakban feltezzük, hogy $\bar{E}_{in} = 2 \left[\frac{V}{m} \right]$).

$$P_{ACout} = \frac{(U_{AC})^2}{R_D}, \quad (18)$$

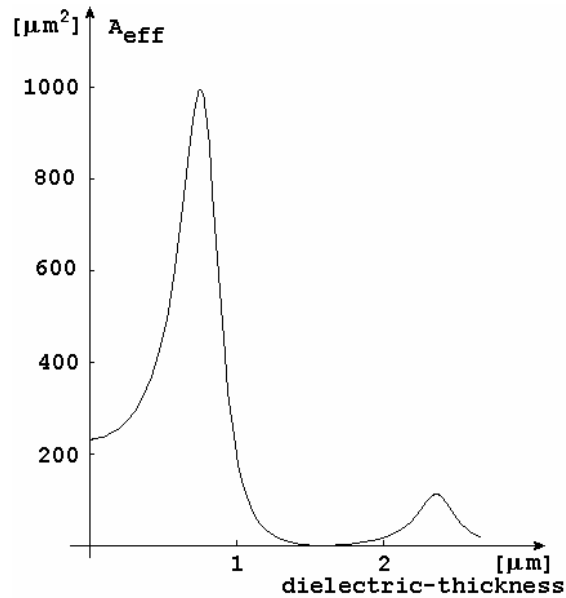
ahol R_D az MOM dióda ellenállása. A továbbiakban feltesszük, hogy a dióda RF és DC ellenállása ($R_D \approx 100\Omega$) megegyezik. A fenti számításokat elvégezve az antenna hatásos felületére

$$A_{eff\ antenna} \approx 15 [mm^2], \quad (19)$$

adódik.

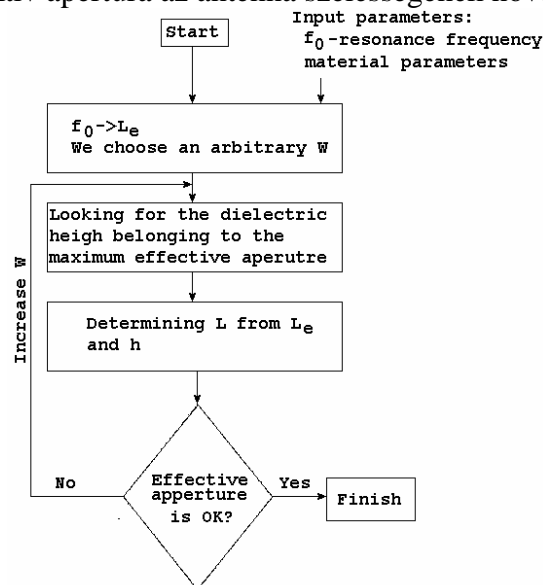
3. Tervezési módszert dolgoztam ki mely segítségével két adott frekvenciasávban működő kétsávú nanoantenna MOM diódás infravörös szenzor érzékenysége növelhető

Az (1-16) összefüggésekből jól látható, hogy az infravörös szenzor érzékenységét elsősorban a dióda tulajdonságai [10] 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. Mennél nagyobb az antenna effektív felülete, annál nagyobb az antenna kimenetén fellépő jel teljesítménye és ennek folyományaképp a szenzor érzékenysége. Az antenna hatásos felülete erősen függ az antenna alatt elhelyezkedő dielektromos réteg vastagságától (12 ábra) és az antenna szélességétől [21]. A 12 ábrán jól látható, hogy nagyon vékony 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. Ha azonban az antenna szélességét tovább növeljük, akkor az effektív felület tovább növelhető.

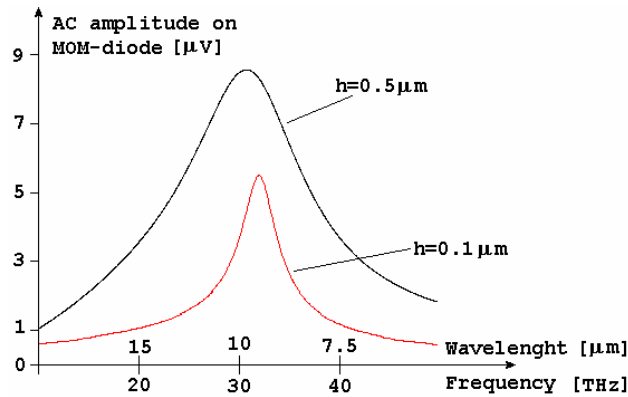


12. Ábra Az antenna hatásos felülete a dielektromos réteg vastagságának függvényében (ideális dielektrikum és ideális fém feltételezésekkel) [21] alapján

A tervezési módszer blokkvázlata egysávú szenzor esetében a 13 ábrán látható. Első lépésben az antenna effektív hosszát számoljuk ki az előre meghatározott sávközépi (rezonancia) frekvenciából. Majd a következő lépésben a legnagyobb effektív apertúrához tartozó dielektromos rétegvastagságot határozzuk meg. Ezek után az antenna fizikai hossza is meghatározható. Az effektív apertúra az antenna szélességének növelésével tovább növelhető.

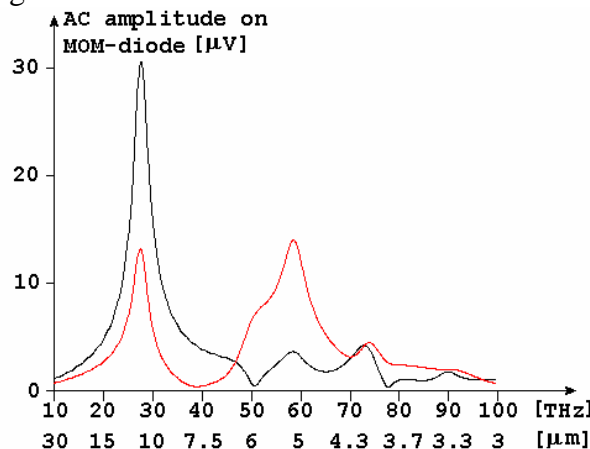


13. Ábra Egysávú infravörös szenzor tervezési algoritmusának vázlata.



14. 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.

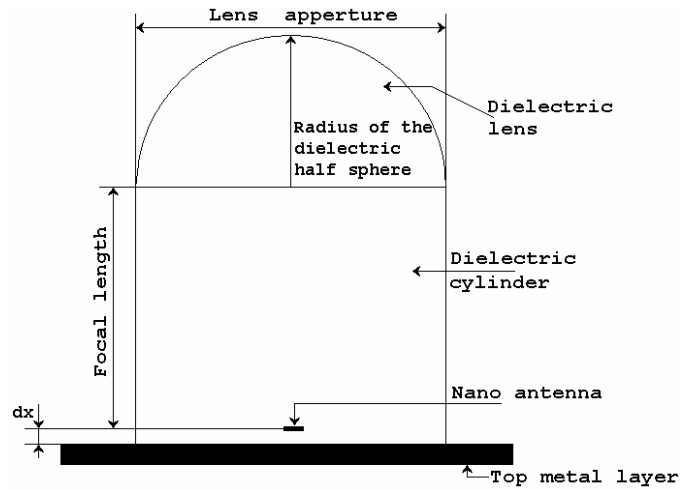


15. Ábra A kétsávú infravörös szenzor kimenetein (az MOM dióda kapcsain) számolt THz-es jel amplitúdója a frekvencia függvényében az optimalizálás után (A piros görbe az '1' sorszámú antennához tartozik a fekete görbe a '2' sorszámú antennához, tartozik.)

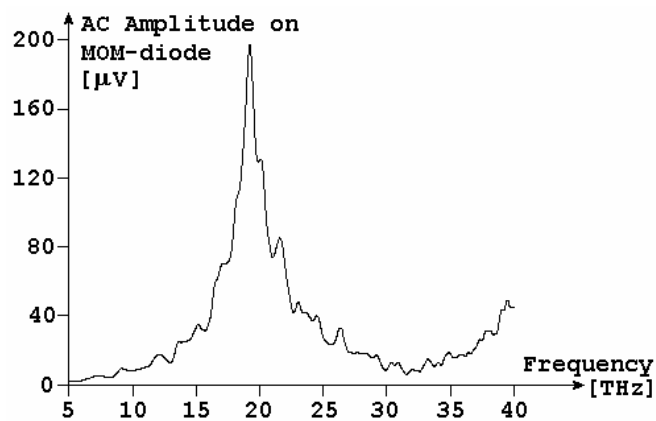
A 15 ábrán látható a kétsávú infravörös szenzor kimenetén becsült nagyfrekvenciás jel amplitúdója miután a dielektromos réteg vastagságát és az antenna hosszát optimálisra választottuk meg. Összehasonlítva a 15 ábrát a 11 ábrával, jól látható a jelszint növekedése.

4. Kiegészítettem a kétsávú infravörös szenzor struktúráját, hogy az érzékenység jelentékenyen nőjön.

Mint azt a korábbiakban 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 (16 ábra). A 16 ábrán látható módon egy dielektromos félgömböt helyezünk az antenna fölé (melyet anyagául szilíciumdioxidot tételeztünk fel). Az antennát a félgömb fókuszpontjába helyezzük. A fókusz távolságot az antenna és a félgömb között egy dielektrikumból készült henger segítségével tarthatjuk meg. Így az antenna kimenetén jelentős lesz a jelszint növekedése (17 ábra).

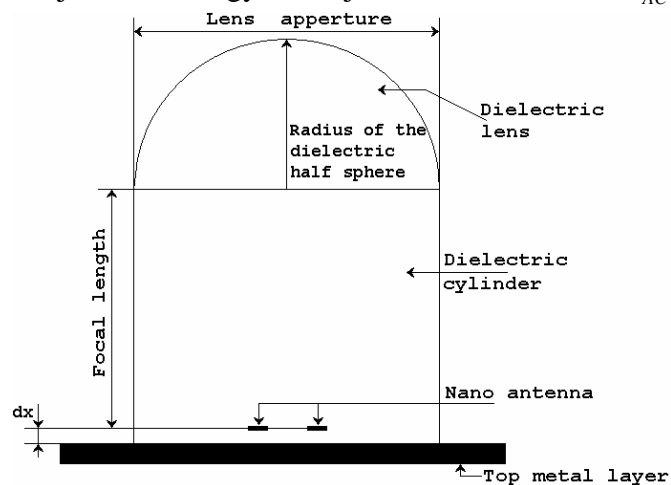


16. Ábra A dielektromos lencse infravörös szenzor geometriai felépítése

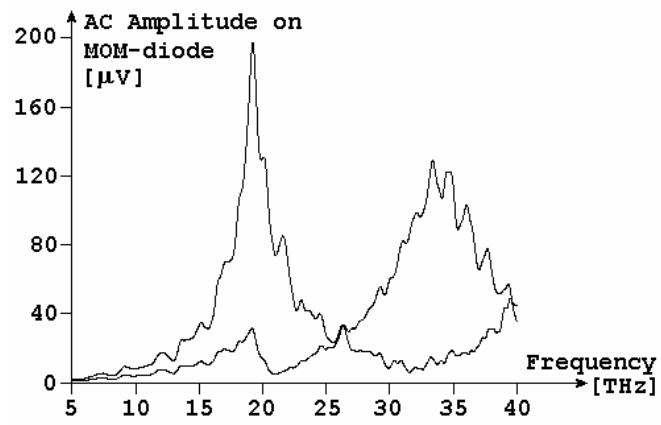


17. Ábra A dielektromos lencse infravörös szenzor antennájának kimenetén becsült nagyfrekvenciás jel amplitúdója a frekvencia függvényében. (a lencse apertúrájának átmérője 40mm)

A 16 ábrán vázolt geometriát alkalmazhatjuk a kétsávú esetre is (18 ábra). Ekkor mindkét antennát a fókuszpont közelébe tesszük. A 19 ábrán látható, hogy a jel erősödése még így is szignifikáns. A 16 ábrán jól látható hogy a vett jel maximális értéke $U_{AC} \approx 200\text{mV}$.



18. Ábra Kétsávú dielektromos lencse infravörös szenzor.



19. Ábra A kétsávú dielektromos lencs infravörös szenzor két antennájának kimenetén becült jelszint a frekvencia függvényében (a lencse apertúrájának átmérője 40mm).

IV. Alkalmazások

Infravörös tartományban működő szenzorokat már eddig is számos területen alkalmaztak [2]. Hagyományosan térfigyelő, biztonságtechnikai rendszerek részeként éjszakai körülmények közötti megfigyelésre, rendvédelmi, tűzoltási célokra (a tűz fészkének felderítésére) és vasútbiztonsági célokra (a vágányok mellé kihelyezve figyelemmel lehet követni az ott elhaladó szerelvények kerekeinek az állapotát, terhelését stb.).

Az előzőekben felvázolt hűtést nem igénylő multispektrális infravörös szenzor rugalmasabb alkalmazást, tesz lehetővé amellet, hogy a szenzor képességei jelentősen növekedtek. A fent felsorolt hagyományosnak tekinthető alkalmazási területek mellett azonban újabb alkalmazási lehetőségek nyílnak meg, éppen a nagy sebesség, a szobahőmérsékleten való működés és a multispektrális érzékelés képessége miatt. Már eddig is léteztek infravörös kamerával működő orvosdiagnosztikai módszerek, ám ezek lehetőségeit és eredményességét egy multispektrális eszköz képes jelentősen növelni [31],[32].

V. Közétett publikációk

Gábor Matyi, “Nanonatennas for uncooled, double-band, CMOS compatibla, high-speed infrared sensors,” International Journal of Circuit Theory and Applications, vol.. 32, September-October. 2004, pp. 425-430

Gábor Matyi, “The TLM method and the Marcuwitz-Schwinger Equations,” in Proc. Mediterranean Microwave Symposium, Budapest, 2007 pp.

Gábor Matyi, Arpad I. Csurgay, Wolfgang Porod “Nanoantenna Design for THz-band Rectification”, in Proc. MWSCAS, August 2006, San Juan Puerto Rico

Gábor Matyi, “Dielectric Lens Nanoantennas for Uncooled, CMOS compatible, High Speed Double-band Infrared Sensors ” (Publikálás alatt)

VI. Bibliográfia

- [1] A. Rogalski, Infrared detectors: an overview, *Infrared Physics and Technology*, 43 (2002) 187–210
- [2] P. W. Kruse, D.D. Skatrud, *Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems*, Academic Press, 1997
- [3] S. Eminoglu, D. S. Tezcan, M. Y. Tanrikulu, T. Akin, Low-cost uncooled infrared detectors in CMOS process, *Sensors and Actuators A* 109 (2003) 102–113
- [4] S. V. Bandara, et. al, Four-band quantum well infrared photodetector array, *Infrared Physics and Technology*, 44 (2003) 369–375
- [5] S. Y. Wang, T. Izawa, T. K. Gustafson, Coupling characteristics of thin-film metal–oxide–metal diodes at 10.6 μm , *Appl. Phys. Lett.* 27 (1975) 275–279
- [6] I. Wilke, Y. Opplinger, W. Herrmann, F. K. Kneubühl, Nanometer Thin Film Ni–NiO–Ni Diodes for 30 THz Radiation, *Appl. Phys. Q* 58 (1994) 329–341
- [7] C. Fumeaux, W. Herrmann, K. K. Kneubuhl, H. Rothuizen, Nanometer thin-film Ni–NiO–Ni diodes for detection and mixing of 30 THz radiation, *Infrared Physics and Technology*, 39 (1998) 123–183
- [8] C. Fumeaux, J. Alda, G. D. Boreman, Lithographic antennas at visible frequencies, *Optics Letters*, 24 (1999) 1629–1631
- [9] I. Codreanu, F. J. Gonzalez, G. D. Boreman, Detection mechanisms in microstrip dipole antenna-coupled infrared detectors, *Infrared Physics and Technology*, 44 (2003) 155–163
- [10] 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 (1978), 5270
- [11] <http://www.flomerics.com>
- [12] K. D. Möller, O. Steinberg, H. Grebel, Philippe Lalanne, “Thick inductive cross shaped metal meshes” *Journal of Applied Physics.*, vol. 91, no. 12, pp.9461-9465, June 2002.
- [13] Howard A. Smith, M. Rebbert, O. Steinberg, “Designer Infrared filters using stacked metal lattices” *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 21, pp. 3605-3607, May 2003.
- [14] Hang Jin, Rüdiger Vahldieck, „Direct Derivations of TLM Symmetrical Condensed Node and Hybrid Symmetrical Condensed Node from Maxwell’s

- Equations Using Centered Differencing and Averaging”, IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol.42, No.12, December 1994, pp. 2554-2561
- [15] P.B Johns, R. L. Beurle, „Numerical Solution of 2-dimensional scattering problems using a Transmission-line Matrix”, Proc. IEE, Vol.118, No.9, September 1971, pp. 1203-1208
- [16] John Paul, Christos Christopoulos, David W. P. Thomas, „Generalized Material Models in TLM-Part 1: Materials with Frequency-Dependent Properties”, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol.47, No.10, Oct. 1999, pp. 1528-1534
- [17] John Paul, Christos Christopoulos, David W. P. Thomas, „Generalized Material Models in TLM-Part 2: Materials with Anisotropic Properties”, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol.47, No.10, Oct. 1999, pp. 1535-1542
- [18] Simonyi Károly, Zombory László, Elméleti Villamosságtan, Műszaki könyvkiadó, Budapest, 2000
- [19] Roger F. Harrington Time-Harmonic Electromagnetic Fields 2001 IEEE Press, Wiley Interscience
- [20] C. A. Balanis, Antenna Theory, John Wiley and Sons, 1997
- [21] Kai Fong Lee, Wei Chen, Advances in microstrip and printed antennas, John wiley & sons, Inc. 1997, Ch. 5.
- [22] Csurgay Árpád, Markó Szilárd, Mikrohullámú Passzív hálózatok, BME Mérnök Továbbképző Intézet 1965
- [23] N. Marcuwitz, 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.
- [24] H. J. Butterweck, “Über die Anregung elektromagnetischer Wellenleiter” A. E. Ü., vol. 16, no. 10, pp. 498-514, March 1962.
- [25] C. G. Montgomery, R. H. Dicke, E. M. Purcell Principles of Microwave Circuits 1947
- [26] M. Dressel and G. Grüner, Electrodynamics of Solids – Optical Properties of Electrons in Matter, Cambridge University Press, 2002
- [27] H. Haug, Stephan W. Koch, Quantum Theory of the Optical and Electronical Properties of Semiconductors 1990 World Scientific Publishing Co.
- [28] Edward D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, 1985

- [29] 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
- [30] Csurgay Árpád, Simonyi Károly *Az Információtechnika Fizikai Alapjai 1997* MéRNöktovábbképző Intézet
- [31] Pareja-Illeras Rosario, Diaz-Caro Jose, Blanco-Bartolomé Carmen, Linares-Herrero Rodrigo, Ramos-Marín Joaquín, Ortiz Sergio, „Design and comparison of multi- and hyper- spectral imaging systems”, *Proc. of SPIE Vol. 5987*, (2005), pp.
- [32] Mark Dombrowski, Jagmohan Bajaj, Paul Willson, „Video-rate Visible to LWIR Hyperspectral Imaging and Image Exploitation”, *Proceedings of the 31st Applied Imagery Pattern Recognition Workshop, IEEE*, 2002