

dc_365_11

AZ ELEKTROMÁGNESES SUGÁRZÁS MÉRÉSÉNEK ÚJ MÓDSZEREI

MTA Doktori értekezés

Szentpáli Béla

Budapest

2012

1. Bevezetés	1
2. Mikrohullámú térszondák a személyi expozíció fizikai modellezéséhez és EMC vizsgálatokhoz	2
2.1. Előzmények	2
2.2. A személyi expozíció fizikai modellezéséhez való szonda	8
2.2.1. A nagyellenállású vezeték	12
2.2.2. A dióda	13
2.3. A szondák kalibrációja	19
2.4. Szonda zártterű EMC vizsgálatokhoz	31
2.5. Összefoglalás	37
2.6. Irodalom a 2. fejezethez.	38
3. Miniatűr bolométerek és termisztorok zajhatárolt érzékenysége	41
3.1. Bevezetés	41
3.2. Fizikai korlátok	44
3.2.1. A hőmérséklet fluktuációja (fonon zaj)	44
3.2.2. A hőmérsékleti sugárzás fluktuációja	45
3.3. Termikus modellek	46
3.4. Termikus zaj	49
3.5. Az $1/f$ zaj	51
3.6. Generációs-rekombinációs zaj	54
3.7 Szupravezető bolométerek	56
3.8. Numerikus példák	58

dc_365_11

3.8.1. A platina ellenálláshőmérő	58
3.8.2. A pelliztor	59
3.8.3. Az implantált Si ellenállás	61
3.9. Összefoglalás	63
3.10. Irodalom a 3. fejezethez	64
4. A termooszlop	67
4.1. A termoelektromos hatrások	67
4.2. Inherens zajforrások	71
4.3. A mikrogépészeti eljárással kialakított termooszlop	74
4.4. A hidegpont	78
4.5. A THz detektor	81
4.6. Összefoglalás	90
4.7. Irodalom a 4. fejezethez	92
5. Az értekezés új tudományos eredményei	93
6. Az eredmények hasznosulása	98
7. Az értekezés témakörében megjelent publikációk	99
8. Köszönetnyilvánítás	103
9. Függelék	104

1. Bevezetés

Napjainkban az elektromágneses spektrum különböző tartományait egyre szélesebb körűen alkalmazzák a gyakorlatban. Ehhez mind a forrás, mind a detektor oldaláról új, egyszerűen alkalmazható, tömeggyártásra alkalmas eszközökre van szükség. Jelen dolgozat három ehhez kapcsolódó területen végzett munkáról számol be.

Először a mobil telefonálással kapcsolatos személyi expozíció méréséről, illetve az erre a célra kifejlesztett eszközről lesz szó. Ez a 90-es évek környékén nagy társadalmi érdeklődést, aggodalmakat és tévhiteket kiváltó problémakör kihívást jelentett a mérés technika számára is. Az emberi fej elektromágneses modelljét kell elkészíteni és ennek belsejében mérni az elektromágneses teret. Ehhez olyan hosszan benyúló miniatűr mérőszondára van szükség, mely nem befolyásolja a teret és érzékelése izotróp. Ennek az eszköznek az elkészítéséről és hitelesítő méréséről szól a második fejezet. Némi módosítással a szonda alkalmazható EMC vizsgálatoknál is.

A sugárzási teljesítmény mérésére szolgáló klasszikus eszköz a bolométer. A mikrogépészeti technológia alkalmas a miniatűr termikus ellenállások tömeggyártására a megkívánt reprodukcióval. Az alkalmazások széleskörűek, mint bolométer igen kedvelt az infravörös technikában és a katalitikus érzékelésben ezen kívül hőmérőként is alkalmazhatók. A harmadik fejezetben ezt a két alkalmazást vizsgálom meg egy egyszerű hőtechnikai modell alapján. A zajhatárolt érzékenységeket számítom ki a termikus időálló által meghatározott sáv szélességben. Ez a feltétel olykor meglepően egyszerű, általános képletre vezet. Javaslatot teszek az $1/f$ típusú zaj okozta gyakorlati korlátozások számítására. Összességében megállapítom, hogy a mikrométer mérettartományba eső fém, illetve szilícium termikus ellenállások elektronikus zajának fő komponense a termikus zaj.

A Seebeck-effektuson alapuló eszközök sok alkalmazásban helyettesíthetik a termikus ellenállásokat. A fémhuzalból készített termopárok hőmérőként szolgálnak, a miniatűr termooszlopok pedig a hasonló bolométereket helyettesíthetik. A negyedik fejezetben ezekről a szenzorokról van szó. Megmutatom, hogy itt is az ellenállás termikus zaja az érzékenység fő korlátja. Közöséges fémeknél és szilíciumnál a hőmérséklet fluktuációjából eredő zaj ennél mindig kisebb. Bemutatom egy módosított topológiájú miniatűr termooszlopot, mely alkalmas az infravörös tartományon túl a THz tartományba eső sugárzások érzékelésére is.

2. Mikrohullámú térszondák a személyi expozíció fizikai modellezéséhez és EMC vizsgálatokhoz

2.1. Előzmények

A huszadik század 80-as éveitől kezdve rohamosan terjednek a különböző mikrohullámú technikák lakossági felhasználásai. Ahogy általában a világban, hazánkban is először a mikrohullámú sütők, majd a mobil telefonok jöttek divatba, illetve kerültek használatba gyakorlatilag az egész lakosságot lefedve. Meg kell itt jegyezni, hogy a mobil kommunikáció nem csak a GSM rendszerből áll, számos más polgári alkalmazás is létezik [1]. Ugyanakkor a kapcsolódó szabályzások műszaki/tudományos tartalma elmaradt az élettől. Pl. a háztartási mikrohullámú sütőkre a rádióadó berendezésekre vonatkozó előírások voltak érvényesek, a mérési módszereket definiáló szabvány csak 2008-ra született meg [2]. Az embert érő nagyfrekvenciás illetve mikrohullámú expozícióval kapcsolatban pedig kezdetben még a „keleti” és a „nyugati” határértékek közt folyt a vita. A két határérték közt több mint 3 nagyságrend eltérés volt; a „keleti”, a szovjet alacsony határértéket biológusok vezették le állatkísérletek alapján, mint később informálisan kitudódott a térmérés hibás volt. Gyakorlatban nem merült fel probléma, mert alig volt olyan helyzet, hogy a lakosságot ilyen hatás érte volna, és ha mégis akkor sem mért ott senki teret. A „nyugati” magas határértéket az USA haditengerészete erőltette, ugyanis a hajók fedélzeten dolgozó matrózt nem lehet elég hatékonyan leárnyékolni a radartól. A vonatkozó magyar (és a csehszlovák is) előírás a két szélsőség közti értékeket határozott meg. (Itt szándékosan nem írok számértékeket, mert egy szabályzás nem egy számértékből áll, jelentősége van a frekvenciának, a szaggatott, impulzusüzemű jelek esetén a kitöltési tényezőnek, az átlagolási időnek, stb. Ezekben a paraméterekben is szemléletelt eltérés volt az előírások közt. Jelen dolgozatnak nem célja ezt a kérdést részleteiben tárgyalni.) Mint minden technikai újdonsággal kapcsolatban itt is jelen volt és van a társadalom, olykor hisztériáig fokozódó gyanakvása, félelme, aggódása. Ez számos kutatást inicializált, a 90-es években pl. az USA-ban a mikrohullámok biológiai hatásaival kapcsolatosan szinte bármilyen ötletre lehetett kutatási támogatást szerezni, ezen felül katonai kutatások is folytak és folynak, hiszen a korszerű fegyvereket kezelő személyzet (pl. pilóták) elektronikával agyonzsúfolt helyeken dolgozik. A katonai kutatások intenzitását mutatja az is, hogy Texasban egy több száz egyedet tenyésztő majomfarmot

tartanak fel kísérleti állatok céljára. Európában is számos ilyen projekt valósult meg. E sok vizsgálódás eredményét kissé elnagyolva úgy foglalhatjuk össze, hogy egy kismértékű pszichológiai hatás kimutatható: amikor a kísérleti személy mikrohullámú, illetve nagyfrekvenciás elektromágneses térben tartózkodik, akkor a kognitív funkciók kismértékben változnak, nevezetesen a figyelem javul és a reakcióidő csökken. Ez a jelenség a tér kikapcsolása után kb. fél óra múlva megszűnik. Semmiféle maradandó hatás (pl. rákbetegség) nem volt kimutatható. A szóban forgó pszichológiai jelenség hatásmechanizmusa nem ismert.

Mivel a sok tudományos vizsgálat nem adott világosan értelmezhető korlátot a szabályozás a hőhatásból indult ki. A GSM rendszerek esetén ez azt jelenti, hogy a maximálisan megengedett lokális expozíció, amit fajlagosan elnyelt teljesítménynek neveznek (angolul SAR: Specific Absorbed Power) 2W/kg, ami 10 g-nyi kocka alakú testszövetben vett átlagra vonatkozik. A 2W/kg az emberi szervezetben egyébként is képződő hő nagyságrendjébe esik [3], amennyiben lokálisan ennyi hő képződik, azt a véráram káros túlmelegedés nélkül elszállítja, ez a szervezet u.n. termoregulációs képessége. Ugyancsak a hőterjedésből vezetik le azt, hogy a teljesítményt 6 perces időtartamra is átlagolni kell. A szabályozás kialakulása nemzetközi szervezetek (ICNIRP: International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection és CENELEC: the European Committee for Electrotechnical Standardization) ajánlásai alapján jött létre, végleges formájában 2001-ben lett „kanonizálva” [4], de már a 90-es évek elejétől gyakorlatilag ezt a vizsgálati módszert használták az említett szervezetek ajánlásai alapján. A kialakulás és a mögöttes tudományos érvelések jó összefoglalója Thuróczy György cikkében [5] megtalálható. Az abszorbeált teljesítmény direkt mérése a készüléket használó személy testében/fejében természetesen nem lehetséges. Ezért a mérési eljárás elektromágneses szempontból egyenértékű(nek tekintett) modellekben való nagyfrekvenciás elektromos tér mérésén alapul, az elnyelt teljesítmény-sűrűséget pedig a

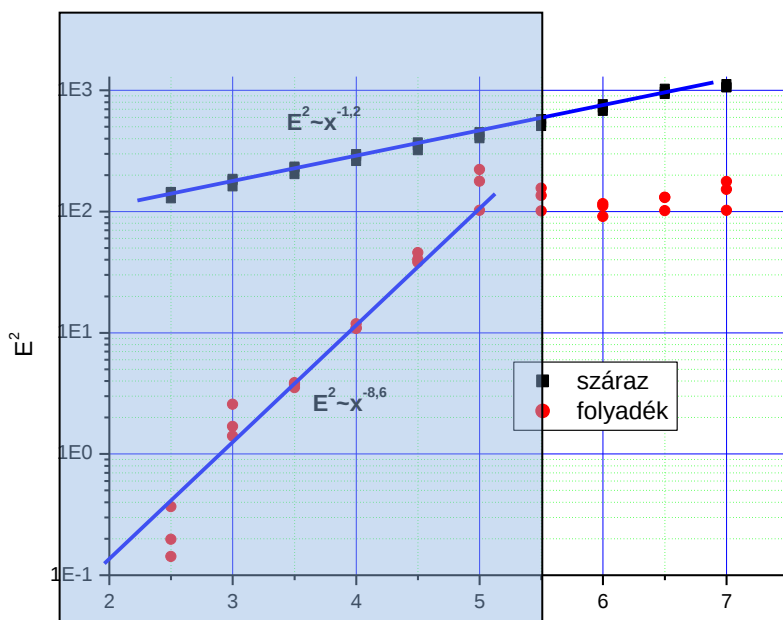
$$P = \sigma * E^2 \quad (2.1.1)$$

képlet adja, ahol σ az elektromos vezetőképesség E pedig a nagyfrekvenciás villamos tér effektív értéke. (A szóba jöhető biológiai anyagok nem mágnesesek.) Az elgondolás mögött az van, hogy a fej elektromágneses modelljét még közelítőleg el lehet készíteni, de ezt termikus modellel kiegészíteni (érhálózat, véráram) gyakorlatilag lehetetlen. Az elektromágneses modell (angolul: phantom) egy műanyag, vagy üveg fej formájú edény,

melyet az agyvelővel az adott frekvencián azonos dielektromos állandójú és vezetőképességű folyadékkal töltenek ki.

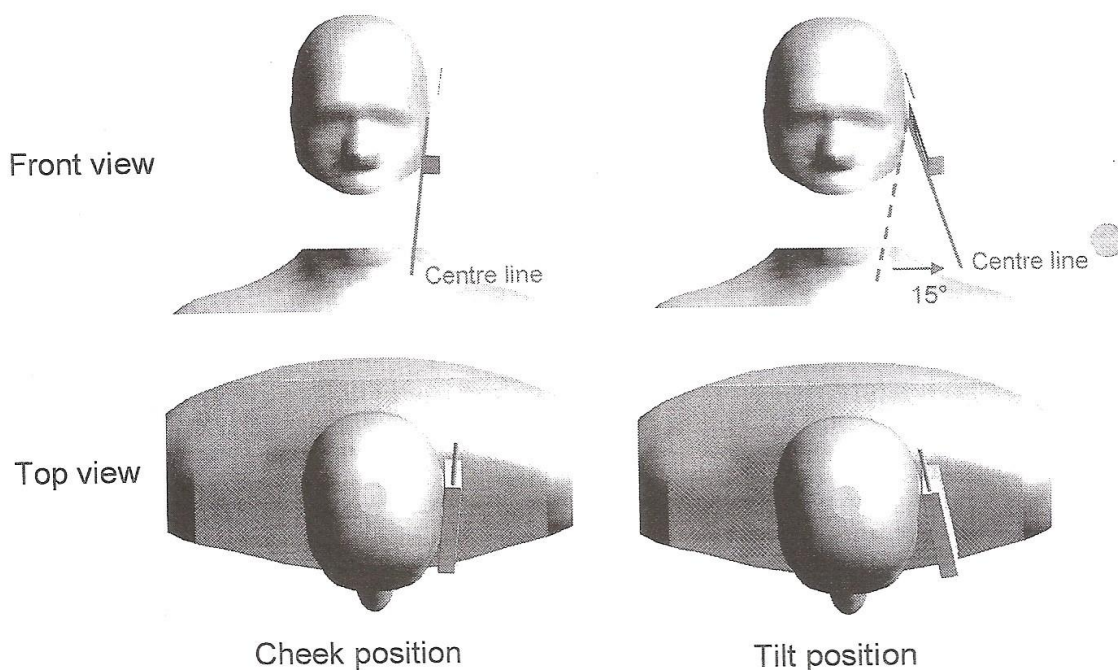
Érdemes itt megjegyezni, hogy a kísérleti munkákkal párhuzamosan számítógépes szimulációval is folytak és folynak vizsgálatok. Ezekben sokkal összetettebb modelleket lehet vizsgálni, lehetőség van a komplex dielektromos állandó értékének a definiálására akár 5 mm méretű tartományokban a csontnak, izomszövetnek, stb. megfelelően. Ezek a vizsgálatok is csupán elektromágneses szimulációk, fiziológiai termoregulációs folyamatokat figyelembe vevő modellt nem dolgoztak ki. A melegedést itt is a (2.1.1.) képlet szerint indirekt határozzák meg. A szimulációs vizsgálatokat természetesen azért egy-egy ponton mérésekkel validálni kell.

Azt azért érdemes megjegyezni, hogy ez az előírás a termékre, nevezetesen a GSM mobil készülékre vonatkozik, paramétereiben ahhoz igazodik. A biológiai szövetek ugyanis igen erősen abszorbeálják a nagyfrekvenciás elektromágneses energiát, a tér csökken az anyag mélysége felé haladva. Ezt mutatja a 2.1.1. ábra. Ezért a kocka alakú térfogatra való átlagolás jelentősen csökkenti a SAR értékét. Ugyan így a 6 perces időátlag elkeni azt a maximális csúcsteljesítményt (GSM 900-nál 2W), amivel a készülék a bázisállomásra bejelentkezik. Az USA-ban, ahol a NADC-CDMA rendszerhez igazították a követelményeket az átlagolás 1 g testszövetre van előírva és a határérték 1,6 W/kg. A mérési előírás gyakorlatilag ugyan az.



2.1.1. ábra. A térerő négyzetének változása egy monopól antenna közelében levegőben, illetve modell-folyadékban. Az antenna a skála 7 cm-es pontján van merőlegesen az ábra síkjára, a folyadék felszínével párhuzamosan, attól 2 cm távolságra.. A E^2 három egymásra merőleges irányú térkomponens négyzetének az összege. A mérés 900 MHz-en történt. [6].

A szóban forgó előírások részletesen kitérnek a fej modell alakjára és arra, hogy a mobil készüléket milyen pozíciókban kell a fejhez illeszteni a vizsgálat során. Egy ilyen példát mutat a 2.1.2. ábra.

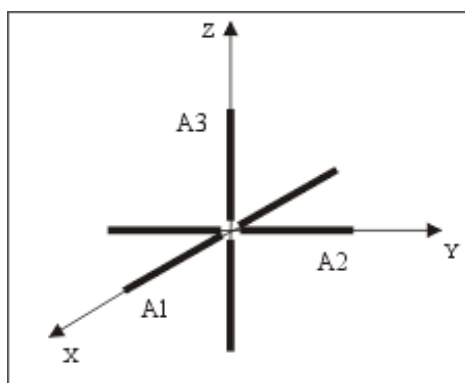


2.1.2. ábra. A mérési elrendezésre vonatkozó pozíciók [4] szerint. A korábbi vizsgálatok is hasonló módon történtek az említett nemzetközi szervezetek ajánlásai szerint.

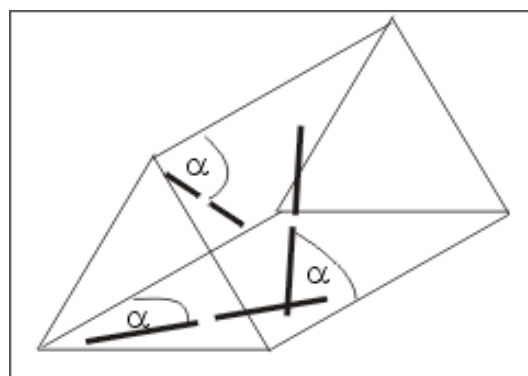
Méréstechnikai szempontból a téreloszlás meghatározása egy adóantenna közelterében, testszöveteket szimuláló modellekben új feladat volt. A szabadtéri terjedés vizsgálatára kidolgozott módszerek (kalibrált vevőantenna és mérővevő készülék) ilyen célra nem alkalmazhatók. Térmérő szondára van szükség, melyek izotrópok, azaz polarizációtól függetlenül határozzák meg a nagyfrekvenciás villamos tér effektív értékét. További követelmény a kis méret, hogy az említett átlagolás minél több mérési pont felhasználásával történhessen, valamint az is, hogy maga a szonda minimális mértékben torzítsa csak a tér eloszlását és működjön az említett folyadékban is.

Az izotróp érzékelés három egymásra merőleges polarizáció együttes figyelembe vételével oldható meg, célszerű módon 3 egymásra kölcsönösen merőleges dipól antennával [7]. A 2.1.3. ábra mutatja a dipól antennák két lehetséges elrendezését. A 2.1.3.a. ábra a [7] szerint elrendezést mutatja, ami elvi eset, gyakorlatban mivel az antennák táplálási pontja egy helyre esik, itt jelfeldolgozást, illetve elvezetést megoldani csak rendkívül zsúfolt szereléssel lehetne. Ilyen esetben mindenképpen térben el kéne

távolítani egymástól az antennákat, ami a szerelvény szimmetriáját megbontja. Az 2.1.3.b ábra egy másik lehetséges elrendezést mutat, mely szimmetrikus és az antennák egymástól kellő távolságra vannak, a jelfeldolgozással kapcsolatos szerelvények szintén szimmetrikusan helyezhetők el. Mind a két elrendezés szerint készítették miniatűr szondákat [8, 9]. A [9] szerinti megvalósítást mutatja az 2.1.4. ábra. A szondák védőcsőben helyezkednek el azért, hogy a modell folyadékba bemárthatók legyenek. (Ez a védőcső egy levehető kupakban végződik, amit a fényképezéskor levettek.) Maga a szonda A vékony kerámia lapokra nyomtatott nagyellenállású vezetékekből és detektor diódából áll. A kerámia lapokat aztán teflon prizma szerelik fel és üvegcsővel hermetikusan lezárják.

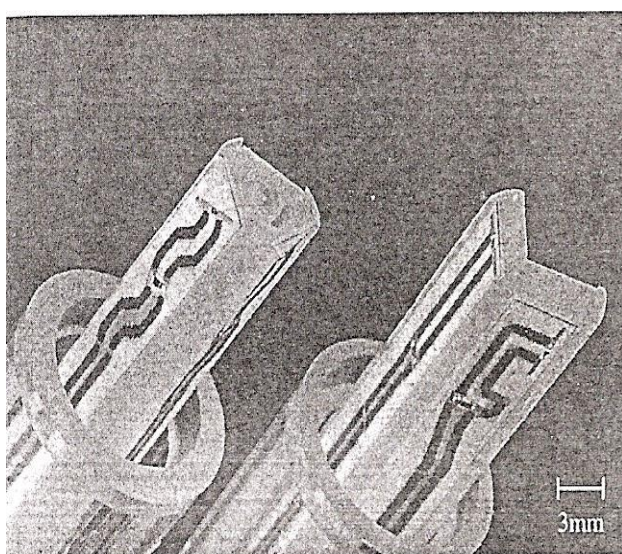


a.



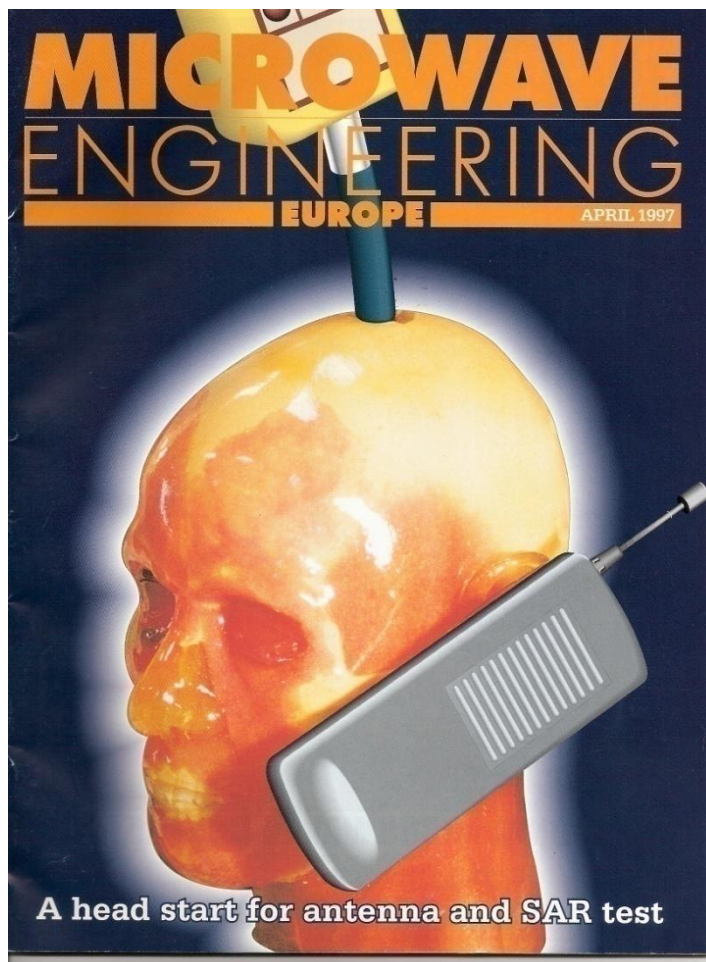
b.

2.1.3. A dipólantennák elhelyezése: a. [6] szerint, b. egy szabályos háromszög keresztmetszetű hasáb oldalain. Igazolható, hogy a 3 antenna kölcsönösen merőleges egymásra, ha $\alpha = \arctg(\sqrt{2})$, azaz $\alpha = 54,74^\circ$.



2.1.4. ábra. A [9] cikkben közölt térmérő szondák fényképe. A bal oldali a 1.1.3.b. rajz szerinti háromszög keresztmetszetű hasábon elhelyezett szonda, míg a jobb oldali a 1.1.3.a. ábra szerinti elrendezés eltolt dipólokkal. A harmadik dipól itt az egyik látható antennára merőlegesen helyezkedik el a tartólemez hátsó (nem látható) oldalán. Nyilvánvaló az elrendezés aszimmetriája.

Azt, hogy a kérdés még a 90-es évek második felében sem volt megnyugtatóan rendezve mutatja a „Microwave Engineering Europe” c. folyóirat 1997 áprilisi számának címlapja, ahol a fej modellbe egy kézi termérő szonda van elhelyezve, ld. 2.1.5. ábra. A szóban forgó készülék néhány cm méretű mérőfeje nyilván alkalmatlan a szükséges felbontás elérésre. Ahogy az a kapcsolódó cikkből is kiderül, a SAR mérés kulcseszköze a szonda.



2.1.5. ábra, a „Microwave Engineering Europe” folyóirat 1997 áprilisi számának a címlapja.

A szondák konstrukciója megegyezik abban, hogy az érzékelő elem jelét a mérőműszerhez az elektromágneses térrel minimális mértékben kölcsönható vezeték csatlakoztatja. Az érzékelő elem a dipólantenna talppontjára szerelt detektor dióda, esetleg termisztor, vagy termopár oszlop [10]. Ez utóbbiak érzékenysége jóval kisebb, mint a diódás detektoré. Az elvezetés pedig nagyellenállású vezetékpár, erősen rezisztív tulajdonságú tápvonal, ami három funkciót teljesít:

- elhanyagolható mértékre csökkenti a nagyfrekvenciás jel direkt vételét, azaz nem juttat a diódára jelet. Itt arról van szó, hogy - különösen a miniatűr antennák

esetén - az elvezetés akár százszor hosszabb is lehet az érzékelő dipólnál, tehát akár százaléknyi aszimmetria az elvezetés geometriájában a dipól jelével azonos nagyságrendű különbségi jelet adna az érzékelő elemre, ha az elvezetés mentén a rádiófrekvenciás jel nem csillapodna erősen. Ugyan ez a helyzet állna elő, ha az elvezetéssel párhuzamos elektromos tér a két vezeték mentén különbözne, ami erősen inhomogén terekben várható

- a reflexiója kicsi, azaz elhanyagolható mértékben befolyásolja a téreloszlást.
- alul áteresztő szűrőként viselkedik.

A tejjesség kedvéért megjegyezzük, hogy leírtak optikai elven működő szondát is, itt az érzékelő elem olyan kristály, mely külső elektromos térben kettős törővé válik. Az alkalmas alakúra csiszolt kristályt üvegszállra szerelik és az üvegszálon becsatolt, majd a kristályból reflektálódó fény polarizációs síkjának elfordulásából lehet a tér nagyságára következtetni [11]. Ennek a szondáknak az érzékenysége kisebb, mint az antennás detektoroké a felépítése viszont sokkal bonyolultabb, alkalmazásáról nem tudok. A dipólantennák helyett elvben hurokantennát is lehetne használni [12], ezzel az a probléma, hogy az elektromos térre is érzékeny lesz, ha a tér változása a hurok mentén jelentős, illetve a detektor aszimmetrikusan helyezkedik el a hurokban. Ilyen szenzorokat általában alacsonyabb frekvenciás tartományokban használnak és a méretük sem miniatűr, a az elektromos tér relatív szerepének csökkentése és a nagyobb érzékenység céljából többmenetes tekercseket alkalmaznak. Ebben a dolgozatban csak a diódás detektorral működő térszondákról lesz szó, melyek vezetésemmel és személyes közreműködéssel a MTA MFKI-ban, majd MFA-ban készültek.

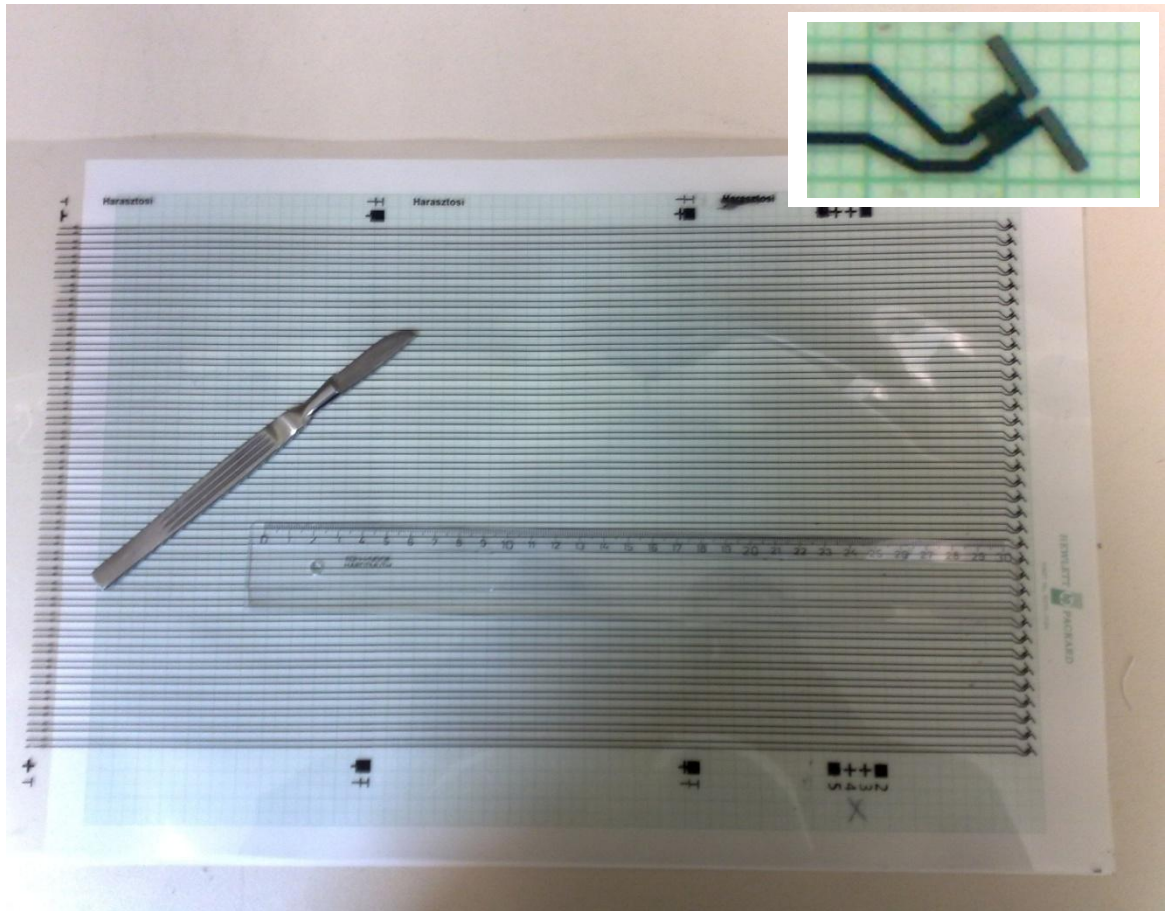
2.2. A személyi expozíció fizikai modellezéséhez való szonda

Az eszköz kulcseleme a nagyellenállású tápvonal. Kezdetben erre a célra szigetelő hordozóra párologtatott fémrétegből kialakított μm -nél vékonyabb és keskeny vezetékeket használtak, ezek ellenállása maximum $0,1...1 \text{ k}\Omega/\text{m}$ lehetett [10]. Később a National Bureau of Standards (USA) fejlesztett ki speciális korommal adalékolt teflon huzalokat erre a célra; a $0,76 \text{ mm}$ átmérőjű huzalok ellenállása $65,6 \text{ k}\Omega/\text{m}$ volt [8]. Vastagréteg technológiával lényegesen nagyobb, akár $1...10 \text{ M}\Omega/\text{m}$ ellenállású vezetékek

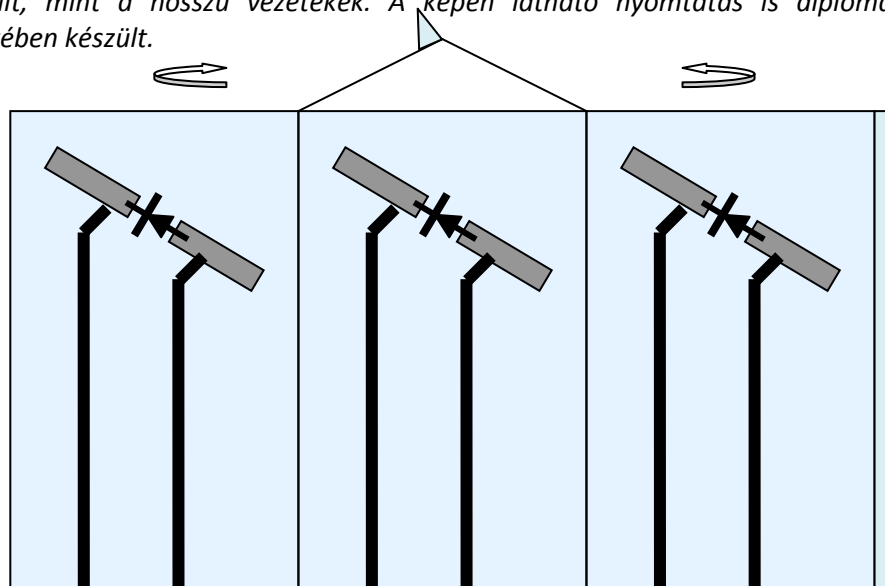
is nyomtathatók, sőt a paszták megfelelő keverésével és a nyomtatási szélesség és vastagság változtatásával az ellenállás jól reprodukálható módon változtatható. Kuster csoportja az ETH Zürich egyetemen, illetve spin-off cégük ilyen módon készíti a miniatűr szondák kivezetéseit kerámia hordozón [9], ld. 2.1.4. ábra.

Az MTA MFA (korábban MFKI) –ban készített szondák hordozóanyaga 125 μm vastag, hajlékony poliészter fólia. Erre az anyagra nyomtatható szénpaszták is léteznek, mégpedig kisebb és nagyobb ellenállású is. Ezek keverhetők, a szénpaszta rétegellenállása széles tartományban változtatható [13]. A technológia kidolgozása diplomamunkák keretében történt [14, 15, 16] a BME Elektronikai Technológia tanszékén Ripka Gábor tanszéki konzulens vezetésével. A 2.2.1. ábra mutat egy ilyen szitanyomtatott lemezt. A miniatűr szondák céljára a 2.1.3.b. ábra szerinti háromszög elrendezést használtuk. Ennek összeállítási vázlatát mutatja az 2.2.2. ábra. Az antennák hajlásszöge a szonda hossztengelyéhez képest a már említett $54,74^\circ$. Három egymás melletti szondát kivágunk és az elgyengített (perforált) élek mentén szabályos háromszög keresztmetszetre hajtjuk össze, ekkor a három dipól kölcsönösen egymásra merőleges helyzetbe kerül. A detektor diódák beültetése és a 6 fémcs kivezetés felszerelése ezüstpasztával történik még az összehajtogatás előtt. A rögzítés a hordozóból kialakított ráhajló peremmel és ragasztással történik, ez az egyik nyomtatott vezeték-antenna csík feláldozásával történik, kivéve a szélső csíkot tartalmazó szondát, ahol az üres hordozóból lehet a ráhajló részt kivágni. A 2.2.1. ábra szerinti lemezből így 9 db izotróp szonda készíthető. A kivezetések 6 pólusú csatlakozóba lesznek beforrasztva (RS-454-104). A folyékony gumival való szigetelés és fóliázás után a végső lezárást és rögzítést rámelegített zsugorcső biztosítja. Az egész szerkezet öntartó, merev, de nem törékeny, mint az üvegcsőbe szerelt kerámiahordozós szonda. A szonda belseje üres, ezért a modell folyadékba mártva a folyadék bejut a szonda belsejébe. (A folyadék be- és kiáramlását megkönnyíti a szonda csatlakozás felőli végénél kialakított légáteresztő nyílás.) A szonda vastagsága mindössze 0,25...0,3 mm (hordozó + fólia + zsugorcső). Így a téreloszlást a szonda eltérő dielektromos állandója a kis térfogat miatt minimális mértékben befolyásolja akár levegőben, akár folyadékban. A szonda készítése sokkal egyszerűbb és termelékenyebb, mint a korábban publikálté (2.1.4. ábra). Nincs szükség a forgácsolással kialakított teflon hasábokra, arra pontosan illesztett kerámia lapocskára, védőcsőre, stb. További előny a szonda

rugalmassága, ezért ha a mérés során a mozgató robot téves beállítása miatt a szonda ütközik, kisebb esély van a törésre.



2.2.1. ábra. Szitanyomtatott lap háromszög keresztmetszetű miniatűr szondák készítéséhez és a fejrész nagyított képe. A két antennára merőleges nagyellenállású szakaszt átlapoló folt a hordozó másik oldalán helyezkedik el. Ez ugyan olyan $75\Omega/\square$ rétegellenállású anyagból készült, mint a hosszú vezetékek. A képen látható nyomtatás is diplomamunka [15] keretében készült.



2.2.2. ábra. A háromszög keresztmetszetű szonda három egymás melletti egyforma szonda összehajtogatásával készül.

A rövid dipól antennák iránykarakterisztikája élesen levág az antennára merőleges irányban, az antennával párhuzamos maximum környékén nagyjából izotróp. Azért mert az elvezetés egyirányú, a szondákat úgy érné el a nagyellenállású vezetékpár, hogy az egyik vezeték hosszabb. Ezért fellép az a probléma, hogy a csillapítás ellenére valamilyen mértékben az elvezetés is antennaként viselkedik. Ezt elkerülendő a szondákról merőleges szakasszal kell elvezetni a jelet. Ennek a rövid szakasznak a csillapítása elég nagy kell, hogy legyen ahhoz, hogy a nem egyforma hosszúsággal csatlakozó további elvezetésen képződő különbségi jel elhanyagolható mértékben kerüljön a diódára. Ezért ennek a szakasznak az ellenállása jóval nagyobb, mint az elvezetésé. Kezdetben a rövid merőleges szakaszt csip ellenállások beültetésével oldottuk meg, később kidolgoztuk ennek a nagyellenállású pasztával való nyomtatását, és egyúttal a fólia másik felére nyomtatott folttal a vezetékek közti kapacitást is növeltük ezt a konstrukciót mutatja a 2.2.1. ábra. A további (hosszú) elvezetés fajlagos ellenállása ekkor már lehet kisebb, ami a zaj szempontjából előnyös. A nagyellenállású vezetékek ellenállása 400...500 k Ω között van, ebből 80..90 k Ω a 28..35 cm hosszú vezeték a többi az antennára merőlegesen elhelyezkedő nyaktag ellenállása. A szitanyomtatással készülő szerkezetek ellenállását ezeknél a határoknál pontosabban nem sikerült beállítani. Jellemzően megfigyelhető egy szisztematikus ellenállás szórás a szomszédos vezetékek közt. Egy ilyen példát mutat a 2.2.1. Táblázat. A gyakorlatban ez kis pontatlanság nem okozott problémát.

	1.a.	1.b.	2.a.	2.b.	3a.	3.b.
teljes ellenállás [k Ω]	474	447	457	436	480	480
nyaktag nélküli ellenállás [k Ω]	81	82	82	83	81	80

2.2.1. Táblázat. Egy más melletti vezetékek ellenállása egy szondán belül. Az a. és b. jelű vezetékek mennek ugyanannak a diódának a két pólusához.

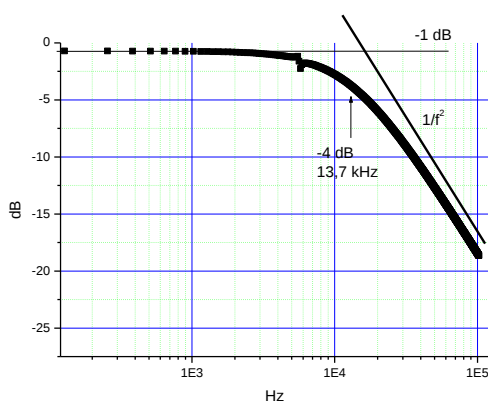
Az antennák jelét a talppontjukba szerelt alacsony potenciálgátú, u.n. „zero-bias” detektor diódák érzékelték. Erre a célra lehet alacsony potenciálgátú Schottky-diódákat (pl. p típusú Si-on készített fém-félvezető átmenetek) is használni, mi a saját fejlesztésű planárisan adalékolt diódát használtuk. Ennél bonyolultabb, – érzékenyebb – megoldás pl. előfeszített Schottky-detektor, vagy heterodin vevő a nagyellenállású vezetékek miatt

nem használható. Kis jelek esetén az u.n. „négyzetes karakterisztika” tartományban detektorok kimenő feszültsége a villamos tér négyzetével arányos, nagyobb jelek esetén az érzékenység csökken. Ezért a kis jelek tartományában az analóg összegzés a villamos tér komponenseinek négyzeteit adja össze és így vektoriálisan helyesen határozza meg a tér nagyságát, illetve annak négyzetét.

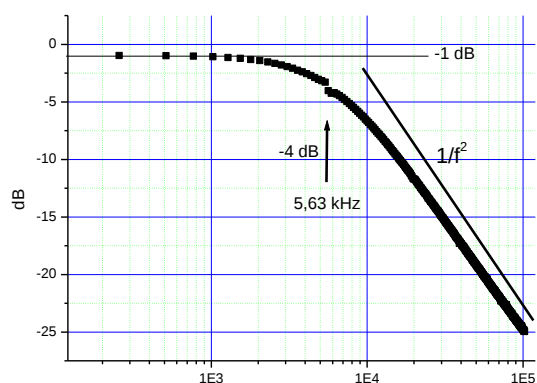
Az 9.1. Függelékben mutatok be további fényképeket a szonda szereléséről és alkalmazásáról. Ugyancsak ott látható a kereskedelmi forgalomba került szonda szórólapja.

2.1.1. A nagyellenállású vezeték

A nagyellenállású vezetékpár átviteli karakterisztikája az 2.2.3. a. ábrán látható. A spektrum tipikus Lorentz göbe 13.7 kHz-nél 3 dB- törésponttal és az $1/f^2$ szerinti levágással. Ennek alapján 1 GHz frekvenciára extrapolálva a csillapítás kb. 0.3 dB/mm. A már említett antennára merőleges nagyellenállású szakasz átviteli karakterisztikája a 2.2.3.b. ábrán látható.



a.



b.

2.2.3. ábra. a.: 38 cm hosszú 411 kΩ/m ellenállású nyomtatott vezetékpár átviteli karakterisztikája. b.: a nagyellenállású nyaktag átviteli karakterisztikája.

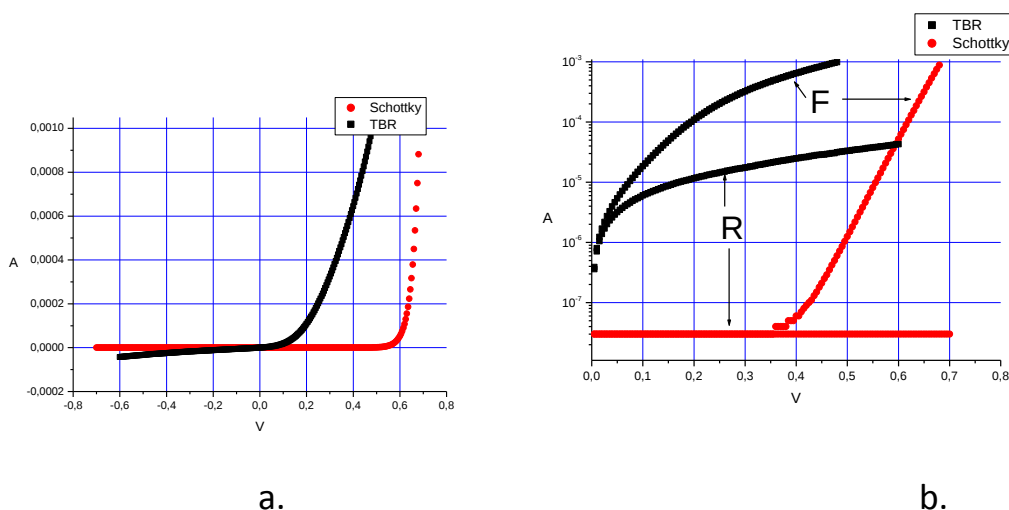
Megjegyzem itt az átviteli karakterisztikákkal kapcsolatban, hogy mesterkéltnek tűnik az alacsony frekvenciás 100 kHz-ig terjedő mérésből következtetni a GHz környéki átvitelre. A helyzet az, hogy az itt ábrázolt mérés könnyen és pontosan kivitelezhető, de GHz közeli

frekvenciákon nem egyszerű jól illeszteni a tápvonalhoz a mérendő szerkezetet. Az S_{11} értéke mérési hibán belül 1, az S_{21} pedig zajszint alatti volt.

A teljesség kedvéért: A hosszú vezetékek és a hátoldali kapacitást növelő folt a DuPont cég 7102 jelű polimer grafit pasztájával volt nyomtatva. A nagyellenállású antennára merőleges nyaktagok pedig ugyancsak a DuPont cég 7082 jelű polimer grafit pasztájának és 3571 jelű polimer dielektromos pasztájának keverékével készült. E két paszta a gyártó szerint keverhető egymással és így állítható be a kívánt ellenállás érték. Az antennák és a kivezető kontaktusok pedig a DuPont E5007 jelű pasztájának felhasználásával készültek.

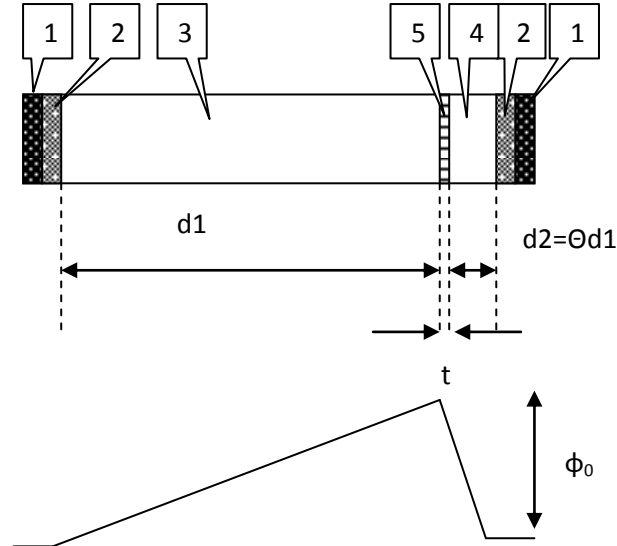
2.2.2. A dióda

A szondák legalkalmasabb érzékelő eleme az u.n. „zero-bias” detektor dióda. Ilyen eszköz a ma már divatjamúlt tús dióda. Ezt mérete miatt sem lehetett volna beépíteni a szondába. A mikrohullámú berendezésekben használt Schottky diódák karakterisztikája „kemény” a 0 V előfeszültség környékén a kisjelű ellenállásuk $G\Omega$ körüli, vagy nagyobb és ezért kevés teljesítményt csatolódik rá. A Schottky-diódás detektorokat nyitó irányban előfeszítve lehet illeszteni a forrás impedanciájához. Modulálatlan jelek vételénél, viszont nehézséget jelent, hogy egy viszonylag nagy előfeszítés (0,4..0,6 V) kismértékű változása (μV , vagy kisebb) a hasznos jel. A nagyellenállású vezetékeken keresztül az előfeszítés is bonyolult lett volna. A „lágyabb” karakterisztikájú „zero-bias” detektor dióda a kisebb kisjelű ellenállása (u.n. video ellenállása) miatt előfeszítés nélkül is eredményesen használható. A 2.2.5. ábra mutatja az MTA MFKI-ban előállított GaAs Schottky dióda és az ugyancsak GaAs „zero-bias” detektor dióda karakterisztikáit.



2.2.5. ábra. A MTA MFKI-ban készített GaAs Schottky dióda és a TBR (Triangular Barrier Dióda) karakterisztikája. a. lineáris, b. logaritmus skálán; F: nyitó irányú, R: záró irányú előfeszítés.

A „zero-bias” GaAs detektor dióda planárisan adalékolt (Planár Doped Barrier (PDB)), vagy más néven Triangular Barrier (TBR) dióda; szerkezetét és potenciálgátját a 2.2.6. ábra mutatja.



2.2.6. ábra. A PDB dióda felépítése és a kialakuló nyugalmi potenciál eloszlás. Jelölések: 1: fémes kontaktus; 2: n^+ kontaktus réteg; 3: n^- katód; 4: n^- anód; 5: p^{++} barrier réteg. A^+ és a^- jel nagy ($\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) illetve gyenge ($\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) adalékolást jelöl.

A p^{++} réteg vastagsága kisebb, mint a Debey-hossz, ez a réteg teljesen kiürül. Az ionizált akceptorokkal a kétoldali n^+ rétegekben kialakuló vékony tértöltési tartományok vannak egyensúlyban, a térerősség az n^- rétegekben gyakorlatilag állandó, az itt található donorok száma elenyésző a p^+ rétegben lévő akceptorokhoz képest. Ezért lesz a potenciál eloszlás háromszög alakú. Az eszköz működését Malik és társai [17] tárgyalták először. az egyszerű, u.n. geometriai modell alapján. Ekkor elhanyagolják az n^+ kontaktus rétegekben a kiürített rétegek vastagságát, és így a Poisson egyenlet integrálásával:

$$\Phi_0 = \frac{qP_t}{\epsilon_s} * \frac{\theta}{1+\theta} * d_1 \quad (2.2.1)$$

, ahol P_t a p^{++} rétegben lévő akceptorok száma, ϵ_s pedig a félvezető dielektromos állandója. A nyitóirányú karakterisztika meredekségére jellemző „idealitási tényező” pedig:

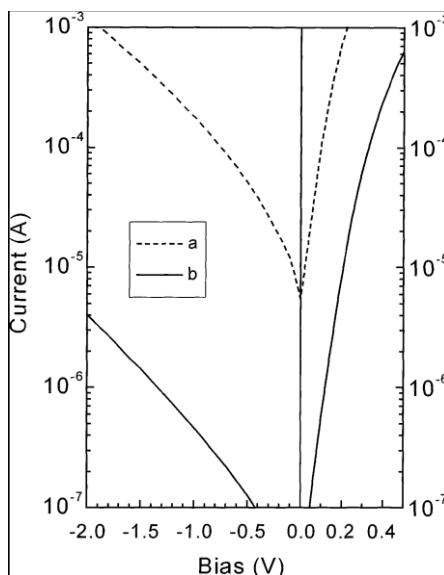
$$\frac{1}{n_F} = \frac{kT}{q} * \frac{d(\ln I_F)}{dV} = \frac{1}{1+\theta} \quad (2.2.2)$$

dc_365_11

A záró irányú karakterisztika hasonlóan írható le, csupán d_1 és d_2 szerepét kell felcserélni:

$$\frac{1}{n_R} = \frac{kT}{q} * \frac{d(\ln I_R)}{dV} = \frac{1}{1+1/\theta} \quad (2.2.3)$$

Mint látható a dióda karakterisztikája jelentősen befolyásolható a p^{++} réteg adalékolásával és elhelyezkedésével. Pl. középre helyezett p^{++} réteg esetén ($\Theta=1$) a karakterisztika szimmetrikus lesz. A nyitó és a záró irányú karakterisztika azonos áramvezetési mechanizmussal jön létre, a kettő csak meredekségében különbözik. Kellően aszimmetrikus rétegszerkezettel $n_F \approx 1,1$ is elérhető. Megjegyzem itt, hogy a potenciál gát magassága az n^- rétegek adalékolásával is befolyásolható [18]. A 2.2.7. ábra mutat két dióda karakterisztikát. Mindkét esetben $p^{++} \cdot t = 7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $d_1 = 800 \text{ nm}$ és $\Theta = 0,05$. Az a. jelű karakterisztika azon diódáé, amikor a katód és anód rétegek adalékolatlanok voltak, n^- értéke a háttér donor koncentráció volt, ami $\approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. A b. jelű dióda esetében viszont a szóban forgó rétegeket szándékosan $3,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ koncentrációjú akceptorral (B) adalékoltuk. A potenciál gát növekedése a számítottal megegyezően 0,52 eV lett, míg a karakterisztikák párhuzamosak maradtak, az idealitási tényező mért értéke 1,1 illetve 1,09 volt.



2.2.7. ábra. A potenciál gát magasságának befolyásolása a háttér adalékolásával. a: a háttér adalék $n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, b: a háttér $p \approx 3,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

E dióda működésének kulcsa az, hogy a szóban forgó p^{++} réteg vékony legyen, az akceptorok ne diffundáljanak szét. Ezért az eszközt szokásos magas hőmérsékletű technológiákkal (pl. gőzfázisú epitaxiás növesztéssel) nem lehet megvalósítani. A

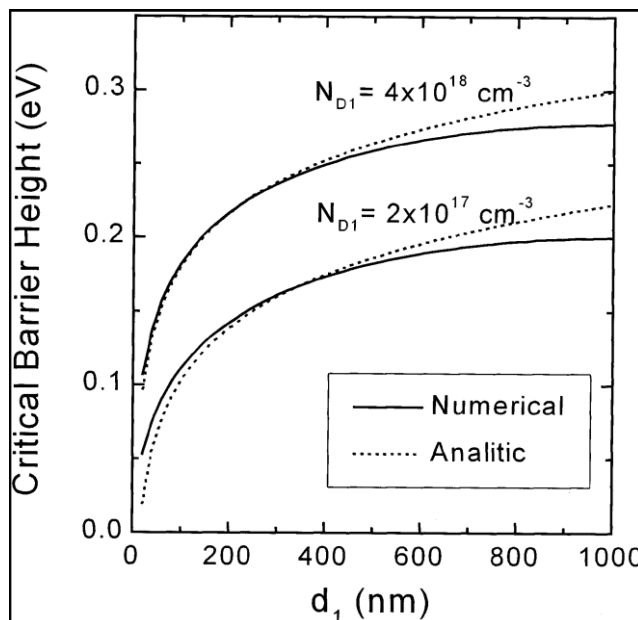
molekulasugár epitaxiás technika (MBE) viszont alkalmas erre. Mi Markus Pessa-val (Tamperei egyetem) való együttműködésben készítettük el ezeket a rétegeket [19, 20]. Az évek során 14 különböző rétegszerkezetet kaptunk együttműködés keretében, illetve részben vásároltunk. Részletesen megvizsgáltuk az áramvezetési mechanizmusokat, úgymint az alagúteffektus [21] és a diffúzió [22, 23] hatását az áram-feszültség karakterisztikákra. Mindkét jelenség nagyobb előfeszültségeknél észlelhető.

A széles potenciál gát miatt az alagúteffektus szobahőmérsékleten elhanyagolható a termikus emisszió mellett [21]. A mikrohullámú gyakorlatban használt Schottky-diódák esetén ez nem így van, az áramot az u.n. „thermionic emission” írja le, azaz a termikusan gerjesztett, de a potenciálgát átlépéséhez még nem elegendő energiával rendelkező töltéshordozók alagúteffektussal jutnak át a potenciálgát felső elkeskenyedett része alatt.

Túllépve a geometriai modellen és figyelembe véve a kiürített rétegeket a kontaktus rétegek belső oldalán arra az eredményre jutunk, hogy ezek vastagsága az előfeszítéssel nő, ami a tértöltési tartomány kiszélesedését okozza (szemléletesen: a p^{++} és az n^{+} rétegek közti elektromos erővonalak hosszabbodnak.) és ezáltal növeli a potenciál gát magasságát, előfeszítés függő lesz a gátmagasság. Ez a hatás csökkenthető, ha a kontaktus rétegekben növeljük az adalékkoncentrációt. Ebben az esetben viszont a nagy koncentráció gradiens miatt a töltéshordozók diffúziója torzítja az potenciálgátat. Kísérletileg megfigyelhető, hogy nagyobb előfeszítések esetén az áram növekedése elmarad a termikus emisszió exponenciális formulája alapján számítottól. Ezt a jelenséget az irodalomban [24, 25] azzal magyarázták, hogy az anód tartományban a drift sebesség eléri a maximális értékét (velocity saturation) és ez vezet az áram korlátozásához. Mi viszont megmutattuk [22, 23], hogy a diffúzió hatására a katód tartományban megjelenő negatív töltés (hasonlóan a 2.2.7. ábrán vázolt helyzethez) okozza a potenciál gát növekedését. Ez a hatás mindig előbb korlátozza az áramot, mint a maximális drift sebesség. A szabad töltéshordozó diffúzió miatt a potenciál gát magassága az előfeszítés során nem csökken egy kritikus érték alá. A kritikus potenciál értékét abból a feltételből kapjuk, hogy a térerősség a p^{++} rétegben zérus és a potenciál az n^{+} kontaktusrétegből az n^{-} rétegbe diffundált elektronok és a hátrahagyott ionizált donorok alkotta kettősrétegen jön létre [23]. Ennek értéke:

$$\phi_{FC} = kT \ln\left(\frac{q^2}{2kT\epsilon_s} n^+ d_1^2\right) \quad (2.2.4)$$

A 2.2.8. ábra. mutatja a kritikus potenciál alakját két különböző n^+ értéknél.

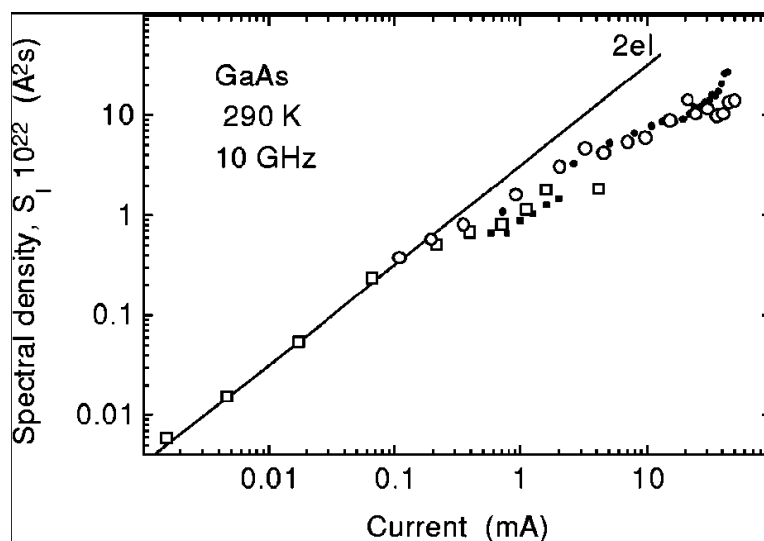


2.2.8. ábra. A potenciál gát alakja nagy nyitó feszültségnél különböző n^+ adalékolás esetén numerikus számítással, illetve a 2.2.4. formula szerinti analitikus közelítéssel.

A fenti számításokon túl direkt bizonyítékát is adtuk az elméletünknek. Nevezetesen arról van szó, hogy GaAs-ben a drift sebesség úgy telítődik egy maximum értéken, hogy a felgyorsult elektronok a vezetési sáv egy mellékvölgyébe szóródnak át, ahol nagyobb az effektív tömeg. Megfelelő feltételek mellett ez a folyamat vezet a Gunn domén kialakulásához. A szóródási folyamat során az elektronikus zaj növekedése lenne várható. A dióda alapzaja a sörétzaj, ami arányos az átfolyó árammal [26]. A kísérletet litván együttműködésben végeztük el, az általuk épített szélessávú mikrohullámú zajmérő laborban. A mérési eredményt [27, 28] a 2.2.9. ábra mutatja.

A mérés szerint a sörétzaj a nagyobb előfeszítéseknél nemhogy nőtt volna, ami a drift sebesség telítődése esetén várnánk, hanem csökkent. A sörétzaj a Poisson eloszlást eredményező kinetikán alapszik. Sok, kis valószínűségű, egymástól független egyenlő valószínűségű „próbálkozás” eredője. Ezzel a kinetikával leírható fizikai jelenségek: termikus emisszió a dióda potenciálgátján, katód-emisszió, radioaktív bomlás, stb. A PDB dióda esetén a nagyobb előfeszítéseknél viszont a „próbálkozások” már nem lesznek

teljesen függetlenek egymástól, mert az emittált elektronok potenciál gátat formálnak, csökkentik az emisszió valószínűségét. Szemléletesen: az emittált elektronok taszítják a „mögöttük jövőt” és ezért a teljesen véletlenszerű emisszió helyett bizonyos mértékű sorba rendeződés jön létre. A jelenség más szerkezetekben is létrejön (pl. vákuum cső), ahol a tértöltés korlátozza az áramot. Schottky-diódákban, vagy p-n átmenetekben extrémebb körülmények között, mert az áram szállította töltéshordozók töltése általában kevés a tértöltési tartomány ionizált adalékatomjainak töltéséhez képest.



2.2.9. ábra. A PDB dióda áramzaja 10 GHz-en. Jelölések: körök: nyitó irány, négyzetek: záró irány, kitöltött alakzatok : kísérleti eredmény, üres alakzat: diffúziós modellen alapuló Monte Carlo szimuláció , az egyenes vonal az ideális sörétzajt mutatja.

Ezek a nagy előfeszítéseknél fellépő jelenségek a szondában való alkalmazásra nincsenek hatással, mint már említettem ott a kisjelű a „négyzetes karakterisztika” tartományban működik a dióda. A dióda zaja ebben a tartományban, sőt azon túl is (± 100 mV) a rendelkezésre álló technikával nem mérhető. A zaj egyetlen lényeges komponense a sörétzaj: $\delta I_f^2 = 2qI$, ami viszont olyan kicsiny, hogy csak nagy sávszélességű méréssel észlelhető. Pontosabban 0 V előfeszítésnél a sörétzaj egyenlő a karakterisztika meredekségének megfelelő differenciális ellenálláshoz tartozó termikus zajjal [26]. A zero-bias dióda 0 V előfeszítés környéki differenciális ellenállása 5...50 k Ω körüli érték, nem éri el a vezetékhuok ellenállásának a 10%-át. A többi zajkomponens hiányának, illetve elhanyagolható mértékének az a valószínű oka, hogy a felület nem játszik lényeges

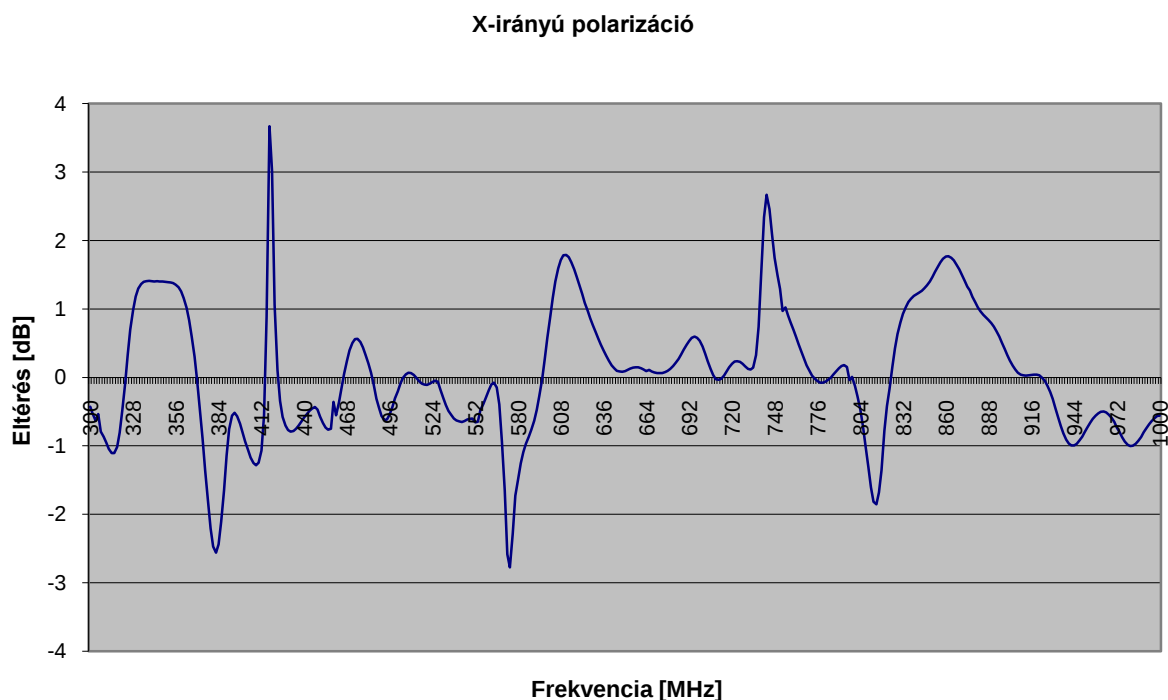
szerepet; a dióda árama mind nyitó, mind záró irányban tömbi. Ebből a szempontból is előnyös a TBR dióda alkalmazása szondában.

2.3. A szondák kalibrációja

Az alkalmazott nagyellenállású vezetékpárnak a nagyfrekvenciás elektromágneses térre gyakorolt befolyását GTM cellában vizsgáltam meg. Egy rövid monopol antennát készítettem oly módon, hogy egy félmerev koaxiális kábel egyik végéről a külső vezetéket 12 mm hosszan eltávolítottam. Ezt az antennát adott polarizációs irányban rögzítettem a Piramis 1.8 típusú GTM cellában, az antenna jelét a félmerev kábellel, fix geometriával vezettem a cella átmenő csatlakozójához. Megmértem a transzmissziót a GTEM cella betáplálási pontja és a monopol antenna közt, ezt a spektrumot eltároltam. Ezután behelyeztem a GTEM cellába a monopol közelébe a nyomtatott nagyellenállású vezetékét és újra megmértem a transzmissziót. A két transzmissziós spektrum különbségét tulajdonítottam a behelyezett tárgy teret módosító hatásának. A vizsgálatot a monopol antenna különböző helyzeteiben végeztem el, az IEC 61000-4-20-as előírás szerint 5 mérési ponton egy $0,5 \times 0,5 \text{ m}^2$ –es felületen belül. A mérést természetesen valamennyi mérési pontban megismételtem különböző polarizációk esetén is a monopol antenna három egymásra merőleges elhelyezésével. Az 2.3.1. ábra mutat egy tipikus mérési eredményt.

A számos (30 különböző pozíció) vizsgálat eredménye úgy összegezhető, hogy a szóban forgó nyomtatott vezetékek tértorzító hatása valamennyi helyzetben és polarizációnál a 300 MHz...3GHz frekvencia tartományban nagyrészt 1 dB alatt maradt, néhány szűk sávban éri el a 3 dB-t. Ugyanakkor fémes vezetékeket helyezve a GTEM cellába minden esetben legalább egy frekvencián a hatás elérte a 6 dB-t, sok esetben meghaladta azt, 10...15 dB eltérés is előfordult a két mérés közt. Ez így volt még a kereskedelmi forgalomban kapható legvékonyabb (1,8 mm külső átmérő) koaxiális kábel esetén is. Egyébként pedig olyan tárgyak esetén, melyeknek minden méretük hullámhossznál lényegesen kisebb (pl. adapter, stb.) a hatás szintén jellemzően 1 dB alatti, ahogy az várható is. Ebben az esetben nem tapasztaltunk különbséget az elektromosan vezető fémes és a szigetelő anyagok közt.

dc_365_11



2.3.1. ábra. A GTEM cellában mért transzmissziós spektrumok különbsége: a 2.2.1. ábrán mutatott nyomtatott lap hatása. Az ábrázolt mérés 300 MHz 1 GHz frekvenciatartományban történt.

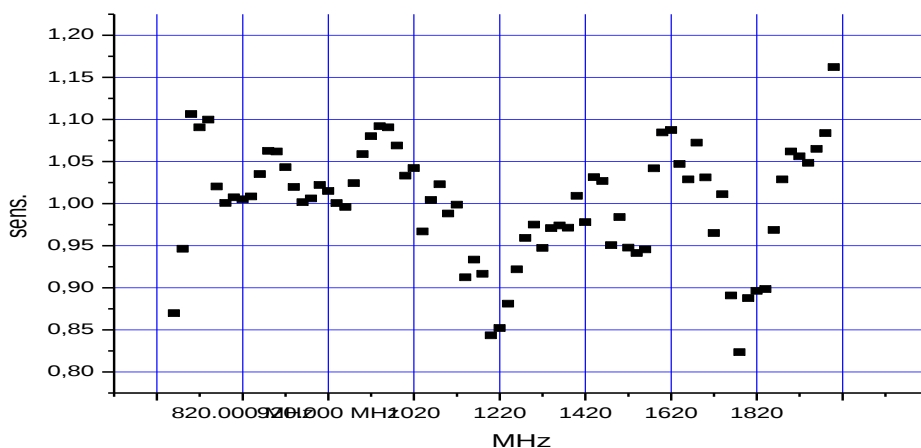
A tértorzító hatás tesztelésének egy gyakorlati módja az, hogy egy működő térmérő szonda közelébe, ahhoz hozzáértve elhelyezünk egy másik hasonló szondát. Ezeket a kísérleteket különböző geometriai elrendezéseknél megismételve nem találtam érdemi változást. Azt azért meg kell jegyezni, hogy az ilyen jellegű térmérések gyakorlati pontossága, reprodukciója gondosan végzett mérések estén is csak ritkán jobb, mint 3 dB [29].

A szondák kalibrációjára vonatkozóan az irodalomban két módszert találtam. Hill [30] A szonda egyes detektorait hasított négyszögletes tápvonalba helyezte úgy, hogy a villamos tér párhuzamos legyen a antennával. Ilyen módon érzékenységet tudott mérni (folyadékban is) de az izotrópiáról nem volt információja. A Kuster csoport szélessávú kalibrációs technikát közölt [9,31], melynek során egyaránt alkalmaztak négyszögletes hullámvezetőt, reflexiómentes kamrás és a szonda közelében fogatott dipól antennát. Ez utóbbi esetben a szonda a dipól antenna számított közelterében volt, direkt mérési adattal a térről nem rendelkeztek.

A szonda érzékenysége kevésbé függ a frekvenciától a GSM rendszereknél szóba jöhető sávokban. A 2.3.2. ábra mutatja az érzékenység változását, ez nem több mint $\pm 15\%$ a

dc_365_11

800...2000 MHz tartományban, gyakorlatilag ugyan azzal a kalibrációval használható mind a két GSM sávban [32]. Megjegyzem, hogy alacsonyabb frekvenciákon az érzékenység erősen levág.

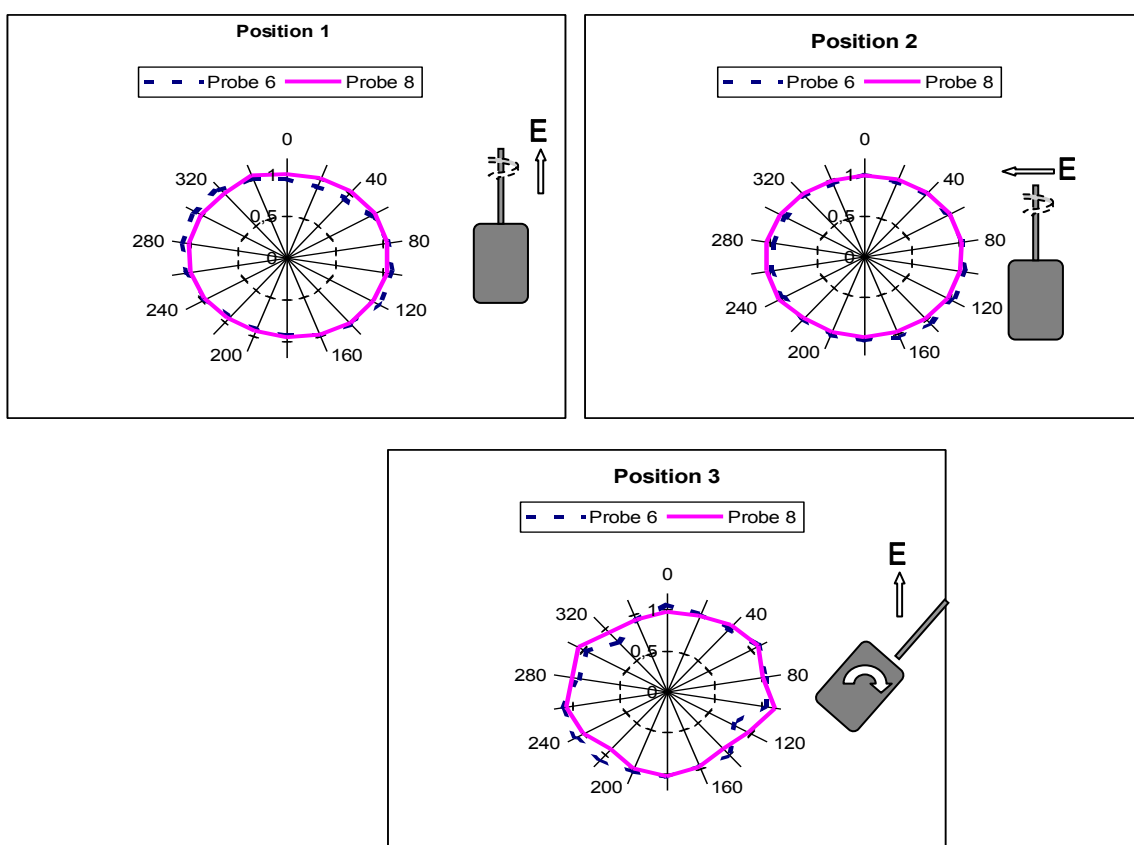


2.3.2. ábra. A szonda normalizált érzékenysége a frekvencia függvényében. Mérés: SARTEST reflexiómentes kamra, 18 V/m térerősség, síkhullám.

Az izotrópiát a szonda és a villamos tér irányának relatív változtatásával lehet vizsgálni [32,33]. A 2.3.3. ábra mutatja két ilyen mérés eredményét egy miniatűr, 7 mm széles, 30 cm hosszú háromszög konstrukciójú izotróp szonda esetén. A mérések 900 MHz frekvencián 40 V/m térerősségnél történtek Seibersdorfban, Dr. Nebauer reflexiómentes laboratóriumában. A három detektor jelét erősítés után analóg összegző áramkörre vezettük és ennek kimenetét ábráztuk. A két bemutatott szonda az egy sorozatban készült négy példány közül izotrópia szempontjából a legjobb (8. jelű) és a leggyengébb (6. jelű).

Az 1. pozícióban forgatva a szondát tulajdonképpen mind a három dipól változatlan helyzetben van a térhez képest, ezért ez a mérés inkább a mérés körülményeire (tér homogenitása, forgatás egytengelyűsége) jellemző, mint a szondára (pl. ha egy vagy akár két szonda nem működne, akkor sem észlelnénk változást a forgatás közben). A 2. pozícióban viszont a szondák felváltva kerülnek minimális és maximális pozícióba, itt az izotrópia mértéke a szondák egyformaságát jellemzi. Mindegyik szonda egymagában nyolcas alakú görbét eredményezne a polárdiagrammon. A harmadik pozíció a legkritikusabb, ekkor az előző hatáshoz hozzáadódik a nagyellenállású vezeték esetleges antennahatása és szabad téri mérés miatt a jelfeldolgozó elektronika teret torzító hatása is (ebben jelentős fém tárgy pl. a telep). Az itt bemutatott esetben a gyengébb szonda

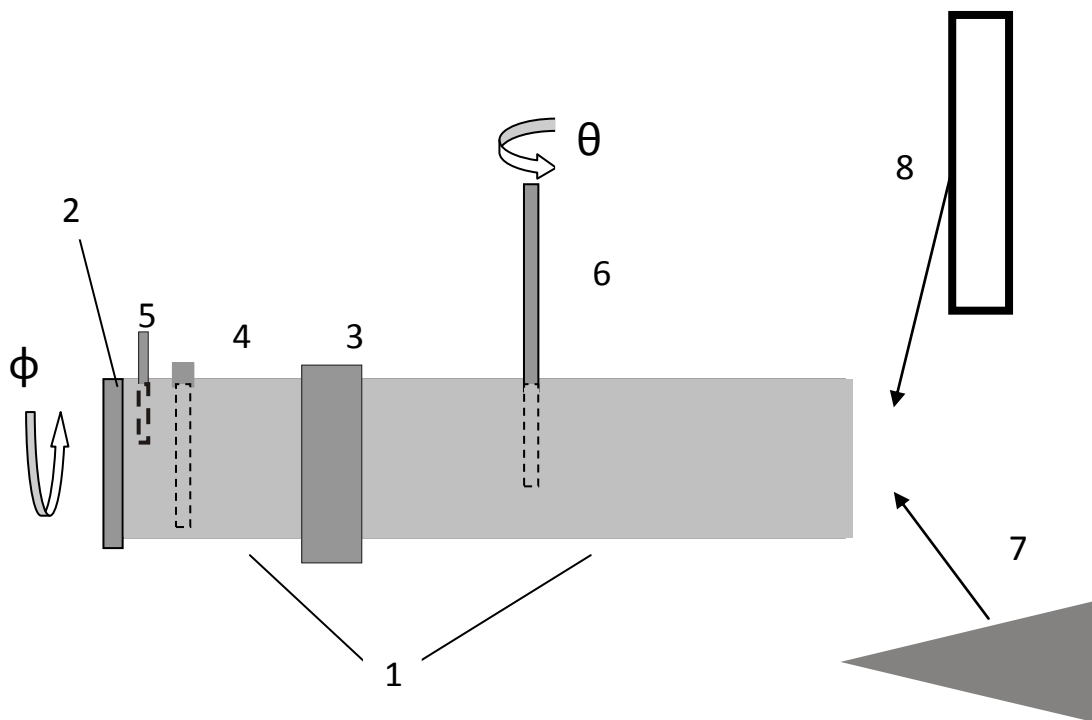
esetén is a legnagyobb eltérés az átlagtól 20 %. Az eltérés alakja nem a várható nyolcas alakú görbe, sőt egyáltalán nem látszik szabályosság az eltérésben. Ezért ennél a mérésnél tapasztalt hibát elsősorban a mérési körülmények bizonytalanságának az elektronikát tartalmazó doboz szóró hatásának tulajdonítottam. Itt meg kell jegyezni, hogy a mobil telefon expozíciómérésnél az elektronika az erősen abszorbeáló modell folyadékon kívül, a jelforrással ellentétes oldalon helyezkedik el gyakorlatilag térmentes helyen, tehát az itt gyanított reflexió a felhasználást érdemben nem befolyásolja.



2.3.3. ábra. A szonda izotrópiájának vizsgálata reflexiómentes helységben. Az E vektor a 900 MHz frekvenciájú, 40 V/m amplitúdójú síkhullám polarizációját jelöl. A szondát ehhez képest forgattam 3 egymásra merőleges tengely körül. A doboz tartalmazta az elemmel táplált összegző erősítőt. A kimenő jel elvezetése nincs feltüntetve a rajzon.

Egy másik lehetőség a szondák bevizsgálására a tápvonalban történő mérés [34]. Ekkor remélhető a szabad téri bizonytalanságok csökkentése. A 2.3.4. ábra mutatja annak a hengeres csőtápvonalnak a rajzát, amit erre a célra építettem. A 2.3.5. ábrán látható a mérési összeállítás fényképe. A csőtápvonal végén lévő betáplálási szakasz elforgatható, a jó elektromos kontaktust a forgó és az álló rész közt a széles muff alá szerelt rugalmas vezető anyag biztosítja. Ezen a forgatható csonkon egy hangoló csavar is beépítésre

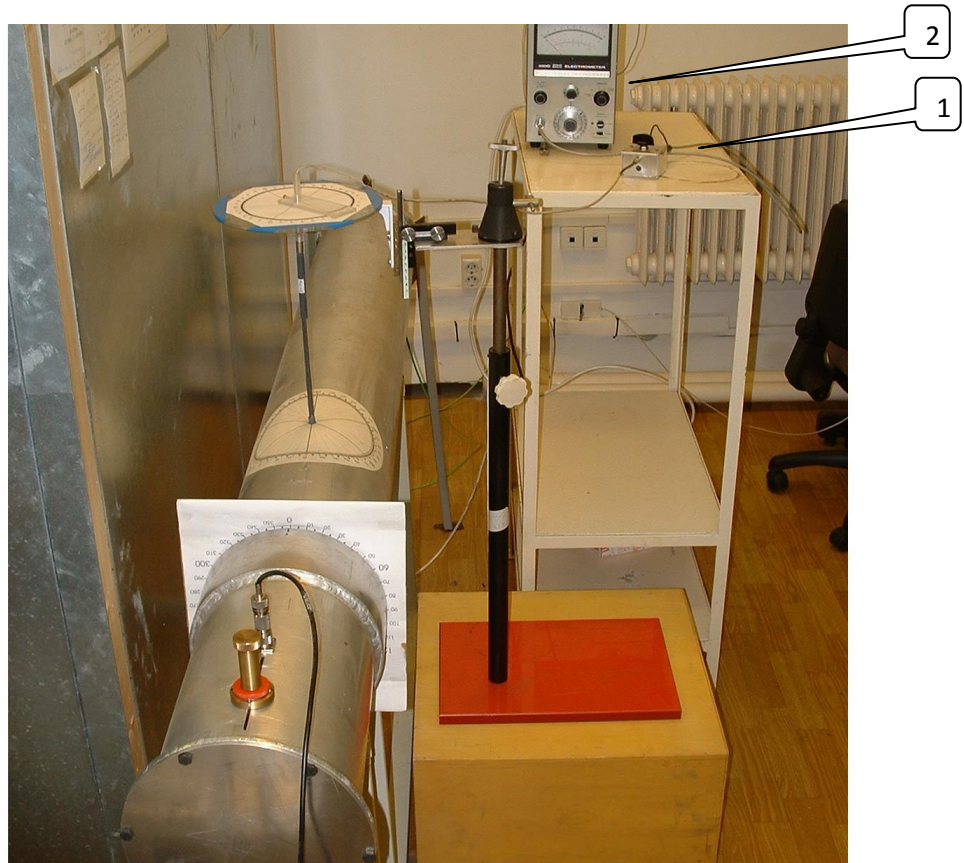
került, amivel a betáplálási ponton a reflexió finoman hangolható. Az álló részt egy prizma alakú nyelő zárja le. A forgatható tartóra szerelt miniatűr szonda egy lyukon keresztül nyúlik be a henger közepébe.



2.3.4. ábra a hengeres csőtápvonal felépítése. Jelölések: 1:hengeres csőtápvonal szakaszok, 2: rövidzár, 3:forgó és állórész összekötő muff, 4: a koaxiális (N) csatlakozó és a jelet becsatoló antenna, 5: hangoló csavar,6: mérendő szonda, 7. prizma alakú nyelő, 8. plexi küvette, melyet folyadékkal lehet megtölteni.

A mérőrendszerrel megvalósítható a 3 egymásra merőleges tengely menti forgatás a villamos tér és a szonda iránya közt. A 2.3.3. ábrán szereplő 1. pozíció úgy jön létre, hogy a szonda és a becsatoló antenna párhuzamos Θ szerint forgatunk. A 2. pozíció esetén ϕ -t 90° -kal elforgatjuk, az antenna és a szonda merőleges lesz egymásra és Θ szerint forgatva figyeljük meg a szonda kimenő jelét. A 3.pozíció estén ϕ szerint forgatunk.

A cső belső átmérője 218 mm, így a TE_{11} alapl módus frekvenciasávja: 808,6 MHz....1056 MHz, a felső határ a következő TM_{01} módus alsó határfrekvenciája. Ez a sáv bőven lefedi a 900 MHz-es GSM rendszer „uplink” frekvenciatartományát, mely 890...915 MHz.



2.3.5. ábra. Mérés a hengeres csőtápvonalban. Az 1. jelű kapcsoló csatolja az egyes antennák jelét a2 jelű műszerhez.

A TE_{11} módus esetén elektromos és mágneses tér komponenseit hengerkoordináta rendszerben az alábbi egyenletek írják le [35]:

$$E_z = 0 \quad (2.3.1.)$$

$$E_\varphi = j \cdot H_0 \cdot Z_o \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_o} \cdot J_1'(2\pi / \lambda_c) \cdot \cos \varphi \quad (2.3.2.)$$

$$E_r = j \cdot H_0 \cdot Z_o \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_o} \cdot J_1(2\pi / \lambda_c) \cdot \sin \varphi \quad (2.3.3.)$$

$$H_z = H_0 \cdot J_1(2\pi / \lambda_c) \cdot \cos \varphi \quad (2.3.4.)$$

$$H_\varphi = j \cdot H_0 \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_g} \cdot \frac{\lambda_c}{2\pi} \cdot J_1(2\pi / \lambda_c) \cdot \sin \varphi \quad (2.3.5.)$$

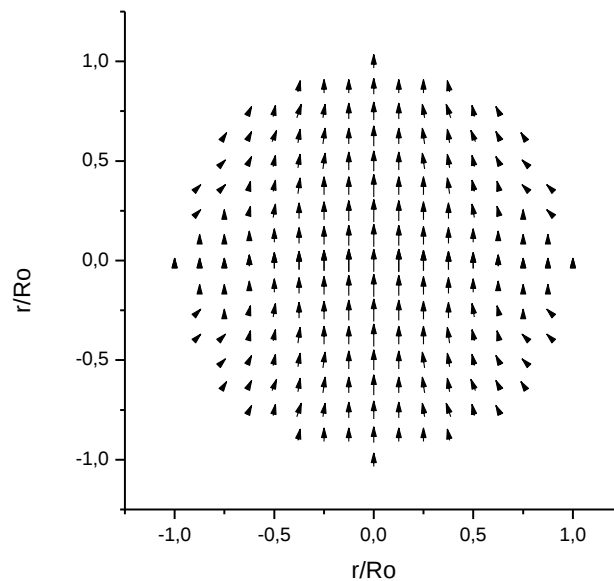
$$H_r = -j \cdot H_0 \cdot \frac{\lambda_o}{\lambda_g} \cdot J_1'(2\pi / \lambda_c) \cdot \cos \varphi \quad (2.3.6.)$$

dc_365_11

ahol z a cső tengelyébe esik. J_1 és J'_1 az elsőrendű Bessel függvény és annak deriváltja, $Z_0 = 377 \Omega$. A H_0 amplitúdó dimenziója A/m. $\lambda_c = 1.71 \cdot D$ a határhullámhossz, ahol D a cső belső átmérője, λ_g és λ_0 a hullámhossz a tápvonalban és a szabad térben:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \lambda_0^2 / \lambda_c^2}} \quad (2.3.7.)$$

E_r és E_ϕ meglehetősen homogén a cső középpontja körül. 2.3.6. ábra mutatja ezt az eloszlást.



2.3.6. ábra a villamos tér eloszlása a hengeres csőtápvonal keresztmetszete mentén. A vektorok iránya a tér irányát mutatja, hossza pedig a tér nagyságával (a falon 0) arányos. R_0 a csőtápvonal belső sugara.

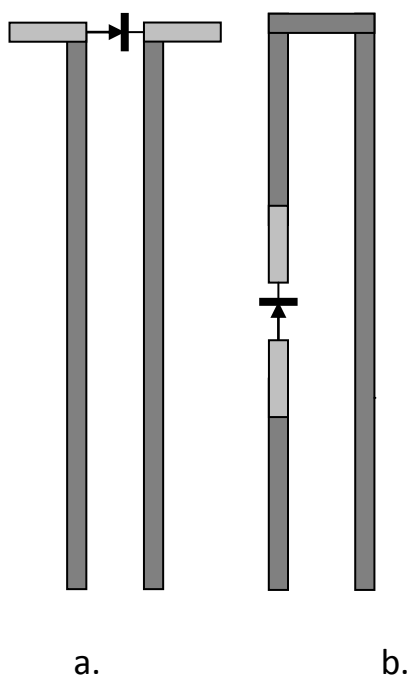
Az 2.3.1. Táblázat a számszerűen foglalja össze a maximális eltéréseket a középpont körüli 10% illetve 20% -nyi tartományokban.

2.3.1. Táblázat

A nagyfrekvenciás villamos tér eloszlása a hengeres csőtápvonal központi részén

tartomány	E maximális eltérése	Maximális szögeltérés ϕ [fok]
$r \leq 0.1 \cdot R_0$	1,27 %	0,24
$r \leq 0.2 \cdot R_0$	5 %	0,98

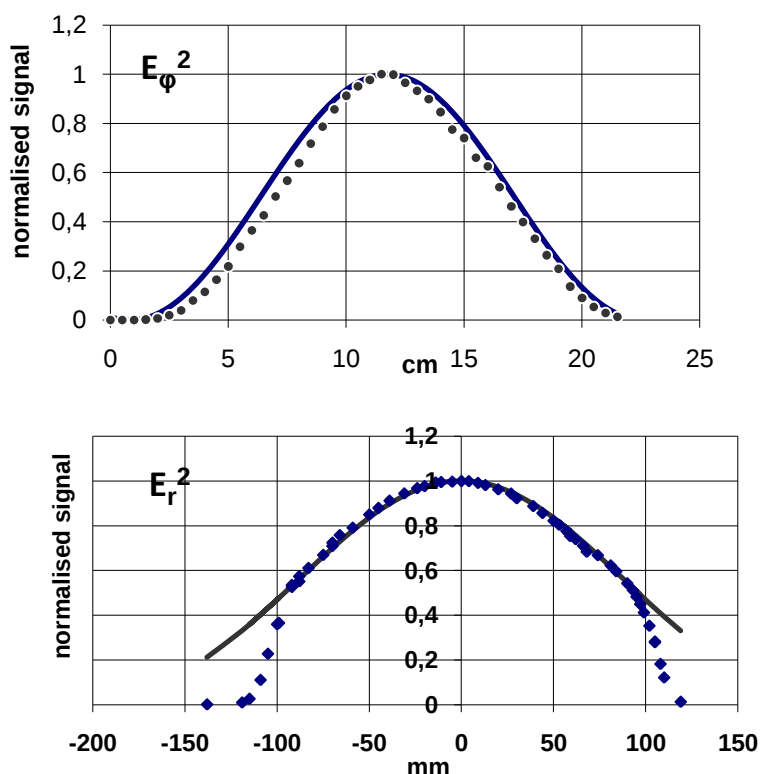
A mi esetünkben ($D=218$ mm) a belső 10%-nyi tartomány is már jóval nagyobb, mint a miniatűr szonda mérete. Tehát a forgatások során a szonda detektora gyakorlatilag homogén térben helyezkedik el. Ezt a tényt mérésekkel is igazoltam [34]. Erre a célra a 2.3.7. ábrán látható két 1 dimenziós szondát készítettem.



2.3.7. ábra. Egydimenziós szondák a téreloszlás térképezéséhez. A szondák poliészter fóliára való nyomtatással készültek. A világos szürke szín jelöli az ezüst pasztával készített dipól antennákat, az a. képen szereplő szondánál ennek hossza $2l=7,5$ mm, míg a b. szondánál $2l=6,5$ mm. A sötét szürke a grafit pasztával készített $2\text{ k}\Omega/\text{cm}$ ellenállású vezeték.

A mérési eredményeket a 2.3.8. ábra mutatja. $E_{\varphi}^2(r, \varphi=0)$ a 2.3.6. a. ábra szerinti szondával, míg $E_r^2(r, \varphi=0)$ a 2.3.6.b. ábrán látható szondával volt mérve. A csőtápvonal központi részén a mérések és az elméleti értékek jól egybeesnek, jelentősebb eltérés csak a fal közelében van, főleg a sugár irányú tér esetén. $E_z = 0$ amennyiben a reflexió (állóhullámok) és a csillapítás elhanyagolható. A reflexiót lehet optimalizálni durván a nyelő prizma igazgatásával, finoman pedig a hangoló csavarral, egy adott frekvencián az $S_{11}<-30$ dB elérhető volt. Ahogy azt a 2.3.3. ábra mutatja, a nyelő prizma helyettesíthető egy plexi küvettával, melybe célszerű módon a testszövetet modellező folyadékot lehet tölteni és a szondát ebbe helyezve vizsgálni. Ennél a lezárásnál természetesen a reflexiómentesítés erősen korlátozott, a hangoló csavar önmagában nem elegendő a kis reflexió beállítására. S_{11} a frekvenciától függően $-3\text{ dB} \dots -10\text{ dB}$ tartományba esett.

dc_365_11



2.3.8. ábra, E_ϕ^2 és E_r^2 a mintatartó síkjában. Jelölések: — 2.3.2. illetve 2.3.3. egyenlet szerint, mért értékek: ●

A módszer gyengéje, hogy csak a csőtápvonal alpmódusának sávjában használható, más frekvenciatartományra más méretű csőtápvonal kell. A magasabb frekvenciákon pedig már a cső átmérője úgy lecsökken, hogy a $r \leq 0.1 \cdot R_0$ méret kisebb lesz a szonda detektoránál.

A 9.2. Függelékben mutatom be egy háromszög konstrukciójú szonda detektorainak mérését a hengeres csőtápvonalban 3 tengely körül forgatva.

A mérések tanulsága szerint az izotrópia sérülésének két forrása van. Az egyik az, hogy a detektorok érzékenysége kismértékben különbözik, ez okozza a 2. pozíció szerint végzett mérés szabályos szögfüggését. A másik hatás ehhez adódik hozzá a 3. pozícióban, nevezetesen az, hogy a 3. sz. detektor jele nem pontosan 120° fáziskülönbséggel illeszkedik a másik kettőhöz. Több szondánál (7 db. különböző időben készülnél) megvizsgálva a jelenséget, minden esetben ugyan ilyen jellegű szögeltérést találtam annál a detektornál, melyre a ragasztott él került (2.2.2. ábrán a baloldali detektor). Ez az

aszimmetria tehát az előállítás szisztematikus hibája. Az ilyen mértékű anizotrópia egyébként a mérés során megengedhető, hiszen a megkövetelt pontosság 3 dB.

Kétféle méretben készültek a szondák, 7 és 4 mm oldaléllal. A gyakorlatban a 7 mm-es szondák kerültek alkalmazásba, ezekkel a 10 g testszövetet modellező kb. 2 cm-es élhosszúságú kocka alakú térfogatban akár 80-90 mérési helyzetet lehet létrehozni, ami bőven elég az átlagoláshoz. Egyúttal a nagyobb szondáknak nagyobb az érzékenységük és pontosabb a geometriájuk, hiszen ugyan az a tolerancia kisebb relatív hibát jelent. A szondák SAR érzékenységét az angliai SARTEST laboratóriumában kalorimetriás mérésekkel kalibráltuk be megfelelő modell folyadékokban. Ezt foglalja össze a 2.3.2. táblázat.

2.3.2. Táblázat. A kalorimetrikus méréseknél alkalmazott modell folyadék tulajdonságainak és a 7 mm-es szonda érzékenységének az összefoglalása.

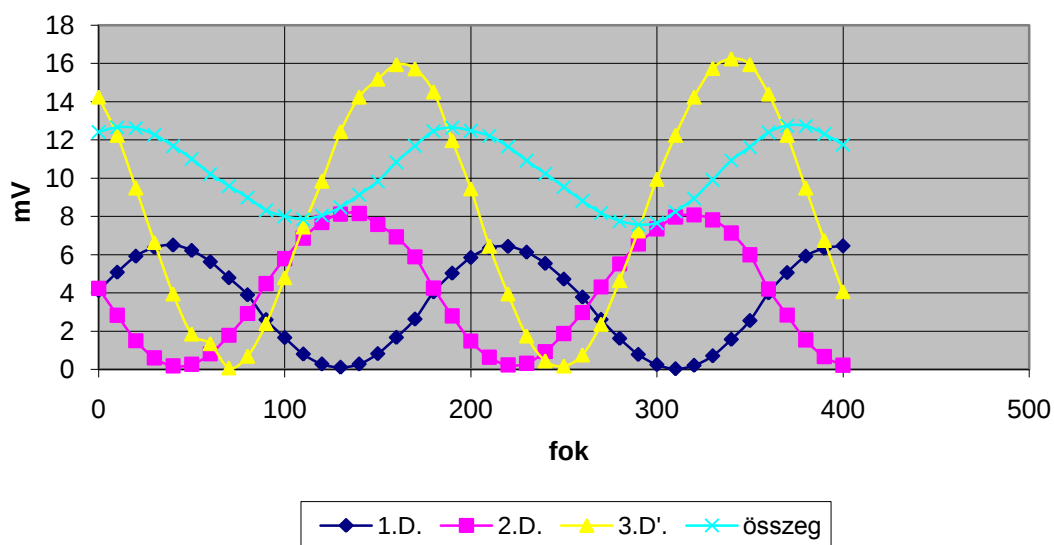
modell anyag\frekvencia	900 MHz	1800 MHz
sűrűség (kg/m ³)	1279	1230
vezetőképesség (S/m)	0,79	2,0
rel. dielektromos állandó	41,3	44,6
a szonda érzékenysége* mV/(W/kg)	19,25	9,4

*Az érzékenység a szonda csatlakozójának kapcsain megjelenő feszültségre vonatkozik.

Ahogy a 2.3.4. ábrán jelezve volt, lehetséges az izotrópiát ellenőrizni a modell folyadékban is. Ennél a mérésnél a nyelő prizmat eltávolítottam és a tápvonalat az erre a célra készített plexi küvettával zártam le. A 2.3.9. ábra mutatja a 3. pozíció szerinti forgatás hatását abban az esetben amikor a szonda a tápvonal végére szerelt küvettába öntött 900 MHz-es modell folyadékban volt. Látható, hogy az izotrópia gyakorlatilag nem változott a levegőn való méréshez képest. Számszerűen: A szonda maximális anizotrópiája levegőben $\approx 18\%$, míg a folyadékban $\approx 24\%$.

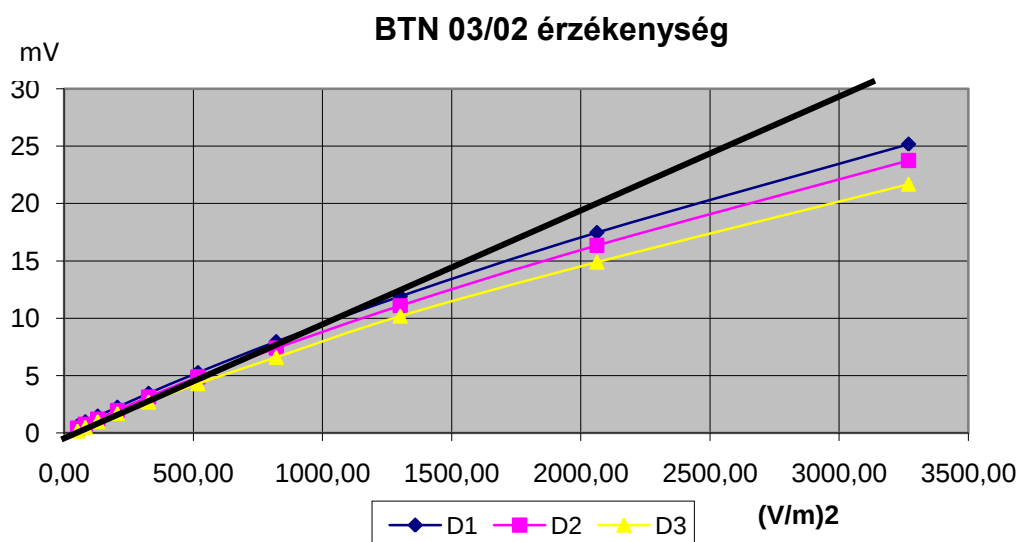
dc_365_11

BTN03/02 3'. pozíció folyadékban



2.3.9. A 900 MHz –es modell folyadékba mártott szonda detektorainak jele a 3. pozíció szerinti forgatás során.

A szondához a már említett összegző erősítőt fejlesztettük ki. Ez a CA 3260 műveleti erősítőn alapuló elektronika összegezi a 3 detektor jelét és az összeg jelet 200X erősíti. A tápfeszültséget 1 db 9 V-os elem biztosítja. A MOSFET bemenetű eszköznek a munkaponti bemeneti árama 2 pA, ami nem okoz katasztrofális offsetet a 400...500 MΩ-s mérőkörben. (Az offset egyébként trimmer potenciométerrel kompenzálható.) Ezen a módon az egyes detektorok különbségéből adódó hibát természetesen nem lehet kompenzálni, mint ahogy azt sem, ha valamelyik detektor nem a négyzetes karakterisztika tartományban működik. Ez korlátozza felülről a szonda működési tartományát. A négyzetes karakterisztika tartománya addig érvényes, míg az exponenciális karakterisztika parabolával közelíthető. Nagyobb detektált jelek esetén a diódán képződő egyenirányított jel eltolja a dióda munkapontját, és csökken a detektálás határfoka. Ezt a jelenséget mutatja a 2.3.10. ábra. Az itt bemutatott szonda esetén ez azt jelenti, hogy pesszimista becsléssel elfogadhatjuk az erősítő kimenetén a jelet a négyzetes karakterisztika tartományába esőnek kb. $20 \text{ mV} \cdot 200 = 4 \text{ V}$ értékig. Ehhez a legfeljebb 25% -os hibához jön hozzá az izotrópia ugyancsak maximum kb. 25%-os hibája és így legfeljebb 50% -os hibával becsülhetjük meg a SAR értéket.



2.3.10. ábra. A detektorok kimenő jele a térerősség négyzetének függvényében. A folytonos vonal jelzi a négyzetes tartományt.

A helyzet az, hogy ez nem jelenti a mérés érdemi korlátozását. A mobil telefon készülékek SAR bevizsgálása ugyanis úgy történik, hogy a készülékbe egy speciális SIM kártyát helyeznek, mely egy laboratóriumi „bázisállomással” tart kapcsolatot. Ezen a bázisállomásként működő berendezésen keresztül lehet a telefon által kibocsátott jel csúcsértékét (1:8 kitöltés) 20mV....2W tartományban szabályozni, vagy folytonos jelet kapcsolni, frekvenciát kijelölni, stb. Tehát a modell fej minden pontján kényelmesen beszabályozható a szonda négyzetes karakterisztika tartományába eső jelszint. Túl nagy jelszintek amúgy sem kívánatosak, mert ekkor a modell folyadék melegedése turbulenciához vezethet, szélső esetben a folyadék forrását, intenzív párolgását okozhatja ami szondát mechanikusan mozgatja és így növeli a zajt (mikrofónia).

A szonda méréstartományának alsó határát az elektronikus zaj jelenti. Ennek eredete a nagyellenállású mérőkör termikus zaja, ami kb. $0,1 \mu\text{V}/\text{Hz}^{1/2}$. A mérések során ennél nagyságrendekkel nagyobb zajt tapasztaltam, a műszereknél szokásos 2 Hz körüli sávszélességben 1 mV-ot. Ennek a fluktuációnak az eredetét az alacsonyfrekvenciás (pl. 50 Hz) mágneses tér keltette indukciónak tulajdonítottam. A saját építésű erősítővel hasonló zajt mértünk, ugyanakkor 500 k Ω -os ellenállással lezárt erősítő zaja lényegesen kisebb volt, 5...25 μV közötti érték. Másrészt más laborokban, kevésbé jól árnyékolat körülmények közt az erősítő bemenetére vonatkoztatott fluktuáció értéke néha még az 5 mV-ot is elérte. Ez utóbbit a helyi rádióadóknak tulajdonítottam, a dióda ezek jelét is

egyenirányítja. Általában minél nyitottabb körülmények közt használták a szondát, annál nagyobb zajt észleltek. Megjegyzem ugyanakkor, hogy a szonda zaját és reprodukcióját (ugyan azon a helyen ismételt méréseket végezve) igen jónak találták [36].

Összességében a szonda dinamika tartománya bő tízszeres, ami a szabályozott teljesítménnyel kombinálva teljesen kielégítő mérési eredményt ad. Az SAR értékek felbontása kb. 10%, ami szintén megfelel, ahogy a térbeli felbontás is.

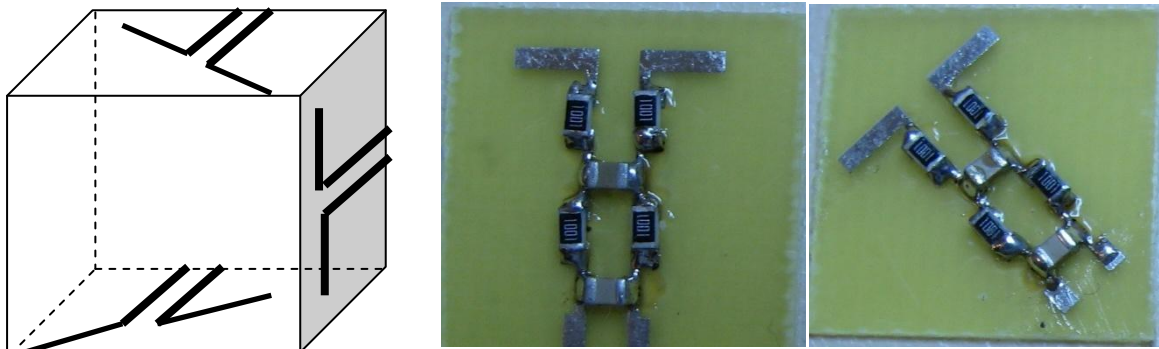
2.4. Szonda zártterű EMC vizsgálatokhoz

Egy másik alkalmazás a térmérés kis térfogatú zárt EMC mérőhelyeken. Számos esetben szükség van fejlesztés során EMC immunitási és emissziós próbára. A nyíltterű, vagy a nagyméretű reflexió-mentesített mérőhelyekhez való hozzáférés drága, előre tervezett módon vehetők igénybe. Ezért szükség van kisméretű mérőhelyekre is, melyek lehetnek gyengén reflexió-mentesített (kb. -10 dB reflexiójú falakkal határolt) kis helységek, vagy inkább csak dobozok, TEM, vagy GTEM cellák. Ezekben a terekben rezonanciák alakulhatnak ki és ezért bizonyos frekvenciákon a tér eltér a várttól. Bonyolítja a helyzetet, hogy a kis méret miatt a rezonancia frekvencia függhet a vizsgált tárgy méretétől, elhelyezkedésétől is. Ezért a közvetlen térmérés jelentősen növeli az ilyen vizsgálatok megbízhatóságát. A munka célja olyan térindikátor kifejlesztése volt, ami

- a mérőkamra kiegészítő tartozéka, a kamrán belül flexibilisen helyezhető el
- csak minimális mértékben befolyásolja a kialakult teret, ezért tetszőleges helyen és pozícióban helyezkedhet el
- a teret a polarizációtól függetlenül izotróp módon érzékeli
- érzékenysége elegendő ahhoz, hogy az EMC immunitás vizsgálatoknál szokásos legkisebb teret a 3V/m-t szignifikánsan detektálja
- károsodás nélkül elvisel nagyobb tereket is, nagyterű mérésnél nem kell eltávolítani a mérőrendszerből

- alkalmazható legyen a 0,1...18 GHz frekvencia tartományban.

Az előző fejezetekben ismertetett szondához képest ennél a 2.4.1. ábra szerinti izotróp mérőfejet alkalmaztunk [37,38,39].



2.4.1. ábra. A három dipólantenna kölcsönösen egymásra merőleges helyzetben való elrendezése és a kétfajta szenzor fényképe a dióda beültetése előtt. A 10 mm fesztávolságú antennákat FR-4 típusú üvegszál erősítésű nyomtatott áramköri lemezekon készítettük el, az alul áteresztő szűrőt pedig csip ellenállásokból és kondenzátorokból állítottuk össze ugyan ezen a 18x18 mm² méretű NYÁKon. A három NYÁK lapka egy NIKECELL kocka oldalaira lett felragasztva.

A diódák egyenirányított jelét 2m hosszú rezisztív tápvezetéseken vezetjük a feldolgozó elektronikához. Ezek a tápvezetések is a már ismertetett tulajdonságúak voltak, a hordozó a 125 µm vastag poliészter fólia volt. Az egyes vezetékpárokat teljesen szétvágtuk, majd egymásra helyeztük és szigetelés után zsugorcsőben rögzítettük. Így az elvezetés nagymértékben flexibilis. A hajlékony vezeték egyik végére értelemszerűen a mérőfejet szereltük, a másik végére pedig egy DS típusú csatlakozót. A felhasználás során ez a csatlakozó a mérőkamra belső oldalán található konnektorba csatlakozik. A konnektor párja vele szemben a kamra külső oldalán található, ahova az erősítőt csatlakoztatjuk. Így módon a térszonda a mérőkamra tartozéka lesz, de bármikor eltávolítható, illetve könnyen visszahelyezhető. A 2.4.2. ábra mutatja az elkészült szondát.

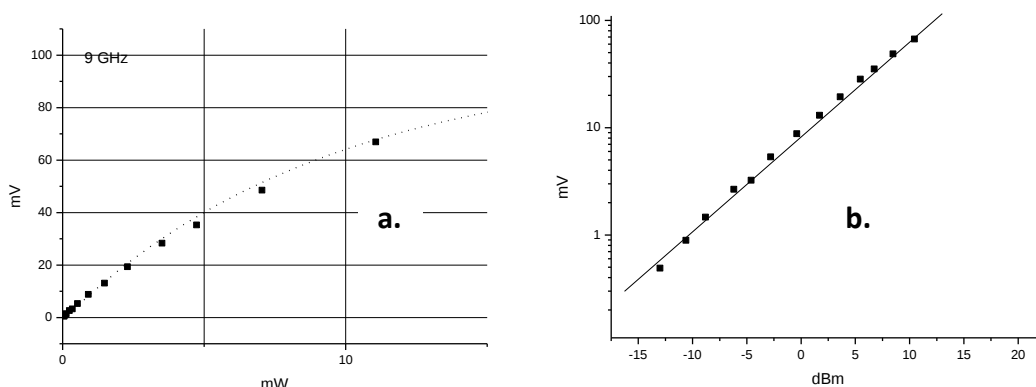


2.4.2. ábra. A kész eszköz fényképe. A térszonda vékony műanyag védőburkolatban helyezkedik el, a képen a hajlékony elvezetés közvetlenül csatlakozik az erősítőhöz.

Ahogy az előző fejezetben már szó volt róla a detektordióda kimenő jele a kisjelű tartományban a nagyfrekvenciás tér négyzetével arányos. Ekkor a három detektor dióda jelének összegzésével vektoriálisan helyesen kapjuk meg a villamos tér effektív értékének négyzetét. Célszerű ebben a tartományban használni a szondát, az immunitás teszteknel a betáplált sugárzó teljesítmény megfelelő szabályzásával kényelmesen elérhető, hogy valamennyi detektor dióda a megkívánt pontosságon belül a négyzetes tartományban működjön. Az így meghatározott tér szükség szerint növelhető, értéke a betáplált teljesítmény négyzetgyökével lesz mindig arányos. A készülékünk alap kiépítése ezt a mérési módot támogatja. A 2.4.3.a. ábrán látható kísérletben egy detektort (dipól antenna beépített diódával) egy antennával állítottuk szembe azonos polarizációban és mértük a dióda egyenirányított kimenő jelét az antennára adott teljesítmény függvényében. Látszik, hogy a dióda érzékenységre nagyobb terek esetén csökken.

dc_365_11

Amennyiben mégis nagyobb tereket kell közvetlenül mérni ekkor a detektor diódák jelét normalizálni kell. A 2.4.3.b. ábrán a szóban forgó mérési eredményeket log-log léptékben ábrázoltuk és jó közelítéssel egyenest kaptunk. Tehát ilyen módon normalizálhatunk. A mért DC feszültség logaritmusához kell hozzárendelni a térerősség logaritmusát, majd ennek alapján számolni a térerősség egyes komponenseinek négyzetét.



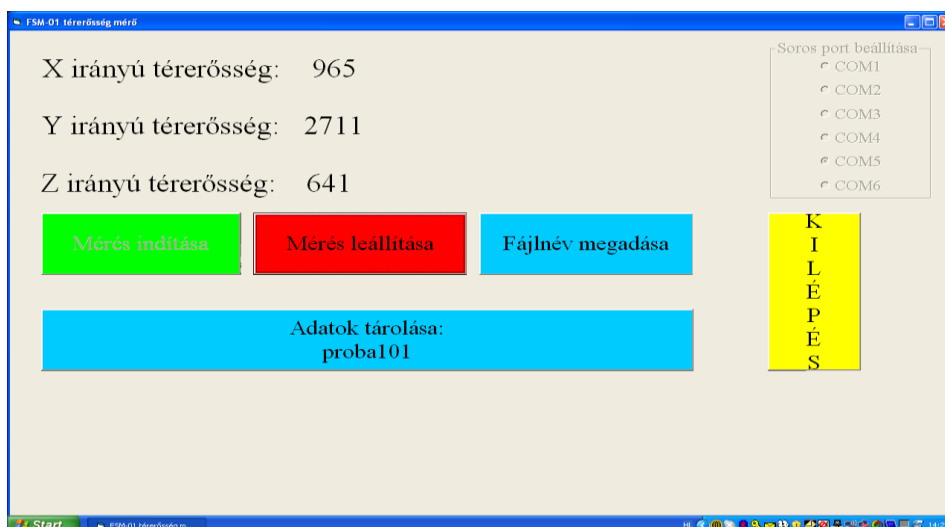
2.4.3. ábra. **a.** A detektor kimenő jele a az antennába táplált teljesítmény függvényében. **b.** A mérési pontok log-log léptékben való ábrázolása.

Az EMC vizsgálatoknál szükséges nagy sávszélesség (100 MHz...18 GHz) itt már szükségessé teszi, hogy a frekvencia szerint változó érzékenységekkel korrigáljuk a méréseket. Ezért ennél a szondánál már az erősítő után digitalizáljuk a jelet és számítógépbe vezetjük. WINDOWS alatt futó célprogramot fejlesztettünk ki, ami a mérési adatokat gyűjti, átlagolja, a begépelte frekvencia szerinti érzékenységet veszi figyelembe, és a nagy tereknél fellépő érzékenység csökkenést korrigálja, a detektor diódán mért feszültség alapján. A mérést a kezelő a grafikus felületen az egérrel mozogva vezérli, klikkelléssel indítja. Csupán a fájlnevet kell begépelni adott szintaxis szerint, úgy, hogy az tartalmazza a frekvenciát is.

A detektált jeleket három független csatornában erősítjük és 12 bit felbontással digitalizáljuk. Az erősítést úgy állítottuk be, hogy 1 bit kimenő jel 6 μV -nak feleljen meg, így a kimenten maximum kiolvasható 4096 bit 24.5 mV-nak felel meg, azaz még elfogadható pontossággal mérünk a kisjelű tartományban. Az erősítő 0 pontját pozitív irányban eltoltuk, kb. 10 bit -nek megfelelő feszültséggel. Ezért a szóba jöhető hőmérséklet okozta drift sem csökkenti a 0 szintet negatív értékre és már 6 μV -nyi detektált jel is mindig észlelhető. (ehhez persze zajszegény környezet kell). A kiolvasás

dc_365_11

személyi számítógép soros portján keresztül történik egy erre a célra írt programmal Windows környezetben. A 2.4.4. ábra mutatja a kiolvasó program képernyőjét. A képernyőn a megfigyelő valós időben folyamatosan látja az egyes detektorok jelének bit megfelelőjét és az egér klikkellésével tudja az adatokat elmenteni egy .dat kiterjesztésű fájlba. E fájl nevének a szintaxisa kötött: xxxx*****n.dat alakú. A négy első karakter a jel frekvenciája GHz-ben, az utána következő karaktersor a mérés azonosítója (a minta leírása), e karaktersor hosszát csak a Windows korlátozza, amennyiben a teljes fájlnev maximum 255 karakter lehet. Az utolsó karakter (n) az azonos körülmények közt végzett mérések sorszáma. Ez automatikusan 1-gyel kezdődik és minden klikkelléskor (adatrögzítéskor) automatikusan eggyel nő. Az egyes adatfájlok három értéket tartalmaznak, az X , Y és Z jelű detektorok kimenő jelének megfelelő bit értékeket. Az adatok további feldolgozása egy Microsoft Excel-ben írt makróval történik. Ez először átlagolja az azonos körülmények közt végzett méréseket, a n értéket természetesen maga olvassa ki. Ezután a nulla szint eltolást vonja ki az átlagértékekből. Az aktuális nulla szintet minden méréssorozat előtt meg kell határozni jelmentes állapotban mérve a készülékkel és a 0 szintek átlagát be kell írni a kiértékelő programba. Ezután a makró kiolvassa a mérés frekvenciáját és az annak megfelelő érzékenységgel szorozza meg a detektorokhoz tartozó bit értékeket. Mind a három detektorhoz külön kalibrációs tábla tartozik. Ezt követi a három jel összegzése és a gyökvonás. Az Excel makró alkalmas a 2.4.3.b. ábra szerinti normalizálással való kiértékelésre is, azaz logaritmálja a bit értékből számított DC jelet és ezen a diagramon kalibrál. Természetesen ebben az esetben az erősítést csökkenteni kell.



2.4.4. ábra. A kezelő szoftver képernyője.

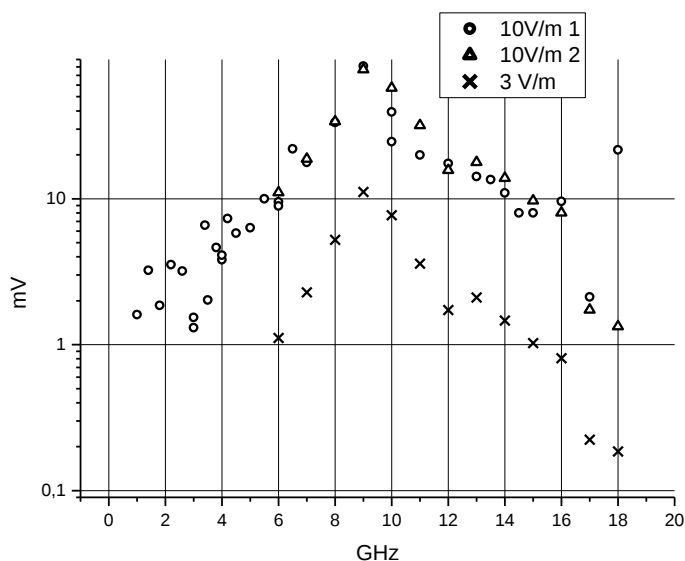
dc_365_11

A detektor érzékenységének mérését, illetve kalibrálását reflexiómentes helységben kalibrált antennák segítségével végeztük. A 2.4.5. ábra mutatja a mérési összeállítást fényképét.



2.4.5. ábra. A detektor érzékenységének kalibrálása reflexiómentes helységben.

Példaként a 2.4.6. ábra mutatja egy detektor kalibrációját 10 V/m és 3 V/m térerősségnél. Látszik, hogy 9 GHz körül az érzékenység rezonanciát mutat. Ez a rezonancia alig hangolható a dipól hosszának változtatásával, vélhetően a dióda(tok) parazitái a meghatározóak. Ennél a mérésnél természetesen a rezonancia környéki értékeket csökkentett sugárzott teljesítménynél vettük fel, úgy hogy a mért kimenő jel 10 mV körül volt. A 10 V/m-hez tartozó DC jel az antenna nyeresége alapján számított és a tényleges betáplált teljesítmény arányával szorzott mért feszültség.



2.4.6. ábra. Egy detektor kimenő jele 10 V/m (2 mérés, kissé különböző elrendezésben és 3V/m térerősségre normálva.

9 GHz frekvencián a detektort 210 V/m nagyságú térbe helyezve kb. 6 percig semmifajta maradandó károsodást nem tapasztaltunk, tehát a detektor helyén maradhat a mérőkamrában akkor is, ha a tér értéke messze meghaladja a mérhető tartományt.

A detektor fej teret befolyásoló hatását úgy ellenőriztük, hogy térmérés során egy másik hasonló szenzor fejet helyeztünk közvetlenül mellé. Nem tapasztaltunk szignifikáns változást.

Az egyes szenzorok irányhatása – a kimenő jelek aránya párhuzamos és merőleges polarizációnál - jobb, mint 1:100.

Megjegyzés: Kihasználva az elvezetés hajlékonyságát el lehetne helyezni fixen beépített szondákat modellekben (fantomban) is. Ezekkel realiztikusabban lehetne megoldani a dolgozók (pl. antenaszerelők) munkahelyi expozíciójának ellenőrzését. Jelenleg erre a célra u.n. személyi monitorokat használnak, melyek az ionizáló sugárzásnak (Röntgen labor, radioaktív anyagokkal végzett munka) kitett munkahelyeken dolgozók személyi doziméterének az analógiájára működnek, a dolgozó a ruhájára, illetve sisakjára erősítve hordhatja. A különbség az, hogy a Röntgen, illetve az α , β és γ sugarak egyenes vonal mentén hatolnak be, illetve át az emberi testen miközben részben abszorbeálódnak benne, addig az elektromágneses terek jelentős mértékben vissza is verődnek a nagy dielektromos állandójú test felszínéről. Ez azt eredményezi, hogy a térben mozgó személy

környezetében, testfelszínén más a tér nagysága és eloszlása, mint a test belsejében. A szóban forgó határértékek viszont az elnyelt teljesítményre vonatkoznak; nyilvánvaló, hogy ezt akár realiztikus, akár kanonikus (pl. gömb, kocka, henger) modellekben végzett mérésekkel jobban lehetne kontrollálni. Sajnos ez a felvetés finanszírozás híján csak tanulmány maradt [40].

2.5. Összefoglalás

A mobilt telefon készülékek használata új biológiai hatást okoz. A használó feje és keze az adó antenna közelterében van. Eltekintve az ezzel kapcsolatos időnként fellángoló lakossági hisztériától, a kérdés szabatos tudományos kezelést, egészségügyi határérték megállapítást és mérési eljárás kidolgozást tesz szükségessé. A szabványos mérés céljára új, rugalmas térmérő szondákat szerkesztettem. Ezek jellemzője a vékony poliészter hordozón vastagréteg technológiával kialakított funkcionális szerkezet. A szerkezetek megvalósítása a BME Elektronikai Technológia Tanszékén Ripka Gábor vezetésével végzett diploma munkák keretében történt, melyek külső konzulense én voltam.

Kidolgoztam a szondák kalibrációját, ennek kapcsán új megoldás a henger alakú tápvonalban végzett izotrópia mérés. Kísérletileg megállapítottam az előállított szondák mérési határait és pontosságát. Ezek megfeleltek a SAR mérésre előírt paramétereknek.

Szélessávú térmérő szondát szerkesztettem az EMC mérőhelyeken való alkalmazás céljára. A készülék kivitelezése konzorciumban történt. Kidolgoztam a kalibrációs eljárást. Ennél a szondánál is megállapítottam a mérési határokat és a pontosságot, ami megfelelt a követelményeknek.

A SAR mérő szondák esetén a mérési pontosság és az izotrópia javítható lenne, ha a kiolvasás szenzorokként történne, és az egyes szenzorok saját kalibrációja szerint értékelnénk ki. A mérési előírások által megkövetelt pontosság viszont e nélkül is teljesült, az egyes szondák jelének analóg összegzése és kalibrálása kielégíti a követelményeket. A bonyolultabb, már számítástechnikai feldolgozást is igénylő módszerre az EMC mérőhelyekhez készített szonda esetén volt szükség az igen széles frekvenciatartományban való működés miatt.

2.6. Irodalom a 2. fejezethez

- [1.] Béla Szentpáli: Human Exposure to Electromagnetic Fields from Mobile Phones, plenáris előadás a TELSIKS '99 konferencián, Proc. of the 4th International Conference on Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Services, pp. 222-231, Nis, Yugoslavia, 13-15 October 1999, IEEE Catalog no.: 99EX365
Az anyag változatlan formában megjelent a FACTA UNIVERSITATIS (NIS) folyóiratban is: Series: Electronics and Energetics, vol. 13. No.:1, pp. 51-72, 2000.
- [2.] A mikrohullámú sütők (és általában a háztartási készülékek) emberi expozíciójának mérési módszereit az MSZ EN 62233:2008 tartalmazza.
- [3.] Id. pl. Fonyó Attila : Az Orvosi Élettan Tankönyve (1999): " A felnőtt emberi szervezet 1 kg-nyi tömegében nyugalomban az anyagcsere folyamatok következtében hő formájában óránként kb. 4 kJoule energia szabadul fel. Intenzív fizikai munka során a hőtermelés a 40 kJoule/kg-os értéket is elérheti"
- [4.] EN 50361:2001 „Basic standard for the measurement of Specific Absorption Rate related to human exposure to electromagnetic fields from mobile phones (300 MHz-3 GHz) ; az ezzel azonos Magyar Szabvány : MSZ EN 50361:2002
- [5.] Thuróczy György: A rádiófrekvenciás sugárzások egészségügyi kérdései, Magyar Tudomány, 2002/8, p.: 1010 , 2002
- [6.] Heilmann Márk : Mobiltelefonok emberi expozíciójának mérése, Szakdolgozat, Budapesti Műszaki Főiskola, Kandó Kálmán Villamosmérnöki Kar, Híradástechnika Intézet, Konzulensek: Dr. Molnár János (főiskola), Dr. Szentpáli Béla (MFA, ipari) 2009
- [7.] R.R. Bowman, E.B. Larsen and D.L. Belsher: Eletromagnetic Field Measuring Device, US Patent 3,750,017, 1973
- [8.] H. Bassen, M. Swicord and J. Abita: A miniature broad-band electric field probe. Annals of the New York Academy of Science, vol. 247. pp. 481-493, 1975.
- [9.] T. Schmid, O. Egger and N. Kuster: Automated E-field scanning system for dosimetric assessments, Trans. On Microwave Theory and Techniques, vol. 44, pp. 105-11, 1996
- [10.] H. Bassen and G.S. Smith: Electric Field Probes – A Review, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-31, pp.710-718, 1983.
- [11.] W. Schwedt, J. Berger, B. Schüppert and K. Peterman: Integrated optical E field sensors with a balanced detection scheme, IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility, 39, pp. 386-389, 1997.
- [12.] H. Whiteside and R.W.P. King: The Loop Antenna as a Probe, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-12, pp.291-297, 1964.
- [13.] B. Szentpáli, V.V. Tuyen and Gy. Thúróczy: Novel E-field Probe for Measurements in Phantoms, Proc of the 10th MICROCOLL, Budapest, pp. 453-456, 1999.
- [14.] Németh Adrián: Nagyfrekvenciás térmérő szonda gyártástechnológiájának kidolgozása, BME ETT Diplomamunka, , Konzulensek: Dr. Ripka Gábor (egyetem), Dr. Szentpáli Béla (MFA, ipari) 1997.
- [15.] Harasztosi Zsolt: Polimer vastagrétegek a mikroelektronikában, BME ETT Diplomamunka, , Konzulensek: Dr. Ripka Gábor (egyetem), Dr. Szentpáli Béla (MFA, ipari) 2001.
- [16.] Molnár Ferenc Balázs: A GSM rendszerű rádiótelefonok élettani hatásának vizsgálatához mérőszonda fejlesztése, , BME ETT Diplomamunka, , Konzulensek: Dr. Ripka Gábor (egyetem), Dr. Szentpáli Béla (MFA, ipari) 2002.

- [17.] R. J. Malik, T.R. Aucoin, R.L. Ross, K. Board, C.E.C. Wood and L.F. Eastman: Electron. Lett. 16. p. 836, 1980.
- [18.] B. Szentpáli, Vo Van Tuyen, G. Constantinidis and M. Lagadas: GaAs planar doped barrier diodes, Materials Science and Engineering, B80, pp. 257-261, 2001.
- [19.] B. Szentpáli, , Zs.J.Horváth, I.Mojzes, H.Asonen, A. Salokatve, M.Pessa: GaAs Triangular Barrier Diodes for Microwave Purposes Proc.of MIOP'89. Sindelfingen, 28 Febr-2 March 1989. P33
- [20.] B.Szentpáli, V.V.Tuyen, M.Németh-Sallay, A.Salokatve, H.Asonen, M.Pessa: The planar doped barrier diodes, Proc. of First International Conf. on Epitaxial Crystal Growth, Budapest, Hungary, 1-7 April,1990.Crystal Properties and Preparation Vol.32-34 Pt.II. pp.718-722., Trans. Tech. Publ. ISSN 0252-1067, 1991
- [21.] V.V.Tuyen, B.Szentpáli: Tunnelling in planar doped barrier diodes: J. Appl. Phys. 68.Nº.6. pp. 2824-2828. 15. Sept. 1990.
- [22.] V. V. Tuyen and B.Szentpáli: Effect of the diffusion of mobile electrons in strongly asymmetric planar doped barrier diodes, Proc. of the 15-th Annual Semiconductor Conference, CAS 1992, pp. 399-402, 6-10 October 1992, Sinaia, Romania
- [23.] B.Szentpáli and V.V. Tuyen: Bulk unipolar diodes, Revue Roumaine des Sciences Techniques , série Électrotechnique et Énergétique, Vol 37, Nº 3, pp.395-410. 1992.
- [24.] R. F. Kazarinov and S. Luryi: L. Appl. Phys. 59. p. 810. 1980.
- [25.] M.J. Kearney, et. al.: Electron. Lett. 26. p. 671, 1990.
- [26.] Ld. pl. A. Ambrózy: Electronic noise, Akadémiai kiadó, Budapest, 1982.
- [27.] V. Gruzinskis, J. Liberis, A. Matulionis, P. Salakas, E. Starikov, P. Shiktorov, B. Szentpáli , V. Van Tuyen and H.L. Hartnagel: Competition of shot noise and hot electron noise in GaAs planar-doped barrier diode, Applied Physics Letters, Vol. 73., No. 17. pp. 2488-2490, 1998.
- [28.] J. Liberis, V. Gruzinskis, A. Matuliois, P. Salakas, R. Saltis, E. Starikov, P. Shiktorov and B. Szentpáli: Hot-Electron Noise in GaAs Planar-Doped Barrier Diode: Experiment and Monte Carlo Simulation, Materials Science Forum, vols.: 297-298, pp. 175-178, 1999.
- [29.] Szentpáli Béla: Beszámoló a GVOP-3.1.1.-2004-05-0354/3.0 projekt keretében 1995 november 30-ig végzett munkákról. (I. Mérföldkő). 1995.
- [30.] D.A. Hill: Waveguide Technique for the Calibration of Miniature Implantable Electric-Field Probes for Use in Microwave-Bioeffect Studies, IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques, vol. 44. pp. 105-113, 1996.
- [31.] K. Meier, M. Buckhard, T. Schmid and N. Kuster: Broadband Calibration of E-field Probes in Lossy Media", IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques, vol. 44. pp. 1954-1962, 1996.
- [32.] B. Szentpáli, Vo Van Tuyen and György Thúróczy: E-Field Probe for Measuring the Exposure Occured by Mobile Phones in Phantoms, Proc of the CAS 97 (20 th International Semiconductor Conference, 7-11 October 1997, Sinaia, Romania), pp.373-376 1997.
- [33.] B. Szentpáli, V.V. Tuyen and Gy. Thúróczy: A Novel E-Field Probe, Proc. of the 21th Annual Meeting of the Bioelectromagnetic Society (BEMS), Long Beach, California, pp.148-150. June 1999.
- [34.] B. Szentpáli and Gy Thúróczy: Circular waveguide for calibration of miniature E-field probes, Proc. of 11th MICROCOLL (September 10-11, 2003, Budapest), pp. 189-192., 2003.

- [35.] Istvánffy Edvin: Tápvonalak, Antennák és Hullámterjedés, Egyetemi Jegyzet, BME Villamosmérnöki Kar, Tankönyvkiadó, Budapest, 1985.
- [36.] Prof. Om P. Gandhi (University of Utah) személyes közlése.
- [37.] Szentpáli Béla: Zárójelentés a GVOP-3.1.1.-2004-05-0354/3.0 projekthez, Beszámoló az M5 munkatervi pontról, 2008.
- [38.] Béla Szentpáli, István Réti¹, Ferenc B. Molnár¹, János Farkasvölgyi², Károly Kazi², Zoltán Mirk², Aurél Sonkoly³ and Zoltán Horváth: E-field probe for closed space EMC measurements, Proc. Of the Mediterranean Microwave Symposium, pp. 89-92. 14-18 May 2007 Budapest
- [39.] Béla Szentpáli, István Réti, Ferenc B. Molnár, János Farkasvölgyi, Károly Kazi, Zoltán Mirk, Aurél Sonkoly and Zoltán Horváth: Isotropic Broadband E-Field Probe, *Active and Passive Electronic Components*, vol. 2008, Article ID 816969, 4 pages, 2008. doi:10.1155/2008/816969
- [40.] Szentpáli Béla: SAR helyszíni meghatározásához szükséges fantom fejlesztésének megvalósíthatósági tanulmánya, készült a Magyar Telekom Nyrt., Fejlesztési Igazgatóság megrendelésére, 2008.
- [41.] Szentpáli Béla: Mikrohullámú térmérő szondák, *Híradástechnika*, LXII no. 11. pp. 35-42, 2007. (Pollák-Virág díjjal kitüntetett cikk.)

3. Miniatúr bolométerek és termisztorok zajhatárolt érzékenysége

3.1. Bevezetés

Széles körben használnak bolométereket az elektromágneses sugárzások teljesítményének mérésére. Fő előnyük a szélessávú detektálás - a sáv szélességet csak a csatoló elektronika, vagy optika korlátozza - valamint a nagy dinamika tartomány. Hátrányuk a viszonylag kisebb érzékenység és lassú működés. A bolométerek érzékelője fém, vagy félvezető ellenállás-hőmérő, ami a hőmérséklet mérésére is alkalmas. A bolométer és a termisztor közt a különbséget a termikus beágyazottság jelenti. A bolométert szigetelni kell a környezetétől azért, hogy a benne abszorbeálódó teljesítmény minél nagyobb hőmérséklet emelkedést okozzon, míg a termisztort éppen ellenkezőleg jó termikus kontaktusba kell hozni azzal a tárggyal, melynek a hőmérsékletét méri. Természetesen ezek az eszközök alkalmasak más fizikai mennyiség mérésére is, amennyiben az a hőmérsékletük változását idézi elő, pl. vákuum, gáz, vagy folyadék áramlása, katalitikus reakció, stb. A termikus ellenállás hőmérsékletének változása az elektromos ellenállás változását okozza:

$$r(T) = r_m(1 + \alpha(T - T_m)) = r_m(1 + \alpha\Delta T) \quad (3.1.1.)$$

, ahol r és r_m az elektromos ellenállás értéke T és T_m hőmérsékleten, α pedig az ellenállás hőfoktényezője. α értéke szobahőmérsékleten tiszta fémek esetén ezrelék nagyságrendű (a platináé 0,39%), az ötvözeteké kisebb. Az optimálisan adalékolt félvezető termisztorok ellenállása exponenciálisan csökken a hőmérséklet emelkedésével. Szűk hőmérséklet tartományban a 3.1.1. egyenlet szerinti közelítésben α lehet akár 3...4 % is. Külön kategóriát képeznek a szupravezető bolométerek, melyeknél az szupravezető – normál vezető átmeneti tartományban $\alpha \approx 5$ is előfordul. Az áramgenerátorral meghajtott szenzor esetén a hőmérséklet változást az ellenállás sarkain mérhető feszültség változásával olvassuk ki:

$$\Delta T = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta r}{r_m} = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta U}{U_0} \quad (3.1.2.)$$

, ahol $U_0 = r_m i$, a T_m hőmérsékleten mérhető feszültség. Jelen dolgozatban ezt a lineáris közelítést használom. További egyszerűsítés, hogy a szenzor izotermikus. Ez természetesen nem teljesülhet tetszőleges pontossággal. Egydimenziós, soros leírás esetén viszont a hőmérséklet ugyan úgy átlagolódik, mint az elektromos ellenállás, és az átlagokra érvényes lesz a fenti leírás. Két-, vagy háromdimenziós hőeloszlás esetén viszont a különböző hőmérsékletű tartományok ellenállása párhuzamosan kapcsolódik, ekkor a kétfajta ellenállás átlaga már nem azonosan képződik, de az eltérés legfeljebb másodrendű.

Tágabb értelemben ide sorolhatóak a termopárok és ezek integrációjával létrehozott termooszlopok (thermopile-ok) is, melyek működéséhez nincs szükség előfeszítésre. Ezekről a következő fejezetben lesz szó.

Az infravörös technikáknál már régen használnak bolométereket, ennek igen bő, részletes irodalma van [ld. pl. 1,2]. Ugyanakkor napjainkban ezen a területen is új távlatok nyíltak azzal, hogy a mikroelektronikai technikákat alkalmazzák ilyen eszközök kialakítására is; ez az u.n. „mikrogépészet” (angolul: micromachining). A ma már triviálisnak számító fotolitográfias technikákkal az elérhető laterális felbontás $1...2\ \mu\text{m}$, a rétegépítési/leválasztási/marási pontosságok pedig tized ekkorák. A jó hőszigetelő SiO_2SiN_x membránok méretei pedig elérhetik a cm^2 -et. Ezt a technológiát jellemzően $3'...4'$ vagy nagyobb Si egykristályon, vagy azzal azonos méretű más hordozón (pl. ömlesztett kvarc, vagy műanyag, stb.) hajtják végre, ami egy menetben sok igen egyforma eszközt eredményez. A kis méretek miatt kicsi az eszközök hőkapacitása és ez gyors működést tesz lehetővé. A felhasználói oldalról is egyre nő az igény a gyors működés iránt, egyrészt a gyors mérés/szabályzás igénye, másrészt a nagyszámú szenzort tartalmazó rendszerek valós idejű figyelése miatt. A gyorsabb működés természetesen csak nagyobb sávszélességű jelfeldolgozással használható ki. A szenzorok érzékenységét és felbontását alapvetően a zaj határozza meg. A zaj eredhet a mérendő fizikai mennyiség fluktuációjából (pl. a „fonon zaj”, vagy a termikus sugárzás fluktuációja) és a szenzor elektronikus zajából is. A zaj okozta bizonytalanság monoton nő a nagyobb sávszélességű jelfeldolgozással. Ezért érdemes újra áttekinteni ezeket a korlátokat.

Az elektronikus zaj laboratóriumi mérése, fizikai tárgyalása általában a frekvencia doménben történik. A gyakorlatban használható paraméterek meghatározása pedig

legtöbbször kísérleti úton valamilyen a felhasználást modellező mérési összeállításban. Ebben a fejezetben a szóba jöhető zajok esetén kapcsolatot keresek, illetve javaslok a frekvencia spektrumok és a zaj ekvivalens jel várható értéke közt. Ez utóbbi természetesen függ a feldolgozó elektronika sávszélességétől. A sebességet és az érzékenységet egyformán fontosnak tartava a zaj ekvivalens jelet olyan sávszélességben számítom ki, ami a hőidőállandó reciprokával egyenlő:

$$\Delta f = \frac{1}{\tau}$$

A 9.3. Függelékben megmutatom, hogy az ilyen sávszélességű feldolgozás ésszerű kompromisszum; 5...15 % pontossággal követi az $\exp(-t/\tau)$ függvényt. Ez a pontosság körülbelül arányosan javul a sávszélesség növelésével, de gyorsan romlik kisebb sávszélesség esetén. Általános esetben lehet a $\Delta f = m/\tau$ összefüggéssel is számolni, ahol m tetszőleges szám [3].

A zaj ekvivalens jel nem a szignifikánsan mérhető jel, hiszen ekkora jel még nem haladja meg a zajszintet. A gyakorlatban alkalmazott paraméterek, melyek a legkisebb érzékenységet írják le, illetve teszik összehasonlíthatóvá a különböző eszközök közt viszont levezethetőek a zaj ekvivalens jel értékéből. Ilyen gyakorlati paraméter pl. a minimálisan detektálható jel, ami kétszerese a zaj ekvivalens jelnek, vagy a tangenciális érzékenység, ami 2,5 szeres. A foto-detektorok és infravörös szenzorok esetén használatban van az „érzékelőképesség” (angolul: detectivity), mely alapesetben a zaj egyenértékű jel reciproka; a jellel való szorzata a jel/zaj viszonyt adja. Ennek a paraméternek a részletesebb leírása a 9.4. Függelékben található.

Az ellenállásokban az elektronikus zajnak három fő forrása van: a termikus zaj, az $1/f$ fluktuáció és a (vegyület)félvezető anyagok esetén olykor fellépő generációs-rekombinációs zaj. A következőkben e három zajkomponenshez tartozó zaj ekvivalens jelet számítom ki olyan sávszélességben, ami a termikus időállandó reciproka. A közeli rokonság okán a tárgyalás része lesz a hőmérőként használt termikus ellenállás (termisztor) és a termopár/termopile szerkezet.

3.2. Fizikai korlátok

3.2.1. A hőmérséklet fluktuációja (fonon zaj)

A hőtanban használt jellemzők, mint pl. a belső energia, a hőmérséklet, nyomás, stb. statisztikus átlagai a testet alkotó atomok (kaotikus) mozgásának. Ezért e mennyiségek fluktuálnak az átlagérték körül. Nyilvánvaló, hogy e relatív fluktuáció annál nagyobb, minél kevesebb atom alkotja a szóban forgó testet. Ez a körülmény a miniatűr termisztorok és bolométerek méretét alulról korlátozza. Az energia fluktuációja egy adott térfogatban [4, 5]:

$$\langle (\langle E \rangle - E)^2 \rangle = \delta E^2 = kT^2 C_v \quad (3.2.1.)$$

, ahol a $\langle \rangle$ zárójel átlagolást, várható értéket jelöl, δE^2 a fenti egyenlettel definiált variancia, k a Boltzmann állandó, T az abszolút hőmérséklet és C_v az állandó térfogaton vett hőkapacitása a szóban forgó térfogatnak. Figyelembe véve, hogy $E = C_v T$, az egyenlet átrendezhető:

$$\frac{\delta T^2}{T^2} = \frac{k}{C_v} \rightarrow \frac{\delta T}{T} = \sqrt{\frac{k}{C_v}} \quad (3.2.2.)$$

, ahol a szórás $\delta T = \sqrt{\delta T^2}$. (Ezt a kicsit pongyola jelölést használom a továbbiakban is.)

Megjegyzem, hogy a hazánkban népszerű „kék fizika” sorozatban [6] ez az összefüggés téves, C_v helyett $2C_v$ szerepel. Jelen dolgozatnak nem célja ennek a kérdésnek a tárgyalása; a nemzetközi irodalommal egyezően a (3.2.2.) összefüggést használom. A gyakorlatban egyébként sincs jelentősége annak, hogy a bizonytalanság $\sqrt{2}$ -ször nagyobb, vagy kisebb, a nagyságrend a fontos. A 3.2.2. összefüggés határozza meg, hogy adott méretű termikus ellenállással milyen pontossággal mérhetünk hőmérsékletet, illetve hőmérséklet változást. Például $1\mu\text{m}^3$ térfogatú platina esetén $\delta T/T = 1,6 \cdot 10^{-6}$, ugyanekkora térfogatú Si esetén pedig $\delta T/T = 2 \cdot 10^{-6}$. A megkívánt mérési pontosságtól függ, hogy ekkora bizonytalanság megengedhető, vagy nem.

A fenti fluktuáció természetesen a környezetével hőt cserélő térfogatra vonatkozik, egyensúlyi körülmények közt. (Ha teljesen izolálva lenne a szóban forgó térfogatunk, akkor természetesen nem változhatna az energiatartalma és a hőmérséklete sem.) A környezethez való csatolást kifejezhetjük egy R hőellenállással. A kis térfogat

dc_365_11

hőmérséklete exponenciális relaxációval tér vissza a kitérésből a környezet hőmérsékletéhez. Ennek a lecsengő exponenciálisnak a jellemző időállandója $\tau = R \cdot C_V$. Az exponenciális függvényt a frekvencia doménbe transzformálva a Lorentz görbét kapjuk [7]:

$$e^{\frac{-t}{\tau}} \rightarrow \frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (3.2.3.)$$

Ezzel a transzformációval a hőmérséklet varianciájának spektrális sűrűsége:

$$\delta(T^2)_f = \frac{4kT^2R}{1 + (2\pi f C_V R)^2} \quad (3.2.4.)$$

Ezt a fluktuációt szokás „fonon zaj”-nak (angol nyelvű irodalomban: phonon noise) nevezni, mert úgy is lehet értelmezni, hogy a termikus csatolást biztosító R hőellenálláson áramló fononok (hővezetés) zaja.

Ha a hőkapacitás és hőellenállás nem tekinthető koncentrált paraméternek, hanem egy L hosszúságú vonal mentén elosztott mennyiségeknek, továbbá figyelembe vesszük az ugyancsak elosztott hővezetést a környezet felé, akkor [8]:

$$\delta(T^2)_f = \frac{16kT^2R'}{\pi L(R'G' + \frac{\pi^2}{4L^2})} \frac{1}{1 + (\frac{2\pi f R' C'}{R'G' + \frac{\pi^2}{4L^2}})^2} \quad (3.2.5.)$$

, ahol R' , C' és G' a hosszegységre eső hőkapacitás, a hőellenállás és az izoterm környezet felé való hővezetés. L a vonal hossza.

3.2.2. A hőmérsékleti sugárzás fluktuációja

A hőmérsékleti sugárzás spektrális eloszlását a Planck-féle sugárzási törvény írja le, ennek integrálja a Stefan-Boltzmann törvény:

$$P = \epsilon \sigma T^4 \quad (3.2.6.)$$

, ahol P , ϵ , σ és T rendre az egységnyi felületről a teljes féltérbe kisugárzott teljesítmény, az emisszivitás, a Stefan-Boltzmann állandó és az abszolút hőmérséklet. Az emisszivitás egy dimenziótlan szám, mely a sugárzó test „szürkeségét” fejezi ki, természetesen a test teljes emissziós spektruma tökéletesebb leírást ad. $\epsilon=1$ az abszolút fekete test, egyszerű ökölszabály szerint dielektrikumok esetén $\epsilon \approx 0,8$, fémeknél $\epsilon \approx 0,2$, félvezetők

emisszivitása pedig a két érték között. A Stefan-Boltzmann állandó értéke $\sigma = 5,672 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{K}^4)$. (Tehát pl. szobahőmérsékleten 1 m^2 felfelület kb. $0,8 \cdot \sigma \cdot (300)^4 = 367 \text{ W}$ teljesítményt sugároz ki és termikus egyensúly esetén ugyan ennyit is nyel el.) A sugárzási teljesítmény számos egymástól független esemény összege, ahol az egyes események – foton kibocsátások – időegységre jutó száma, és az egyes kibocsátások energiája is független valószínűségi esemény, melynek eloszlását a Bose-Einstein statisztika írja le. Ennek alapján a teljesítmény szórásának spektrális sűrűsége [1, 2]:

$$\delta P^2 = \varepsilon 8k\sigma T^5 \left[\frac{W^2}{\text{m}^2 \text{Hz}} \right] \quad (3.2.7.)$$

A környezetével termikus egyensúlyban lévő test esetén a fluktuáció ennek kétszerese, mert mind az emisszióra, mind az abszorpcióra alkalmazni kell. A hőmérsékleti sugárzást mérő bolométer esetén a helyzet még bonyolultabb. Ekkor minimum három különböző hőmérsékletű objektumról van szó: a mérendő testről, melynek a hőmérsékletét megfigyeljük, a bolométerről és a környezetről. Ebben a legegyszerűbb esetben:

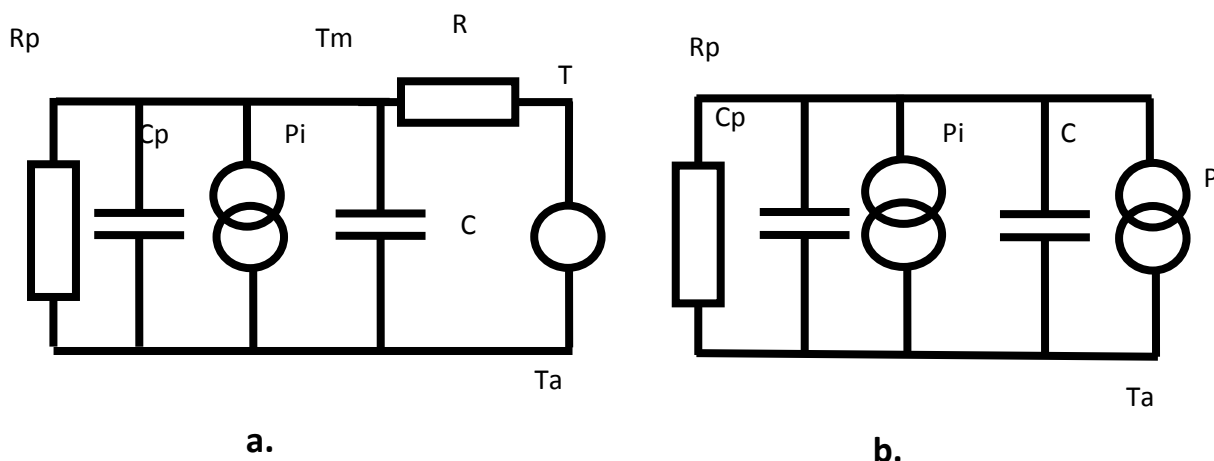
$$\delta(P^2)_{fo} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 8F_{1 \rightarrow 2} A_1 \sigma T_1^5 + \varepsilon_3 \varepsilon_2 8F_{3 \rightarrow 2} A_3 \sigma T_3^5 + \varepsilon_2 8A_2 \sigma T_2^5 \quad (3.2.8.)$$

, ahol az 1,2 és 3 indexek jelölik rendre a megfigyelt testet, a szenzort és a környezetet. Az $F_{i \rightarrow j}$ az u.n. láthatósági faktor („view factor” az angol nyelvű szakirodalomban), azaz az i-vel jelölt testet elhagyó sugárzásnak az a része, mely a j-vel jelölt testet éri [9]. A láthatósági faktor dimenziótlan szám. $F_{i \rightarrow j} \leq 1$, értéke akkor lenne 1, ha a j test teljesen körül venné az i testet. A gyakorlatban azzal növelik a mérés érzékenységét, hogy a szenzor főleg a megfigyelt testet „látja”, azaz $F_{1 \rightarrow 2}$ a jóval nagyobb a többnél. Ez a körülmény korlátozza a zaj csökkentésének lehetőségét a szenzor, vagy a környezet hűtésével. Az infravörös detektorok fejlesztése/gyártása során mindig jelenlévő ambíció a detektor zajának olyan alacsony szintre csökkentése, hogy a sugárzás fluktuációját érzékelni lehessen.

3.3. Termikus modellek

A 3.3.1. ábra mutatja a termisztor és a bolométer koncentrált paraméterű hőtechnikai helyettesítő képét. A termisztor esetén az ellenállás-hőmérő az R hőellenálláson keresztül kapcsolódik egy hőtárhoz, melynek a hőkapacitása sokkal nagyobb, mint a szenzoré. Ezt a tulajdonságot a T-Ta hőmérsékletet generáló „hőmérsékletforrás” modellezi. A

szenzor hőkapacitása C . R_p és C_p az elvezetések hőellenállása és hőkapacitása. Az elvezetések a T_a környezeti hőmérsékleten lévő feldolgozó elektronikához kapcsolják a termisztort. A $P_i = i^2 \cdot r_m$ „hőáram-generátor” az ellenállás értékét kiolvasó i mérőáram keltette Joule hőt írja le.



3.3.1 ábra. Termikus helyettesítő képek: **a.** termisztor, **b.** bolométer

T_m az izotermikusnak tekintett ellenállás-hőmérő hőmérséklete. Hőmérő alkalmazásnál az érzékelendő mennyiség a T hőmérséklet [10], ennek abszolút pontossága a fontos. Számos esetben viszont az R hőellenállás értéke jellemzi a mérendő fizikai mennyiséget, pl. a miniatűr Piranni-féle vákuummérőknél [11, 12], amikor a fűtött szenzor hűlése a vákuum javulásával egyre csökken. Egy másik megoldás szerint [13] a szenzorral egy különálló fűtőtest hőmérsékletét érzékeljük, ekkor is R jellemzi a vákuum értékét, de ez az elrendezés alkalmas gázok, vagy folyadékok áramlási sebességének a mérésére is [14, 15, 16]. De akár a szívverés üteme is érzékelhető hőmérsékletméréssel [17]. Ezekben az esetekben viszont a T hőmérséklet abszolút értéke kevésbé fontos, a mérés pontosságát T_m meghatározásának a felbontása határozza meg. Stacionárius körülmények közt a 3.3.1.a. ábrán szerinti termikus ellenállás hőmérséklete:

$$T_m = T - R \frac{T - T_a}{R + R_p} + R \frac{R_p}{R_p + R} P_i \quad (3.3.1.)$$

,vagy

$$T - T_m = \frac{R}{R+R_p} (T - T_a - R_p P_i) \quad (3.3.2.)$$

Ha T ugrásszerűen megváltozik $\Delta T \ll T$ értékkel, akkor az új egyensúly exponenciálisan áll be:

$$T_m + \Delta T_m = T_m + (\Delta T - R \frac{\Delta T}{R+R_p}) (1 - \exp(-\frac{t}{\tau_T})) \quad (3.3.3.)$$

,ahol

$$\tau_T = \frac{RR_p(C + C_p)}{R + R_p} = \frac{RR_p C^*}{R + R_p} \quad (3.3.4.)$$

Egy ideális hőmérő esetén $R=0$, és ezért $T_m=T$, $\tau_T=0$. Továbbá ebben az ideális esetben a P_i Joule hő nem befolyásolná T_m -t, hiszen végtelen hőkapacitású hőtartály hőmérséklete nem változik meg a véges P_i teljesítménytől, ezért a kiolvasó áram értéke sem korlátozott. Természetesen ilyen ideális hőmérő nem létezhet, de az igaz, hogy pontos hőmérséklet mérésről csak akkor lehet szó, ha $R \ll R_p$. (2) és (3) alapján belátható, hogy R_p hatása úgy is csökkenthető, ha $T_a - T$ kicsi. Ezt el lehet érni, ha az elvezetéseket T -hez közeli hőmérsékleten termalizáljuk [18]. Ebben az esetben:

$$\tau_T \approx RC^* \quad (3.3.5.)$$

Minél kisebb τ_T annál pontosabban tudjuk követni T aktuális értékét.

A másik vizsgált konfiguráció a bolométer, ennek termikus helyettesítő képe a 3.3.1.b. ábra. Ekkor T_m a termikus ellenállás által abszorbeált teljesítményre jellemző. Ilyenek például a katalitikus gázérzékelők [19, 20, 21], a sugárzás detektorok [22], stb.

Stacionárius esetben:

$$T_m = T_a + R_p(P + P_i) \quad (3.3.6.)$$

Ha P ugrásszerűen megváltozik ΔP értékkel, akkor az okozott hőmérséklet változás:

$$\Delta T_m(t) = R_p \Delta P (1 - \exp(-\frac{t}{\tau_P})) \quad (3.3.7.)$$

,ahol

$$\tau_P = R_p C^* \quad (3.3.8.)$$

Egy másik lehetséges kérdés a szenzor válasza egy rövid energia impulzusra, melynek időtartama kisebb, mint τ_p . Ekkor közelítőleg:

$$\Delta T_m = \frac{\Delta E}{C^*} \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (3.3.9.)$$

, ahol ΔE az impulzus teljes energiája.

Ahogy már volt róla szó R_p és C_p az elvezetések, tartóelemet, kitámasztók, stb. ekvivalens eredő hőkapacitását és hőellenállását jelentik. A bolométer esetben is nagy R_p (jó hőszigetelés) a kívánatos az érzékenység növelése céljából, ugyanakkor C_p -t kis értéken kell tartani, hogy csökkentsük a válaszidőt növeljük az érzékenységet a rövid energia impulzusok detektálásánál.

R_p és C_p értéke kiszámítható a konstrukció anyagok és geometriák alapján [18]. Természetesen a számításoknak a hőáramokon és a hő felhalmozódásokon kell alapulnia. Pl. egy egyenletes keresztmetszetű vezeték, mely mentén a hőmérséklet lineárisan változik hőkapacitása a geometriai adatokból számítottak csak a fele. Túl ezeken az a priori módszereken R_p és C_p értéke kísérletileg is meghatározható. Pl. R (3.3.1.) alapján számítható, ha valamilyen független mérésből T és T_A ismert. Elvben R meghatározható egy olyan méréssorozat határértékeként is amikor egyenletes lépésközlőként növeljük a hőszigetelést. Általában a τ értékek közvetlenül mérhetők az ugrásszerű hőmérsékletváltozást követő relaxáció alapján; hőmérséklet ugrást mérő áram növelésével kényelmesen előidézhetjük. A miniatűr kerámia tokozású platina ellenállás-hőmérők esetén az ugrásszerű hőmérséklet-változás előidézhető úgy is, hogy a hőmérőt áramló forró vízbe mártják [23].

3.4. A termikus zaj

A termikus zaj, vagy másként Johnson, illetve Nyquist zaj eredete a mozgékony töltéshordozók termikus mozgása. Ez a zaj a szóba jöhető frekvencia tartományban "fehér zaj", azaz az egységnyi sáv szélességre eső zajteljesítmény állandó, nem függ a frekvenciától. A levágási frekvencia a terahertz tartományban van [24]. A mérési módszertől függően áram, vagy feszültség fluktuációt, esetleg mindkettőt okoz, itt most a

feszültségmérés esetét tárgyalom, az árammérés esete hasonlóan tárgyalható. A feszültség szórásának négyzete az ellenállás-hőmérő sarkain:

$$\langle (\langle U \rangle - U)^2 \rangle = \delta U^2 = 4kT_m r_m \Delta f$$

, ahol k a Boltzmann állandó. A szórás, az úgynevezett "termikus feszültség":

$$\delta U_{th} = \sqrt{4kT_m r_m \Delta f} \quad (3.4.2.)$$

Ez a feszültség fluktuáció az előfeszítéstől függetlenül jelen van az ellenállás kapcsain.

(3.1.2.) alapján a zaj ekvivalens hőmérséklet :

$$\delta T_{th} = \frac{1}{\alpha} \frac{\delta U_T}{U_0} = \frac{1}{\alpha} \frac{\delta U_T}{i r_m} \quad (3.4.3.)$$

Tehát a kiolvasó áram növelésével nő a pontosság. Az áramnak a Joule hő okozta melegedés szab határt. Stacionárius esetben a kiolvasó áram okozta hőmérséklet emelkedés:

$$dT = i^2 r_m \frac{RR_p}{R+R_p} \quad (3.4.4.)$$

A termisztor alkalmazás esetén ésszerű követelmény, hogy dT legyen kicsi a mért hőmérséklethez képest:

$$dT \leq p T_m \quad (3.4.5.)$$

, ahol $p \ll 1$, a mérés pontosságát, esetleg a figyelembe veendő korrekció nagyságát fejezi ki. (3.4.5.) és (3.4.4.) alapján meghatározhatjuk i maximális értékét, és ekkor:

$$U_0 = \sqrt{\frac{p r_m (R + R_p) T_m}{R R_p}} \quad (3.4.6.)$$

Ehhez a feszültséghez kell viszonyítani a (3.4.2.) szerinti termikus feszültség fluktuációt, hogy megkapjuk a zaj egyenértékű hőmérsékletet:

$$\delta T_{th} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{4kT_m r_m \Delta f R R_p}{p r_m (R + R_p) T_m}} \quad (3.4.7.)$$

A sávszélességet a (3.3.4.) időállandó reciprokával egyenlővé téve:

$$\delta T_{th} = \frac{2}{\alpha} \sqrt{\frac{k}{pC^*}} \quad (3.4.8.)$$

Érdemes észrevenni, hogy ebben az esetben a zaj egyenértékű hőmérséklet nem függ r_m , R és R_p értékeitől, a α anyagi állandón kívül csak a Boltzmann állandó és a p -vel szorzott hőkapacitás viszonya határozza meg.

Bolométer elrendezés esetén:

$$\delta P_{th} = \frac{\sqrt{4kT_m r_m \Delta f}}{\alpha R_p i r_m} \quad (3.4.9.)$$

A (3.3.8.) szerinti sávszélességgel pedig:

$$\delta P_{th} = \frac{2}{\alpha R_p i} \sqrt{\frac{kT_m}{R_p r_m C^*}} \quad (3.4.9.)$$

Bolométer alkalmazás esetén a kiolvasó áram megválasztását más szempontok is befolyásolják. A szenzor hőmérséklete sokszor erősen különbözik a környezetétől, pl. a hűtött sugárzás detektoroknál az alacsony hőmérséklet fenntartása a fontos, míg a katalitikus gáزدetektorok esetén a kiolvasó áram fűti az 500 °C körüli működési hőmérsékletre a szenzort [21].

Hasonló módon a rövid energia impulzusra vonatkozó termikus zaj okozta bizonytalanság:

$$\delta E_{th} = \frac{2}{\alpha i} \sqrt{\frac{kT_m C^*}{r_m R_p}} \quad (3.4.10.)$$

3.5. Az 1/f zaj

Az 1/f, vagy flicker zaj minden ellenálláson megfigyelhető. Eredete az ellenállás fluktuációja, konkrétan a mozgékonyág fluktuációja. A jelenleg leginkább elfogadott elmélet szerint a fononok eloszlása mutat ilyen jellegű fluktuációt és a mozgékony töltéshordozóknak a fononokon való szóródása okozza a mozgékonyág hasonló fluktuációját [25]. Mivel magának az ellenállásnak a zajáról van szó hatását nem lehet csökkenteni az előfeszítés növelésével. Az 1/f zaj spektruma:

$$\frac{\delta(r^2)_{1/f}}{r^2} = \frac{C_{1/f}}{f} \quad (3.5.1.)$$

A $C_{1/f}$ dimenzió nélküli szám a zaj amplitúdója, $\delta r_{1/f}^2$ pedig az ellenállás varianciájának spektrális sűrűsége. A (3.5.1.) szerinti összefüggés alapján összehasonlíthatóak, illetve megjósolhatók az ellenálláson megjelenő $1/f$ zajnak a nagysága különböző frekvenciatartományokban, illetve előfeszítéseknél. Fém és félvezető anyagú ellenállások esetén az u.n. Hooge-reláció [26] is teljesül:

$$C_{1/f} = \frac{\alpha_H}{N} \quad (3.5.2.)$$

, ahol α_H az u.n. Hooge-állandó és N az ellenállásban lévő mozgékony töltéshordozók száma. α_H nem univerzális természeti állandó, ahogy azt kezdetben gondolták, amikor Hooge felfedezte ezt az empirikus összefüggést. 0.1 és 10^{-8} közötti α_H értékeket publikáltak különböző anyagokon végzett mérések alapján [24], a legnagyobb értékeket erősen inhomogén, rendezetlen anyagokon tapasztalták. Ahogy a (3.5.1.) összefüggés egységesen tudja kezelni egyforma ellenállások különböző körülmények közt megfigyelt zaját, a (3.5.2.) összefüggés további általánosításra ad lehetőséget. Azonos anyagból készült különböző mennyiségű töltéshordozót tartalmazó, azaz más-más térfogatú ellenállások zaját lehet egységesen kezelni. Egyúttal az is világos, hogy a nagyobb térfogatú ellenállások $1/f$ zaja kisebb. Ez a tapasztalat az elektronikai gyakorlatban is jelen van: a kiszájú áramkörökbe általában jóval nagyobb teljesítményű ellenállásokat építenek be, mint amit az ott képződő Joule hő indokol. Meg kell itt jegyezni, hogy a MOS tranzistorok csatornájában tapasztalható $1/f$ zaj eredete nem okvetlenül a töltéshordozók szóródásának fluktuációja, hanem lehet a töltéshordozó számának a változása is, nevezetesen az oxid rétegben lévő csapdák betöltődése és kiürülése változtatja a tértöltési tartomány szélességét [27]. Jelen dolgozatban ezzel az effektussal nem foglalkozunk, csak a Hooge típusú ellenállás zaj hatását vizsgáljuk

Az $1/f$ típusú zajjal kapcsolatban a közismert probléma a (3.5.1.) szerinti spektrális sűrűségnek a divergenciája $f \rightarrow 0$ esetén. Az ellenállás teljes varianciája, a spektrum integrálja logaritmussfüggvény, ez is divergál mind $f \rightarrow 0$, mind a nagy frekvenciák esetén. Jelenleg az elméleti fizikusok többsége meg van győződve arról, hogy valahol az alacsony frekvenciák tartományában a zaj spektrum a telítés felé tendál, és a magas frekvenciák tartományában pedig a csökkenés $1/f$ -nél gyorsabbra vált. Kísérletileg még a spektrumnak egyik oldalán sem sikerült megfigyelni ilyen jellegű elhajlást, sőt az általános kísérleti

tapasztalat az, hogy minél szélesebb frekvencia tartományban vizsgálják a zajt annál jobban írja le a (3.5.1.) egyenlet a spektrumot. (A mért spektrumoknál a frekvencia kitevője egyre pontosabban közelíti meg a -1 értéket.)

A divergencia $f \rightarrow 0$ esetén nem teszi lehetővé az fluktuáció hatásának a termikus zaj esetén alkalmazott integrálással való kiszámítását. Ugyanakkor nyilvánvaló az igény ennél a zaj fajtánál is arra, hogy a $C_{1/f}$, illetve α_H alapján a gyakorlati elrendezés zajhatárolt érzékenységét meghatározzuk. Felismerve, hogy ez a divergencia meglehetősen gyenge, tettem egy javaslatot [3] a probléma megkerülésére. A (3.5.1.) alapján az ellenállás varianciája az f_1 és f_2 határfrekvenciák közti sávban:

$$\delta r^2 = r^2 C_{1/f} \int_{f_1}^{f_2} \frac{df}{f} = r^2 C_{1/f} \ln \left(\frac{f_2}{f_1} \right) \quad (3.5.3.)$$

A fizikai szemlélet kedvéért f_2 értékét vehetjük $1/\tau$ -nak, a jelfeldolgozás sávjának célszerűen választott felső határának; f_1 pedig lehet pl. a megfigyelési idő reciproka, $f_2/f_1=B$ a relatív sáv szélesség. Ezzel a jelöléssel az ellenállás relatív fluktuációja:

$$\frac{\delta r}{r} = \sqrt{C_{1/f} \ln B} \quad (3.5.4.)$$

A logaritmus és a négyzetgyökképzés miatt ez a relatív fluktuáció igen gyengén függ B-től. Pl., $B=10^3$, 10^6 és 10^9 esetén a $\sqrt{C_{1/f}}$ szorzója rendre 2,6, 3,7 és 4,5. Legtöbb esetben $\sqrt{C_{1/f}}$ sem ismert olyan pontossággal, hogy e szorzótényezők közti különbség fontos legyen. Így viszont az $1/f$ fluktuáció esetén is zajspektrum alapján ésszerű pontossággal számolható az olyan empirikus paraméter, mint a zaj ekvivalens jel.

Érdemes megjegyezni, hogy ezen a módon az $1/f$ zaj hatása teljesen független a frekvencia abszolút értékétől, a fenti fizikai szemlélet is csupán didaktikai jelentőségű. a zaj fix járulékot ad. Mint a numerikus példánál látni fogjuk, ez a járulék a gyakorlati esetekben kisebb, mint a megfelelő sáv szélességben jelen lévő termikus zaj. Az $1/f$ zaj a gyorsműködésű, szélessávú jelfeldolgozás esetén elhanyagolható a termikus zajhoz képest, csak szűk sávú jelfeldolgozásnál - alacsony frekvenciákon - jön szóba, amikor a termikus zaj hatása kisebb lesz.

Behelyettesítve (3.5.4.)-et és (3.5.2.)-t (3.1.2.)-be, megkapjuk az $1/f$ zajjal egyenértékű hőmérséklet bizonytalanságot a termisztor elrendezés esetén

$$\delta T_{1/f} = \frac{3,7\sqrt{\alpha_H}}{\alpha n V} \quad (3.5.5.)$$

, ahol n a szabad elektron koncentráció, V pedig a szenzor térfogata. Itt és a továbbiakban a numerikus faktort 3,7-nek vesszük, azaz $B=10^6$ feltételezéssel élünk.

Bolométer konfiguráció esetén:

$$\delta P_{1/f} = \frac{\delta T_{1/f}}{R_p} = \frac{1}{R_p} \frac{3,7\sqrt{\alpha_H}}{\alpha n V} \quad (3.5.6.)$$

Míg a rövid energiaimpulzusra vonatkozóan:

$$\delta E_{1/f} = \delta T_{1/f} C^* = C^* \frac{3,7\sqrt{\alpha_H}}{\alpha n V} \quad (3.5.7.)$$

3.6. Generációs-rekombinációs zaj

Félvezető anyagokban a töltéshordozók száma fluktuálhat a csapdába való befogás, illetve onnan való emisszió miatt. Ez a folyamat az ellenállás fluktuációjához vezet. Ez a fajta zaj nem lép fel fémekben, sőt, mint alább szó lesz róla eszközminőségű szilíciumban sem észlelhető, kivéve, ha szándékosan adalékolják a gyorsabb működés miatt pl. arannyal. A vegyület-félvezetőkben viszont előfordul ez a zajforrás, itt a teljesség kedvéért szerepel.

A csapda állapoton keresztül történő töltéshordozó generáció-rekombináció termikusan aktivált véletlen folyamat, melynek során az egyensúlytól való eltérések τ_{g-r} időállandójú exponenciális relaxációval csökkennek. Ennek a folyamatnak a zajspektruma Lorentz-görbe [28]:

$$\frac{\delta r_f^2}{r^2} = \frac{M \tau_{g-r}}{1 + (2\pi \tau_{g-r} f)^2} \quad (3.6.1.)$$

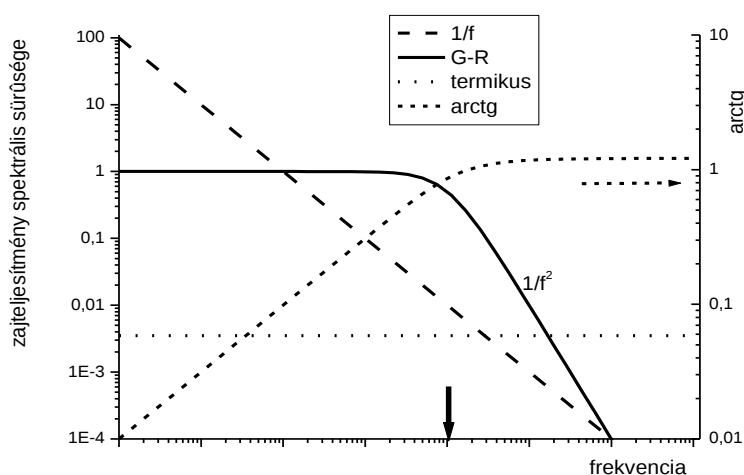
, ahol τ_{g-r} az említett karakterisztikus relaxációs idő, a dimenziótan M szám pedig ennek a zajnak az amplitúdója, ami a csapdák koncentrációjával arányos. Abban az esetben, ha több csapda nível szimultán hatását kell figyelembe venni, akkor az eredő spektrum lehet különböző M és τ_{g-r} paraméterekkel jellemzett Lorentz görbék összege, de bizonyos esetekben lehet egy eredő Lorentz görbe is, kevert paraméterekkel [29, 30]. Itt csak az

dc_365_11

egy Lorentz görbével jellemezhető zajspektrum hatását tárgyaljuk. A töltéshordozó szám (3.6.1.) szerinti fluktuációja véges sáv szélességben az ellenállás alábbi varianciáját okozza:

$$\frac{\delta r^2}{r^2} = \int_0^f \frac{M \tau_{g-r}}{1 + (2\pi \tau_{g-r} f)^2} df = \frac{M}{2\pi} \arctg(2\pi \tau_{g-r} f) \quad (3.6.2.)$$

A 3.6.1. ábra mutatja a zajspektrumot a két korábban tárgyalt zajkomponens spektrumával együtt. Az ábrán a (3.6.2.) szerinti arctg függvényt is ábrázoltuk. Látható, hogy az integrált variancia $f < 1/2\pi \tau_{g-r}$ esetén lineáris függvénnyel közelíthető, míg magas frekvenciákon a $\pi/2$ telítési értékhez tart. A zaj-egyenértékű fluktuációkat a két esetre külön számolom ki.



3.6.1. ábra. A termikus ellenállásokban fellépő három zajkomponens, valamint a generációs-rekombinációs zaj frekvenciaspektrumának integrálja.

Alacsony frekvenciákon az ellenállás relatív fluktuációja:

$$\frac{\delta r}{r} = \sqrt{M \frac{\tau_{g-r}}{\tau_i}} \quad (3.6.2.)$$

, ahol τ_i a vonatkozó termikus relaxációs idő. Az ehhez tartozó bizonytalanság a termisztor konfiguráció esetén:

$$\delta T_{g-r} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{M \tau_{g-r} \frac{R+R_p}{R R_p C^*}} \cong \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{M \tau_{g-r}}{R C^*}} \quad (3.6.2.)$$

bolométer konfigurációban:

$$\delta P_{g-r} = \frac{1}{\alpha R_p} \sqrt{\frac{M \tau_{g-r}}{R_p C^*}} \quad (3.6.2.)$$

és rövid a energia impulzusokra vonatkozóan:

$$\delta E_{g-r} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{M \tau_{g-r} C^*}{R_p}} \quad (3.6.3.)$$

$f > 1/2\pi\tau_{g-r}$ frekvenciákon a g-r zaj okozta variancia telítődik. Hatása ebben a tartományban már állandó és frekvencia független. Hasonló módon lehet tárgyalni, mint az $1/f$ zaj frekvencia független járulékát. A δ mennyiségeket megkapjuk, ha a (3.5.5.), (3.5.6.) és (3.5.7.) egyenletekben a $3.7\sqrt{C_{1/f}}$ numerikus faktort kicseréljük $\sqrt{M}/2$ -re. Így:

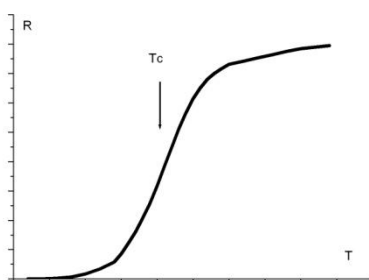
$$\delta T_{g-r} = \frac{\sqrt{M}}{2\alpha} \quad (3.6.4.)$$

$$\delta P_{g-r} = \frac{\sqrt{M}}{2R_p\alpha} \quad (3.6.5.)$$

$$\delta E_{g-r} = C^* \frac{\sqrt{M}}{2\alpha} \quad (3.6.6.)$$

3.7. Szupravezető bolométerek

Ezek az eszközök hűtést igényelnek, ezért elsősorban laboratóriumi használatra készülnek. Itt a teljesség kedvéért írok róluk röviden. A szupravezetők ellenállása igen élesen változik az átmeneti tartományban ezt mutatja a 3.7.1. ábra.

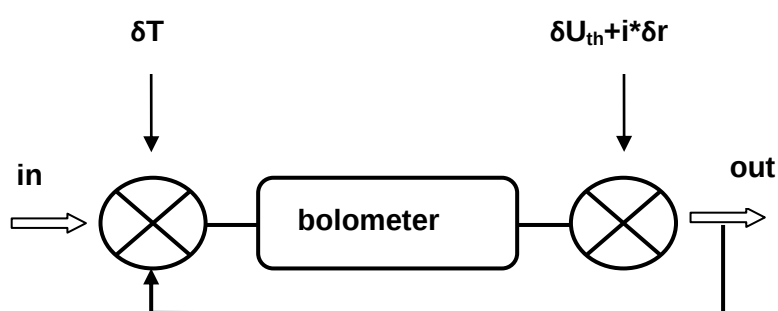


3.7.1. Szupravezető ellenállásának változása az átmeneti tartományban.

A szupravezető fémek kritikus hőmérséklete (T_c) általában 1 K és 20 K között található (például a higanynak 4,2 K – először ennél a fémnél vették észre a jelenséget). A csúcsot 2001 óta a magnézium-diborit (MgB_2) tartja 39 K-nel. Létezik egy másik csoportja is az anyagoknak, az u.n. magas-hőmérsékletű szupravezetők, melyeknél T_c 80 K és 130 K közé

esik, a cseppfolyós nitrogén forráspontja (77 K) fölé. Ezek általában 4-6 komponensből álló ötvözetek, jellemzően tetragonális rendben kristályosodnak.

A kritikus hőmérsékletet csökkenti a mágneses tér, így saját áramának mágneses tere is. Ez korlátozza a szupravezetőn ellenállás nélkül folyó áram értékét. A hagyományos szupravezetők átmeneti tartománya csak néhány század, vagy tized K. A magas hőmérsékletű szupravezetők esetén viszont az átmeneti tartomány néhány K, ráadásul a hűtésük sem túl bonyolult, cseppfolyós nitrogén szinte minden laboratóriumban van, de zárt ciklusú krio-hűtőt is könnyen lehet találni erre tartományra. Az α értéke az átmeneti tartományban igen nagy, akár 5 is lehet. Az igen nagy α érték miatt ezeknél a bolométereknél fellép az u.n. elektrotermikus visszacsatolás jelensége, a jelenség blokkvázlatát a 3.7.2. ábra mutatja [31].



3.7.2. ábra. Az elektrotermikus visszacsatolás vázlata.

A bemeneti oldalon a beeső sugárzás felmelegíti az ellenállást, ezért ellenállása nő és így állandó kiolvasó áram esetén a Joule hő is nő és tovább melegíti a szenzort. Az ábrán mutatott visszacsatoló hurok mutatja ezt a hatást, a kimenet részben visszacsatolódik a bemenetre. A hurok erősítés [31]:

$$L = \frac{P \alpha R_p}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_e)^2}} = \frac{L_0}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_e)^2}} \quad (3.7.1.)$$

, ahol P az abszorbeált sugárzási teljesítmény és $\tau_e = \tau_p / (1 - L_0)$. A teljesítmény-érzékenység (angolul „responsivity”) pedig :

$$RES = \frac{1}{i} \frac{L_0}{1 - L_0} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_e)^2}} \quad \left[\frac{V}{W} \right] \quad (3.7.2.)$$

A pozitív visszacsatolás miatt stabil működés csak $L_0 < 1$ esetén várható. Az irodalom $L_0 \sim 0,3$ értéket javasol, mint optimumot [31]. Ha a bolométert állandó feszültséggel hajtjuk meg,

dc_365_11

akkor L és RES negatív lesz, ebben az esetben a stabil működéshez $L_0 > -1$ feltétel teljesülése kell.

A nagy érzékenység miatt a fellépő zajok teljesítményét is figyelembe kell venni.

A hőmérséklet (3.2.4.) szerinti statisztikus fluktuációja a bemenethez adódik hozzá, a beeső teljesítmény fluktuációként jelenik meg:

$$P_{\delta T} = \frac{1}{R_p} \sqrt{\frac{4kT^2 R_p}{1 + (2\pi f C^* R_p)^2}} = \sqrt{\frac{4kT^2}{R_p (1 + (2\pi f C^* R_p)^2)}} \quad (3.7.3.)$$

A kimeneten ez a feszültség fluktuációként észleljük. Ennek spektrális sűrűsége:

$$\delta U_{\delta T}^2 = RES^2 \frac{4kT^2}{R_p (1 + (2\pi f C^* R_p)^2)} \left[\frac{V^2}{Hz} \right] \quad (3.7.4.)$$

A termikus zaj-feszültség, (3.4.2.) hozzáadódik az ellenálláson lévő feszültséghez és $i\delta U_T$ többlet teljesítményt jelent. A kimeneten ez

$$\delta U_{th}^2 = 4kT r (1 + iRES) \quad (3.7.5.)$$

spektrális sűrűségű zajfeszültséget okoz.

Az $1/f$ zaj az ellenállás fluktuációja, (3.5.1.) alapján:

$$\delta U_{1/f}^2 = \frac{C_{1/f}}{f} (r i)^2 (1 + iRES) \quad (3.7.6.)$$

Ez utóbbi zaj igen jelentős a magas-hőmérsékletű szupravezetőkben [32]. A mért α_H értékek $5 \cdot 10^{-4}$ -től $1,4 \cdot 10^{-3}$ -ig változnak az irodalomban a különböző anyagok esetén, továbbá nagy szórást mutatnak az egy technológiai folyamatban készített különböző bolométerek esetén is [32]. A zaj spektrum az $1/f^\beta$ görbéhez illeszthető, ahol $\beta \sim 1$ szobahőmérséklettől az átmeneti tartományig. A kritikus hőmérséklet környezetében β 0,8 és 2 közt változik, mutatva, hogy extra elektronikus zaj jelenik meg a normál vezető $\rightarrow$ szupravezető átmenet során [32]. Ugyanakkor az is tény, hogy a technológia fejlesztése során egyre kisebb zajú ilyen eszközöket sikerül készíteni [32]. Generációs-rekombinációs zajt nem említ az irodalom ezen eszközökkel kapcsolatban.

A kis(ebb) zajt mutató szenzorokkal sikerült az ellenállás fluktuációját is kimutatni mind magas-hőmérsékletű [31], mind normál [33] szupravezető bolométerekkel.

3.8. Numerikus példák

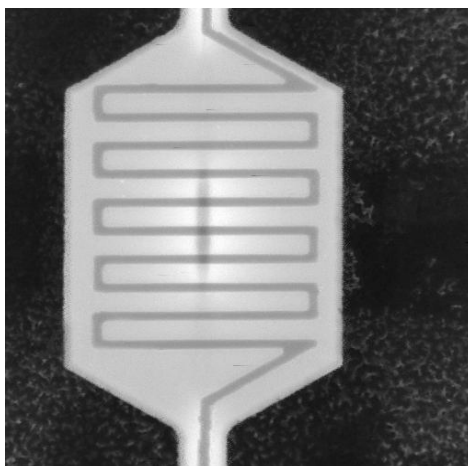
Ebben a fejezetben három különböző szenzort mutatok be konkrét adatokkal.

3.8.1. A platina ellenállás-hőmérő

Az első példa egy kereskedelmi forgalomban kapható miniatűr Pt ellenállás hőmérő (Gyártó: RTD Products Limited, Cardiff, Anglia), melynek ellenállása 0 °C-on 100 Ω , és szobahőmérséklet környékén $\alpha=3.85 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Az ellenállás 2,3 m hosszú, 50 μm átmérőjű Pt huzal, melyet 15 mm hosszú és 1,6 mm átmérőjű porcelán rudacskába tokoztak be. A Pt tömege kb. 0,1 g. A gyári adatok szerint áramló forró vízbe mártva $\tau_t=0.4 \text{ s}$, az önfűtése, pedig kisebb, mint 0.015 K/mW. Ezekből az adatokból: $C=26.6 \text{ mJ/}^\circ\text{C}$. Az áramló vizes mérési elrendezésben a kivezetések is felveszik a mérendő közeg hőmérsékletét, azaz $T=T_a$. A szabványos hőmérséklet mérési hiba 325 K környékén 0,2K [34]. $i=3 \text{ mA}$ kiolvasó áram még nem okoz nagyobb önfűtést, mint 0,02K. Ezért ez a meghajtás a mérés pontosságát nem befolyásolja akkor sem, ha a szabvány által megengedett toleranciát a gyártási szórás már kihasználta. Feltételezve megint $T=350 \text{ K}$, $T_A=300 \text{ K}$ kapjuk: $\delta T_{th}=1.67 \mu\text{K}$, $\delta P_{th}=111 \text{ nW}$ és $\delta E_{th}=44 \text{ nJ}$. Ez egy precíz hőmérő, annak is gyártják és árulják. Bolométerként a nagy hőkapacitása miatt gyenge teljesítményt nyújtana és lassú lenne. A viszonylag nagy tömeg miatt az $1/f$ zaj elhanyagolható, ahogy arról lejjebb részletesebben lesz szó.

3.8.2. A pellisztor

A második példa a egy szabadon álló pellisztor, melyet az MTA MFA-ban állítottak elő [19]. Ez egy SiO_2SiN_x réteggel fedett Si szeletre porlasztással felvitt meander alakú Pt ellenállás, mely alól a Si –ot mélyen kimarták [35] és így „szabadon áll”, hőkontaktusa a környezethez gyenge. Az eszköz fényképét a 3.8.1. ábra mutatja.



3.8.1. ábra. Az éghető gáz detektálására szolgáló szabadon álló pellisztor mikroszkópi képe, a SiO_2SiN_x membrán mérete $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, a Pt vezeték hossza 1 mm.

Bolométer üzemmódra tervezték, levegőbe kerülő éghető gázok kimutatására, koncentrációjának mérésére. 18 mW fűtőtéljesítmény a Pt ellenállást 780 K-re hevíti fel. A hőkapacitása 41,57 nJ/K, a környezet felé való hőellenállása $R_p = 26,9 \text{ K/mW}$, $\tau_p = 1.15 \text{ ms}$. A működési hőmérsékleten az elektromos ellenállása $r_m = 411 \Omega$, $\alpha = 6,63 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Megjegyzem, hogy a porlasztott fém vékonyrétegek szerkezete a jól temperált huzalhoz képest sok szerkezeti hibát tartalmaz és ezért fajlagos ellenállásuk nagyobb, α értékük pedig kisebb. A termikus zaj okozta bizonytalanságok: $\delta P_{th} = 2.6 \text{ nW}$ és $\delta E_{th} = 2.9 \text{ pJ}$.

Az 1/f zaj hatásának becsléséhez ismerni kell $C_{1/f} = \alpha_H/N$ értékét. A porlasztott Pt rétegeken mért α_H értékek 10^{-4} től $2 \cdot 10^{-3}$ közt változnak [36], ezek a számok a mintában lévő atomok számához tartoznak és nem a mozgékony elektronok számához, ez utóbbit ugyanis fémeknél a bonyolult Fermi felületek miatt nehéz megbecsülni. Meg kell még jegyezni itt, hogy az idézett irodalmi α_H mérések a szóban forgó pellisztornál sokkal kisebb térfogatú mintákon történtek. Jómagam a pellisztoron végzett zajmérésnél nem tudtam 1/f jellegű zajspektrumot észlelni. A pellisztor tömege $2.33 \cdot 10^{-8} \text{ g}$ [37], ebből az adatból és a legnagyobb közölt α_H értékből számolva $C_{1/f} = 2.8 \cdot 10^{-17}$. (3.5.5.), (3.5.6.) és (3.5.7.) egyenletek szerint: $\delta T_{1/f} = 2.9 \cdot 10^{-5} \text{ K}$, $\delta P_{1/f} = 1 \text{ nW}$ és $\delta E_{1/f} = 1.2 \text{ pJ}$, ezek az értékek a termikus zaj okozta bizonytalanságok nagyságrendjébe esnek. A két független zaj mechanizmus okozta δT eredőjét az alábbi módon számolhatjuk ki:

$$\delta P = \sqrt{(\delta P_{th})^2 + (\delta P_{1/f})^2} \cong 2.8 \text{ nW} \quad (3.8.1.)$$

és hasonló módon $\delta E = 3.1$ pJ. Ezek az értékek alig nagyobbak a termikus zajhoz köthető bizonytalanságoknál. Tehát még a legnagyobb irodalmi α_H értéken alapuló becslés esetén sem játszik lényeges szerepet az $1/f$ zaj ennél az eszköznél. Ha a laterális méreteket tizedére csökkentjük változatlan rétegvastagságok mellett, akkor $r/\square$ és $R/\square$ értéke változatlan marad, míg C^* és a relaxációs idő is 0,01 –szeresre csökken. δP_{th} és $\delta P_{1/f}$ viszonya nem változik, értékük is egyaránt tízszeresre nő, előbbi a sávszélesség növekedése, utóbbi a térfogat csökkenése miatt. Természetesen, ha az érzékelés sávszélességét nem növeljük, akkor az $1/f$ zaj válik dominánssá.

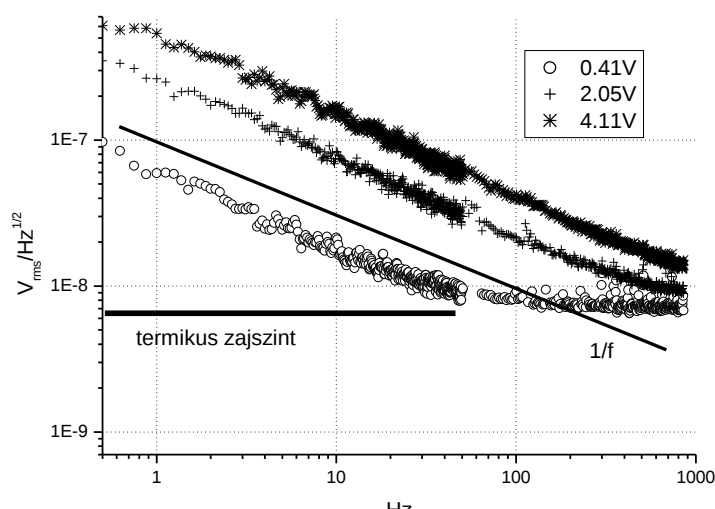
Érdemes megemlíteni itt egy másik, a degradációval összefüggő zajt is. Arról van szó, hogy a vékony fémrétegeken elektromigráció lép fel, ami végül is tönkremenetelhez vezet. A jelenséget alaposan demonstrálták, körüljárták VLSI áramkörök Al vékonyrétegből kialakított összeköttetései esetén. A degradáció folyamán megnövekedett alacsonyfrekvenciás zajt lehet mérni, melynek spektruma $1/f^\gamma$ jellegű, γ tipikus értéke 2 [38, 39], de minden esetben nagyobb 1-nél [40]. Ez a jelenség kívül esik jelen dolgozat tárgykörén, említése éppen a világos elhatárolódás miatt történik.

3.8.3. Az implantált Si ellenállás

A harmadik példa egy ion implantált Si ellenállás, mely ugyancsak az MTA MFA-ban készített nyomásszenzor csip [41] hőmérsékletét méri. A termikus ellenállás egyszerre készült az ugyancsak B implantált piezo-ellenállásokkal, ezért paraméterei nem optimalizáltak a hőmérsékletmérés szempontjából. Az ellenállás U alakú, a két 150 μm hosszú szakaszt egy 40 μm -es szakasz köti össze az egyik oldalon. A vonalak szélessége 20 μm . Az implantált adalékprofil Gauss-eloszlású, $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ felületi koncentrációval és 2,3 μm mélységgel. Szobahőmérsékleten az ellenállások értéke 2,3 k Ω , $\alpha = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Magától értetődően a R értéke kicsiny, hiszen az ellenállást elektromos szempontból határoló p-n átmenet nem képez gátat a hőáramlásnak. Ahhoz, hogy R értékét mégis megbecsülhessük a az elektromos terjedési ellenállás mérését használtam fel [3, 42]. Mérve a p-n átmenet nyitó irányú karakterisztikáját az elektromos soros ellenállás 21 Ω -nak adódott, ennek analógiájára a hőellenállás $R = 5 \text{ K/W}$. A hőkapacitás a geometriai adatok és anyagi állandók alapján $C = 25,5 \text{ nJ/K}$ –nek adódik. A C_p a környezet felé való terjedési ellenállással érintett térfogattól képződik. Heurisztikus becsléssel $C_p = 2C$ értékkel

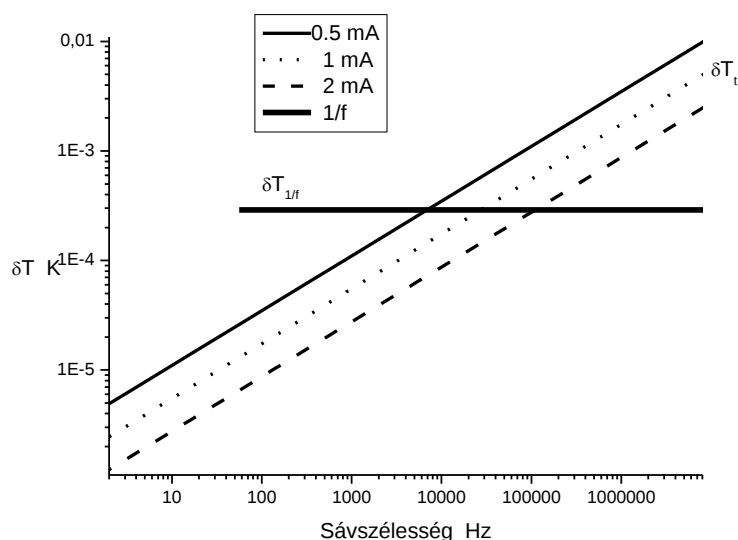
számoltam. A kis R érték miatt az eszköz termikus relaxációja gyors, $\tau_t=0.36 \mu\text{s}$ adódik. (Ez az oka annak, hogy R -t és C_p -t indirekt módon becsültem meg, ugyanis a relaxáció direkt mérése túl nagy és gyors felfutású hőimpulzust és kb. 10 MHz sávszélességű precíz ellenállásmérést igényelne.) Az ellenállás sarkait párologtatott Al vezetékek vezetnek el a bondoló felületekhez. Ezek a vezetékek a csip felületén vannak, (igen vékony oxid réteggel elválasztva a Si-tól) ezért hőmérsékletük minden pontban azonosnak vehető a hordozó hőmérsékletével, ezeken keresztül a termikus ellenállás nem ad, vagy kap hőt, R_p gyakorlatilag végtelen, legalábbis R -hez képest annak tekinthető. Az alkalmazás során 1 mA árammal olvassák ki az ellenállás értékét. Ezen adatok alapján a termikus zaj okozta fluktuációk: $\delta T_{th}=5 \text{ mK}$, $\delta P_{th}=1 \text{ mW}$ és $\delta E_{th}=127.5 \text{ pJ}$. Ez az eszköz ismét egy precíz hőmérő, bolométernek nem alkalmas a túl kicsi R miatt.

Az ellenállás alacsonyfrekvenciás zaját mutatja a 3.8.2. ábra. Generációs-rekombinációs zaj nem észlelhető, a termikus és az $1/f$ zajkomponensek jelennek meg [43]. Ez utóbbi amplitúdója $C_{1/f}=1,6 \cdot 10^{-14}$. Ennek alapján az előbbi paraméterekkel számolva $\delta T_{1/f}=0.29 \text{ mK}$, ami elhanyagolható a termikus zajból eredő bizonytalansághoz képest. Amennyiben viszont nem használjuk ki az eszköz μs -nál kisebb válaszidejét és csökkentjük a jelfeldolgozás sávszélességét, akkor az $1/f$ zaj komponens érvényre jut, hiszen ahogy volt róla szó ez a komponens nem függ a frekvencia abszolút értékétől, csak a relatív sávszélességtől és attól is gyengén.



3.8.2. ábra. Az ion-implantált ellenállás alacsonyfrekvenciás zajspektruma. A folytonos vonal az $1/f$ lecsengésnek felel meg, az ezzel párhuzamos zajspektrumok az előfeszítéssel arányosan tolódnak el, bizonyítva azt, hogy a zaj eredete az ellenállás fluktuációja.

A 3.8.3. ábra mutatja a termisztor zaját a feldolgozás sávszélességének a függvényében [44]. Nagy sávszélességnél a termikus zaj ezt felülmúlja, ha a sávszélességet kellően lecsökkentjük, akkor a termikus zaj hatása kisebb lesz mint az $1/f$ zajé, és ez utóbbi jelenti a δT végső korlátját, minimum értéket.



3.8.3. ábra. δT_{th} és $\delta T_{1/f}$ az ion implantált ellenállás különböző előfeszítéseinél a jelfeldolgozó elektronika sávszélességének a függvényében..

3.9. Összefoglalás

A termikus ellenállásokat széles körben használják hőmérséklet mérésre és olyan fizikai paraméterek megfigyelésére, melyek hőmérséklet változássá konvertálhatók. Az egyik legjellemzőbb ilyen fizikai mennyiség az elektromágneses sugárzás, mely elnyelődve melegíti az eszközt. Mivel a termikus ellenállások impedanciája gyakorlatilag tisztán ohmos, ezért szélessávú illesztés valósítható meg, illetve olyan magas frekvenciájú sugárzások (pl. infravörös, vagy akár látható) is érzékelhető, melyekre nem, vagy alig állnak rendelkezésre elektronikus eszközök. A miniatürizálás előrehaladásával egyre kisebb és gyorsabban működő eszközök állnak rendelkezésre, melyeket az egyre terjedő automatizálási igények ki is használnak. Ebben a fejezetben a tipikusan mikrogépészeti technológiával előállított termikus ellenállások zajhatárolt érzékenységét vizsgáltam meg. A tipikus laterális méretek a 10 μm ...1mm tartományba esnek, a rétegvastagságok pedig a μm közeleiek, vagy annál kisebbek. A bolométereket és a termisztorokat is vizsgálat

tárgyává tettem egy egyszerű koncentrált paraméteres modell alapján. A zaj egyenértékű jelet számoltam ki olyan sáv szélességben, ami a szenzor termikus relaxációs idejének a reciproka, így a működési sebességet és az érzékenységet egyaránt figyelembe vettem. Ez a tárgyalás meglepően kompakt képletekhez vezetett. Az ellenállásokban előforduló három fő zajforrást vettem figyelembe: a termikus zajt, az $1/f$ zajt és a generációs-rekombinációs zajt. Bemutattam az eredményeket néhány konkrét eszközön is, elsősorban az MTA MFA-ban előállított szerkezeteken. A teljesség kedvéért szó volt a szupravezető bolométerekről is, de ezek a gyakorlati alkalmazása az alacsony hőmérséklet igénye miatt korlátozott.

Megmutattam, hogy a termistor esetén az említett sáv szélességben a termikus zaj okozta bizonytalanság nem függ az elektromos és hőellenállások értékétől; $\sim \alpha^{-1} \sqrt{k/C^*}$, ahol α az ellenállás termikus koefficiense, k a Boltzmann állandó, C^* pedig a szenzor hőkapacitása.

Az $1/f$ zaj esetén problémás a fizikai paraméter, mint pl. a Hooge-állandó és a gyakorlati „jósági tényező” szerű paraméter, mint pl. a zaj egyenértékű jel összekapcsolása. A gondot az okozza, hogy $1/f$ jellegű zajspektrumot kell integrálni a működési sávban, ez pedig divergens. Javaslatot tettem ennek a problémának a feloldására, nevezetesen azt, hogy f_1 és f_2 határok közt végezzük el az integrálást, ahol $f_2 = 10^n \cdot f_1$ a működési sáv felső határa. Ez a megoldás n függvényében egy lassan változó konstans zajt eredményez. Megállapodva n értékében (a dolgozatban ez $n=6$, tehát a egymilliószoros a sáv szélesség) könnyen számíthatók az $1/f$ zaj okozta bizonytalanságok.

A konkrét példák alapján azt a következtetést lehet levonni, hogy a platina és szilícium alapú termikus ellenállások esetén a termikus zajkomponens a legnagyobb a szóban forgó mérettartományba eső eszközök esetén. Az $1/f$ zaj akkor jelentős, ha a működési sáv szélességet az lehetségesnél jóval kisebbre választjuk.

3.10. Irodalom a 3. fejezethez.

- [1.] Paul W. Kruse, Laurence D. McGlauchlin and Richmond B. McQuistan: Elements of Infrared Technology: generation, transmission and detection. John Wiley & sons, New York, London, 1962.

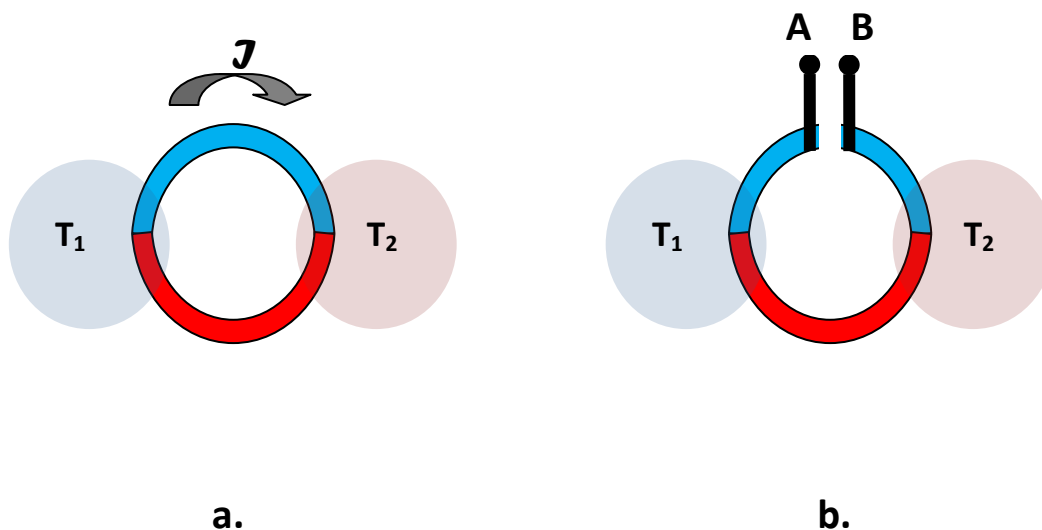
- [2.] Hennini M. & Razeghi M.: Handbook of Infra-red Detection Technologies, Elsevier, ISBN: 978-1-85617-388-9. 2002.
- [3.] Béla Szentpáli: Noise Limitations of the Applications of Miniature Thermal Resistors. IEEE Sensors Journal, vol. 7, No. 9, pp. 1293-1299, 2007.
- [4.] Burgess R.E. (szerkesztő): Fluctuation Phenomena in Solids, Academic Press, New York and London, 195, 7. Chapter 7. van Vliet K.M. and Fasset J.R.: Fluctuations due to electronic transitions and transport in solids.
- [5.] Kingston, R.H. : Detection of Optical and Infrared Radiation, Springer-Verlag, New York, 1978.
- [6.] Károlyházy Frigyes, Marx György és Nagy Károly: Statisztikus Mechanika, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1965.
- [7.] Fodor György: Laplace-transzformáció műszaki alkalmazása. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1962.
- [8.] Socher E., Degani, O. and Nemirovsky, Y. : Optimal design and noise considerations of CMOS compatible IR thermoelectric sensors. *Sensors and Actuators*, vol. A 71, pp. 107-115. 1998.
- [9.] Lienhard IV, J.H. & Lienhard V, J.H.: *A Heat Transfer Textbook*. Phlogiston Press, Cambridge, Massachusetts, U.S.A. 2003.
- [10.] R. Cui, J. Liu, W. Ma, J. Hu, X. Zhou, H. Li and J. Hu: A needle temperature microsensor for in vivo and real-time measurement of the temperature in acupoints, *Sensors and Actuators A*, 119, 128-132, 2005.
- [11.] T.M. Berlicki: Thermal vacuum sensor with compensation of heat transfer, *Sensors and Actuators A*, 93, 27-32, 2001.
- [12.] W.J. Alvesteffer, D.C. Jacobs and D.H. Baker: Miniaturized thin-film thermal vacuum sensor, *J. of Vacuum Sci. And Techn. A* 13, 2980-2985, 1995.
- [13.] E.H. Klaassen and G.T.A. Kovacs: Integrated thermal-conductivity vacuum sensor, *Sensors and Actuators A*, 58, 37-42, 1997.
- [14.] H.Jing-Bao and T. Qin-Yi: Integrated multi-function sensor for flow velocity, temperature and vacuum measurements, *Sensors and Actuators A*, 19, 3-11, 1989.
- [15.] N. Sabaté, J. Santander, L. Fonseca, I. Grácia and C. Cané: Multi-range silicon micromachined flow sensor, *Sensors and Actuators A*, 110, 282-288, 2004.
- [16.] P. Fürjes, G. Légrádi, Cs. Dücső, A. Aszódi and I. Bársony: Thermal characterisation of a direction dependent flow sensor, *Sensors and Actuators A*, 115, 417-423, 2004.
- [17.] Á. Cuadras and O. Casas: Determination of heart rate using a high-resolution temperature measurement, *IEEE Sensors Journal* , 6, 836-843, 2006.
- [18.] B.C.S. Chou, Y.M. Chen, M.O. Yang and J.S. Shie: A sensitive Pirani vacuum sensor and the electrothermal SPICE modelling, *Sensors and Actuators A*, 53, 273-277, 1996.
- [19.] P. Fürjes, Zs. Vizváry, M. Ádám, A. Morissey, Cs. Dücső and I. Bársony: Thermal investigations of micro-filament heaters, *Sensors and Actuators A*, 99, 98-103, 2002.
- [20.] M. Barocini, P. Placidi, G.C. Cardinali and A. Scorzoni, Thermal characterization of a microheater for micromachined gas sensor, *Sensors and Actuators A*, 115, 8-14, 2004.
- [21.] I. Bársony, P. Fürjes, M. Ádám, Cs. Dücső, Zs. Vizváry, J. Zettner and F. Stam: Thermal response of microfilament heaters in gas sensing, *Sensors and Actuators B*, 103, 442-447, 2004
- [22.] S.A. Dayeh, D.P. Butler and Z. Çelik-Butler: Micromachined infrared bolometers on flexible polyimide substrates, *Sensors and Actuators A*, 118, 49-56, 2005.
- [23.] British Standard 1904: Section 3.15. 1964.

- [24.] Sh. Kogan: Electronic noise and fluctuations in solids, Cambridge University Press, 1996.
- [25.] F.N. Hooge, T.G.M. Kleinpenning and L.K.J. Vandamme: Experimental studies on 1/f noise, Rep. Prog. Phys. 44, 479-532, 1981.
- [26.] F.N. Hooge: 1/f noise is no surface effect, Physics Letters, 29 A, 139-140, 1969.
- [27.] A. L. McWhorter: R.H. Kingston (Ed.), Semiconductor Surface Physics, University Pennsylvania Press, Philadelphia, 1957.
- [28.] B.K. Jones: Low-frequency noise spectroscopy, IEEE Tans. On El. Dev. 41, 2188-2197, 1994.
- [29.] F.N. Hooge: On the additivity of generation-recombination spectra. Part 1: Conduction band with two centres, Physica B 311, 2002.
- [30.] F.N. Hooge: On the additivity of generation-recombination spectra. Part 2: 1/f noise, Physica B 336, 2003.
- [31.] de Nivelle, M.J.M.E., Bruijn, M.P., de Vries R., Wijnbergen J. J., de Korte, P. A. J., Sánchez, S., Elwenspoed, Heidenblut, T., Schwierzi, B., Michalke, W. and Steinbeiss, E. : Low noise high-Tc superconducting bolometers on silicon nitride membranes for far-infrared detection. *Journal of Applied Physics*, vol. 82, 4719-4726, 1997.
- [32.] I. A. Khrebtov: Noise properties of high temperature superconducting bolometers. *Fluctuation and Noise Letters*, vol.2. R51-R70, 2002.
- [33.] Maul, M.K., M. W. P. Strandberg and R. L. Kyhl: Excess noise in superconducting bolometers. *Physical Review*, vol. 182., 522-525, 1969.
- [34.] Id. pl. DIN 43 760:1968 és/vagy BS 1904: 1964
- [35.] Cs. Dücső, É. Vázsonyi, M. Ádám, I. Szabó, I. Bársony, J.G.E. Gardeniers and A. van den Berg: Porous silicon bulk micromachining for thermal ly isolated membrane formation. *Sensors and Actuators A*, vol. 60., 235-239, 1997.
- [36.] D.M. Fleetwood and N. Giordano: Resistivity dependence of 1/f noise in metal films, *Phys. Rev. B* 27, 667-671, 1983.
- [37.] Ádám Antalné, szóbeli közlés.
- [38.] K.S. Rawat and G.H. Massiha: Low frequency noise measurement-based reliability testing of VLSI interconnects with different geometry, *IEEE El. Dev. Letters* 25, 781-783, 2004.
- [39.] T.M. Chen and A.M. Yassine: Electrical noise and VLSI interconnect reliability, *IEEE Trans. on El. Dev.* 41, 2165-2172, 1994.
- [40.] Z. Çelik-Butler, W. Yang, H.H. Hoang and W.R. Hunter: Characterization of electromigration parameters in VLSI metallizations by 1/f noise measurement, *Solid-State Electronics* 34, 185-188, 1991.
- [41.] É. Vázsonyi, M. Ádám, Cs. Dücső, Z. Vízváry, A.L. Tóth and I. Bársony: Three-dimensional force sensor by novel alkaline etching technique, *Sensors and Actuators A*, vol. 123-124, 620-626, 2005.
- [42.] Szentpáli Béla: Termisztorok és bolométerek zajhatárolt érzékenysége, *Híradástechnika*, LXII, 35-42, 2007.
- [43.] B. Szentpáli, M. Ádám and T. Mohácsi: Noise in piezoresistive Si pressure sensors, *Proc. of the SPIE* vol. 5846, 169-179, 2005.
- [44.] B. Szentpáli: Noise limitations of miniature thermistors and bolometers, fejezet a *Bolometers*, c. könyvben, Szerkesztő: Dr. Unil Perera , pp. 53-76, ISBN 979-953-51-0235-9, InTech publications 2012. open access:

4. A termooszlop

4.1. A termoelektromos hatások

Az első termoelektromos hatást az észtt származású német fizikus Thomas Johann Seebeck figyelte meg 1821-ben [1]. Két különböző anyagú vezetőből készített zárt áramkör csatlakozási pontjait különböző hőmérsékleten tartva elektromos áram lép fel, ld. 4.1.1.a. ábra. Seebeck a kísérleti összeállítás közelébe helyezett iránytű eltérését észlelte a hőmérsékletkülönbség függvényében, ezért tévesen „termomágnesség”-nek nevezte el az effektust, feltételezve, hogy az anyagok a hőmérsékleti gradiens hatására mágneseződnek. (Ennek alapján próbálta a Föld mágneses terét is magyarázni a pólusok és az egyenlítői régió közti hőmérsékletkülönbséggel.) A jelenség elektromos természetét bizonyítja, hogy a megszakított áramkörben a hőmérséklet-különbséggel monoton változó villamos feszültség ébred, pl. 4.1.1.b. ábra A és B pontja közt. Ez a jelenség bír nagy fontossággal az alkalmazásokban. Több, mint egy évtizeddel később 1834-ben Jean-Charles Peltier francia fizikus leírta a róla elnevezett hatást, ami szerint a 4.1.1.b. ábra szerinti elrendezésben az A és B pontok között elektromos áramot folytatunk, akkor az egyik csatlakozási pontról hőt szállítunk át a másikra, azaz az egyik csatlakozási pont lehűl, a másik pedig felmelegszik. Peltier eredeti interpretációja is hibás volt, csupán a Joule-hő alapján próbálta értelmezni a jelenséget [1].



4.1.1.ábra. **a.** két különböző vezetőből összeállított zárt áramkör. **b.** a megszakított áramkör a termofeszültség (Seebeck –effektus), illetve a Peltier-effektus értelmezéséhez.

A helyes magyarázatot Lord Kelvin (William Thomson) 1854-ben adta meg termodinamikai alapon [1]. Ennek során megjósolta, majd később megfigyelte, a harmadik termoelektromos hatást, az u.n. Thomson-effektust, valamint levezette az egyes effektusok közti kapcsolatokat leíró Thomson-relációkat. Képletekkel kifejezve:

A termofeszültség:

$$U = S_{1,2} * \Delta T \quad (4.1.1.)$$

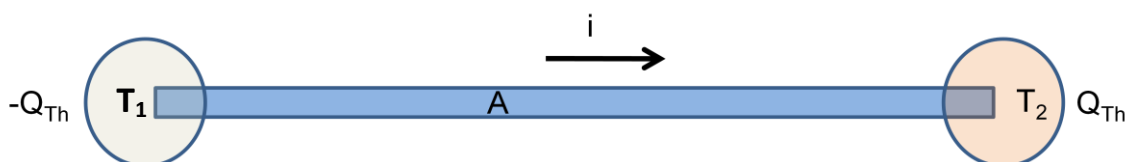
, ahol $S_{1,2}$ a két vezető relatív Seebeck-együtthatója, természetesen ez lehet hőmérsékletfüggő és ezért nagy hőmérsékletkülönbségek esetén a termofeszültség már nem lineárisan függ a hőmérsékletkülönbségtől. A mai szakirodalom a (4.1.1.) formulával kifejezett hatást nevezi Seebeck-effektusnak.

A Peltier-hő:

$$Q = \pi_{1,2} * i \quad (4.1.2.)$$

, ahol i a körben folyó áram.

A Thomson effektus azt a hőátvitelt írja le, amit az elektromos áram okoz egy anyagon belül két különböző hőmérsékletű tartomány között, ld. 4.1.2. ábra és (4.1.3.) képlet:



4.1.2. ábra. A Thomson effektus az áram által szállított hőt írja le egy anyagon belül eltérő hőmérsékletű tartományok közt.

$$Q_{Th} = \tau_A * i * \Delta T \quad (4.1.3.)$$

, ahol „ A ” az anyag azonosító jelölése.

Az együtthatók közti összefüggéseket a Thomson–relációk írják le:

$$\pi_{1,2} = S_{1,2} * T \quad (4.1.4.)$$

$$(4.1.5.)$$

$$\tau_1 - \tau_2 = T * \frac{dS_{1,2}}{dT}$$

Bár a termofeszültséget és a Peltier-hőt csak különböző anyagokból összeállított áramkörökben lehet mérni, az S és π együtthatók meghatározhatók egy anyagra is, $S_{1,2} = S_1 - S_2$, hasonlóan $\pi_{1,2} = \pi_1 - \pi_2$. Kísérletileg ki lehet használni azt a tényt, hogy szupravezetők esetén $S=0$ és $\pi=0$, továbbá a Thomson hő mérésével is meghatározható S :

$$S_A = \int \frac{\tau_A}{T} dT \quad (4.1.6.)$$

Gyakorlatban az ólom termofeszültsége ismert széles hőmérséklettartományban elég pontosan, ezen keresztül bármely más anyag Seebeck együtthatója meghatározható [2]. Az ólom mágnestér mentes környezetben 7,2 K alatti hőmérsékleteken szupravezető, e hőmérséklet felett normál fémes vezető, a Seebeck együtthatója kicsiny.

Érdemes megjegyezni, hogy a Seebeck és Thomson effektusok térfogati jellegűek, a hőmérsékleti gradienssel arányosak. A termofeszültség a hőmérsékleti gradiensek által keltett térerőségek összege:

$$U = \oint S_i dT \quad (4.1.7.)$$

, ahol az integrálás a megszakítás azonos hőmérsékleten lévő két szélé közt értendő. A Peltier effektus viszont a kontaktusokon lép fel [3], a π_A állandó azt fejezi ki, hogy az adott anyagban az elektromos áram mennyi hőt hordoz, ez természetesen anyagfüggő. Mivel az elektromos áram értéke az áramkörben állandó, a hőáramnak kell, hogy diszkontinuitása legyen a különböző anyagok érintkezésénél. A Thomson-hő viszont egy anyagon belül fejezi ki azt a hőmennyiséget, ami az eltérő hőmérsékletű szabad töltéshordozók áramlásával kapcsolatos.

A termofeszültséget szemléltetni a szabad elektron gáz modellel lehet. Ahogy az inhomogén hőmérsékletű edénybe zárt molekuláris gázok sűrűsége is kisebb a magasabb hőmérsékletű helyeken (a nyomás eloszlása homogén), hasonlóan a mozgékony töltéshordozók sűrűsége is kisebb a melegebb, nagyobb a hidegebb oldalon. A semleges molekulákból álló gázhoz képest az effektus kisebb, mert az eloszlás inhomogenitása töltéssűrűség változással is jár és a Coulomb erő ellene hat hőmérséklet okozta inhomogenitás kialakulásának. (Ez a kép jól értelmezi az u.n. „melegtűs” mérést, amikor egy ismeretlen félvezető vezetési típusát úgy derítjük ki, hogy megfigyeljük a feszültség

dc_365_11

előjelét két olyan vezetéken, melyek a félvezetőhöz vannak kontaktálva és az egyik ezek közül melegebb a környezeténél. Ha a meleg kontaktuson kapott pozitív feszültséget észlelünk, akkor a félvezető n típusú.) A félvezetőkben a Seebeck együttható számítható, n típusú nem degenerált félvezető eseté [4]:

$$S = -\frac{k}{q} \left[\ln \left(\frac{N_c}{n} \right) + 2,5 + s_n + \varphi_n \right] \quad (4.1.8.)$$

, ahol N_c az állapotsűrűség a vezetési sáv alján, n a szabad elektron koncentráció, s_n a kitevője annak az exponensnek, mely az átlagos repülési időt írja le az elektron energia függvényében, értéke -2 és 2 között van, φ_n pedig a fonon sodrás (phonon drag) korrekciója. Ez utóbbi értéke szoba hőmérsékleten ~ 5 , alacsonyabb hőmérsékleten nagyobb, pl. 100 K körül $\varphi_n \sim 100$. Ugyan ilyen formula vonatkozik p-típusú félvezetőre is, természetesen az előjel ellenkező. Szilícium esetén az alábbi egyszerűbb összefüggés is jól leírja a Seebeck együttható abszolút értékét [4]:

$$S = \frac{mk}{q} * \ln \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \approx 215 * \ln \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \left[\frac{\mu V}{K} \right] \quad (4.1.7.)$$

, ahol ρ a fajlagos vezetőképesség, $\rho_0 \approx 5 \mu\Omega m$ és $m \approx 2,5$.

A Seebeck - effektust széles körben használják a hőmérséklet mérésre mind laboratóriumi, mind ipari környezetben. Kidolgozott technikák, eszközök, szabványos termopárok léteznek [5]. A termofeszültség mérés előnye a bolométerek ellenállás változásának mérésével szemben, hogy nincs szükség előfeszítésre, kiolvasó áramra, ezért az ellenállás fluktuációja nem korlátozza a pontosságot, a termikus zaj természetesen jelen van itt is. Hátrány, hogy hőmérséklet különbségre érzékeny a módszer, ezért biztosítani kell, hogy a termopár egyik vége referencia hőmérsékleten legyen, és a mérőkörben ne lépjen fel parazita termofeszültség az elvezetéseknel, a mérőműszer csatlakozásánál, stb. (Általánosságban elmondható, hogy az abszolút hőmérsékletet platina ellenállás-hőmérővel szokás/érdeemes mérni.)

Érdeemes megjegyezni itt, hogy a hőtranszporttal kapcsolatos termoelektromos hatásokat, sokszor elfedik az egyéb hővezetési/hőtermelési folyamatok, mint a fononos hővezetés, a fonon-sodrás, Joule-hő . A Peltier-effektus gyakorlati alkalmazása éppen ezért viszonylag kevés anyaggal lehetséges, az egyik ilyen a SiGe ötvözet, melynél a kristályrács hővezetése a rendezetlen szerkezet miatt kicsi, a másik pedig a Bi(Sb)Te ötvözetcsalád.

4.2. *Inherens zajforrások*

Ahogy már szó volt róla a termoelektromos szenzorokban nem folyik áram, ezért az ellenállás fluktuációjával kapcsolatos ingadozások (1/f zaj és generációs-rekombinációs zaj) nem korlátozzák a felhasználást. (A pontosság kedvéért: valójában igen kis áram folyik ezekben az eszközökben is, mert a feldolgozó elektronika bemeneti impedanciája véges, vagy másként fogalmazva: az érzékeléshez mindenképpen teljesítményre van szükség.) A töltéshordozók hő mozgásából származó termikus zaj természetesen jelen van itt is.

A hőmérséklet statisztikus fluktuációból származó, u.n. „fonon zaj” (ld. 3.2.1. fejezet) kérdését viszont érdemes megvizsgálni. A bolométerek esetén a hőmérséklet fluktuációja a szenzor aktív térfogatában átlagolódik, és láttuk, hogy a mikrométeres mérettartományban ez gyakorlatilag elhanyagolható, szupravezető bolométerekkel - az ellenállás igen erős hőmérsékletfüggése miatt - éppen csak észlelhető. A termopárok esetén viszont az egyes szakaszokon mért feszültségek (4.1.7.) szerint összegződnek, ezért elképzelhetők olyan hőmérséklet eloszlások, amikor a hőmérséklet fluktuációjának kiátlagolódása nem hatékony. Az irodalomban egy említést találtam erről a kérdésről [6]. Ebben a dolgozatban egy konkrét geometriájú n-poliszilícium – alumínium termopárokból felépített szenzort vizsgálnak adott paraméterekkel és megállapítják, hogy a fonon zaj kb. két nagyságrenddel kisebb a termikus zajnál. A következőkben egy más megközelítésen alapuló, geometriától független, általánosabb vizsgálatot mutatok be.

A fonon zaj spektrális eloszlását a (3.2.4.) egyenlet írja le, ennek maximuma az alacsony frekvenciás tartományban van, amikor $(2\pi fCR)^2 \ll 1$. Ekkor:

$$\delta(\Delta T^2)_f = 4kT^2R \left[\frac{K^2}{Hz} \right] \quad (4.2.1.)$$

Érdemes itt megjegyezni, hogy a hőmérsékleti gradiens figyelembe vétele az R hőellenállás mentén csökkenti $\delta(\Delta T^2)_f$ értékét, Mather [6] szupravezető bolométer esetére ~0,6 körüli szorzót kapott. Jelen levezetésben a legrosszabb esettel számolok és nem veszem figyelembe a hőmérséklet gradienst, annak ellenére, hogy a termopár lényegi eleme a hőmérsékleti gradiens. A termofeszültség zaja ekkor:

dc_365_11

$$\delta(\Delta U^2)_f = S^2 4kT^2 R \left[\frac{V^2}{Hz} \right] \quad (4.2.2.)$$

Ezt az összefüggést a σ_{th} hővezető-képességű anyagból készített termopár egyik A keresztmetszetű vezetékének dl hosszúságú szakaszára alkalmazva:

$$\delta(\Delta U^2)_f = S^2 4kT^2 \frac{dl}{A\sigma_{th}} \quad (4.2.3.)$$

Ugyan ezen a szakaszon a termikus zaj spektrális sűrűsége:

$$\delta(\Delta U_{th}^2)_f = 4kT\rho \frac{dl}{A} \left[\frac{V^2}{Hz} \right] \quad (4.2.2.)$$

, ahol ρ a fajlagos elektromos ellenállás. A két zaj hányadosa:

$$M = \frac{\delta(U^2)_f}{\delta(U_{th}^2)_f} = \frac{S^2 T}{\sigma_{th} \rho} \quad (4.2.3.)$$

csak az anyag fajlagos paramétereitől és a hőmérséklettől függ. Jelentősnek tekinthetjük a fonon zaj okozta fluktuációt, ha eléri a mindenkor jelen lévő termikus zaj szintjét, azaz $M=1$. Tiszta fémek esetén az elektronok által vezetett hő a domináns, ez határozza meg a hővezető-képességet [7]. Ezért σ_{th} és ρ nem függetlenek; az alábbi összefüggés áll fenn :

$$\sigma_{th} \rho = LT \quad (4.2.4.)$$

, ahol L , az u.n. Lorenz-szám [7]:

$$L = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi k}{q} \right)^2 = 2,44 \cdot 10^{-8} \text{ [W}\Omega\text{K}^{-2}] \quad (4.2.5.)$$

(4.2.4) –et és (4.2.5.)-öt (4.2.3)-ba helyettesítve:

$$M = \frac{S^2}{L} = \frac{S^2}{2,44 \cdot 10^{-8}} \quad (4.2.6.)$$

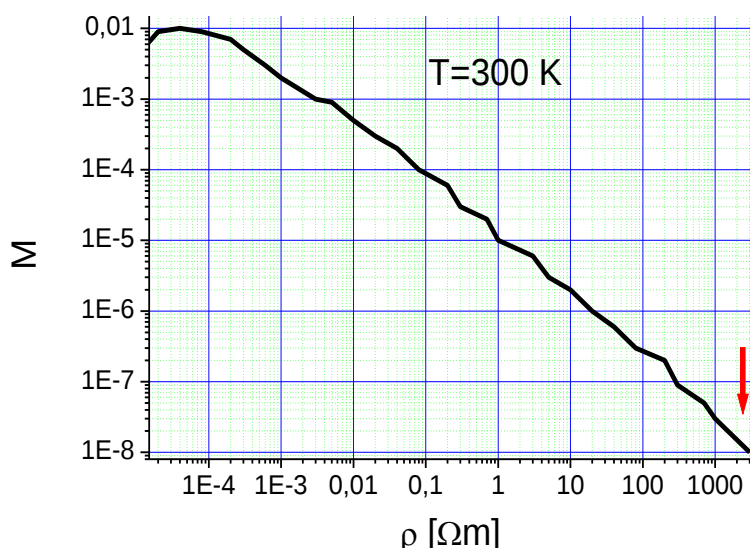
Ebbe a csoportba tartozó anyagok esetén akkor lenne egyenlő a fonon zaj a termikus zajjal, ha $S \approx 156 \mu\text{V/K}$. A tiszta fémek, sőt az ötvözetekből készített szabványos termopár anyagok Seebeck együtthatója ennél jóval kisebb [8,9], maximum 20...40 $\mu\text{V/K}$. Tehát a fémes anyagokból készített termopárok esetén a hőmérséklet fluktuációja okozta elektronikus zaj általában elhanyagolható a termikus zaj mellett.

dc_365_11

Félvezetők esetén szobahőmérsékleten a hőt jellemzően a rácsrezgések szállítják, míg az elektromos vezetőképesség és a Seebeck-együttható értéke az adalékolás függvénye. Egykristályos szilícium esetén szobahőmérsékleten $\sigma_{th} = 150 \text{ W/(mK)}$, független az adalékolástól. A mozgékony töltéshordozókkal kapcsolatos, azaz adalékolásfüggő hővezetőképesség 100 K-nél kisebb hőmérsékleteken jön csak számításba [10]. A szilíciumra vonatkozó (4.1.9.) formula és σ_{th} említett értékének felhasználásával 300 K-en:

$$M = 9,245 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\left(\ln\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)\right)^2}{\rho} \quad (4.2.7.)$$

A 4.2.1. ábra mutatja M értékét a fajlagos ellenállás függvényében.

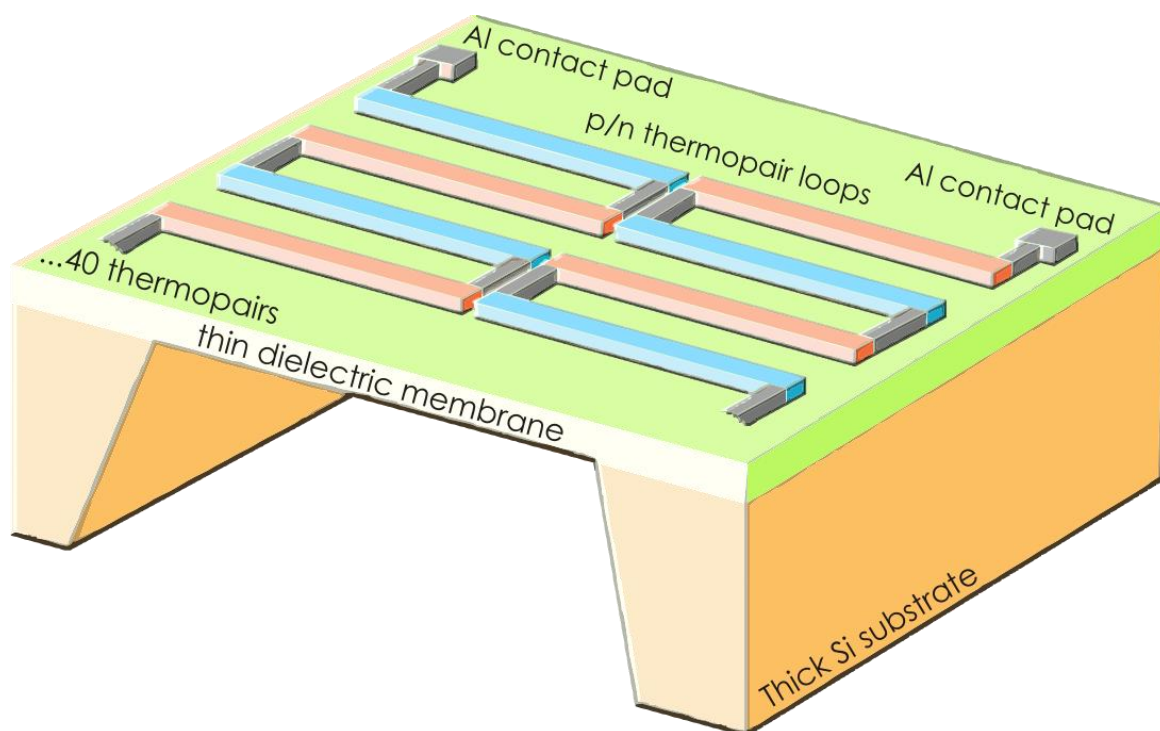


4.2.1. Ábra. M értéke a szilícium egykristály fajlagos ellenállásának függvényében 300 K hőmérsékleten. Az ábrázolt fajlagos ellenállás tartomány szélesebb a reálisnál, az intrinsic Si fajlagos ellenállását (2,3 kΩm) a nyíl jelöli.

A grafikon alapján megállapíthatjuk, hogy az ésszerűen szóba jöhető magasabb hőmérsékleteken is bőven elfedi a termikus zaj a hőmérséklet fluktuációjából eredő bizonytalanságot. A következő fejezetben lesz szó arról a gyakori esetről, amikor mikrogépészeti eljárással készítenek sorosan kapcsolt termopárokat (termooszlopot). Ekkor az aktív termoelektromos anyag polikristályos szilícium, melynek Seebeck együtthatója többé-kevésbé megfelel az egykristályos szilíciuménak, de a szemcsemérettől függően nagyobb az elektromos ellenállása és egyúttal a hővezetőképessége gyengébb, azaz a $\sigma_{th}\rho$ szorzat kevésbé változik, ezért M értéke ebben az esetben is kisebb marad 1-nél.

4.3. A mikrogépészeti eljárással kialakított termooszlop

A 4.3.1. ábra mutatja Az MTA MFA-ban mikrogépészeti eljárással készített termooszlop (micromachined thermopile) felépítését. Az eszköz működésének lényeges eleme a nagyfokú termikus aszimmetria, a termopár hurkok egyik vége a rossz hővezető-képességű membránon helyezkedik el, a másik végük pedig a vékony szigetelő réteggel fedett jó hővezető-képességű szilícium hordozó kristályon termalizálódik a környezet hőmérsékletére.

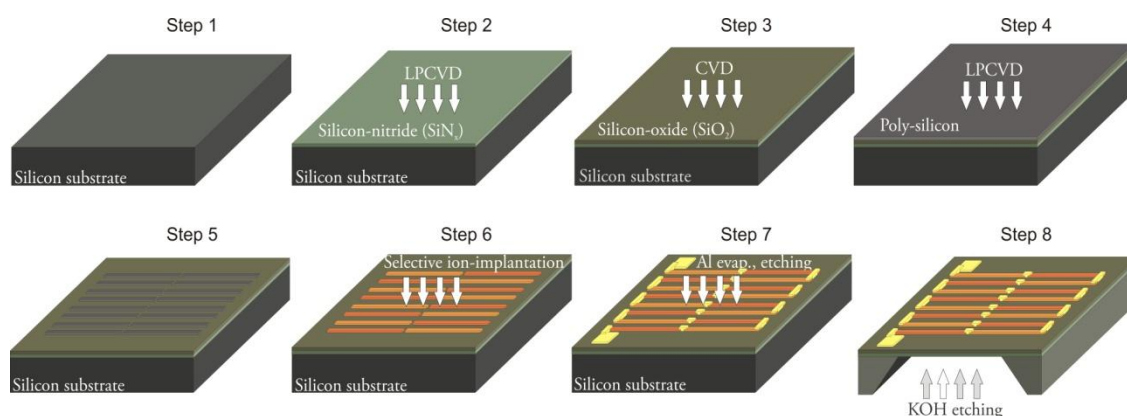


4.3.1. ábra. Az MTA MFA-ban készített miniatűr termooszlop felépítése. Számos különböző konstrukciójú eszköz készült, a tipikus méretek: membrán 500...1500 μm , a termopár vezetékek szélessége és a távolság a vezetékek közt 5...10 μm .

Az előállítási technológiát Fürjes Péter dolgozta ki, ennek folyamatábráját mutatja a 4.3.2. ábra. Az adalékolás B, illetve P ion implantálással történik. Mivel az adalékolatlan (nagyellenállású) polikristályos szilícium marása jobban kézben tartható, mint az adalékoltté, ezért az előzőleg kialakított csíkok szelektív ion implantációja történik. Az egyszerű technológia esetén az adalékszintek elég nagyok ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) ahhoz, hogy az Al

dc_365_11

fémmezés mind a p-, mind az n-típusú vezetőhöz jó ohmos kontaktust adjon. Létrehoztunk egy olyan maszk sorozatot is, melynél a kontaktusok alá külön implantálást lehet végezni, ekkor a termopárok adalékolása tetszőleges lehet. A membrán kialakítása az utolsó lépés, amikor a hátoldról kimarjuk a hordozót. A folyamatábrán szereplő KOH-s marás a szoros illeszkedésű (111) síkokat hívja el és ezért a fenti ábrákon mutatott ferde oldalfalakkal jönnek létre. Létezik más marási technika is, az u.n. mély szelektív ion marás (DeepRIE), mely esetben az oldalfalak merőlegesek a felületre. Ezt alkalmazva a csip helykihasználása javul.

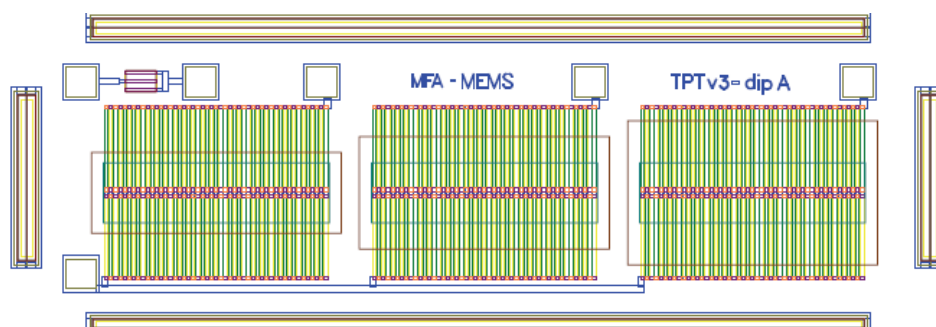


4.3.2. ábra. A mikrogépészeti eljárás folyamatábrája. A tipikus régvastagságok: 0,5...0,8 μm SiN_x , 0,1...0,2 μm SiO_2 , 0,4 μm polikristályos szilícium, 0,5 μm Al.

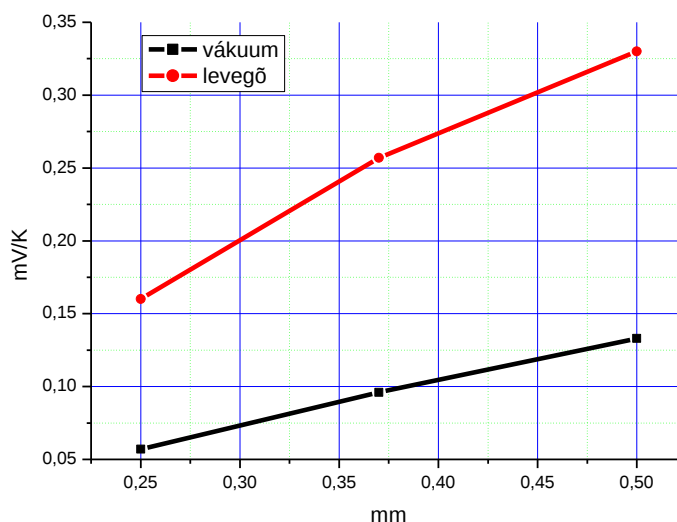
Ezeket az eszközöket első sorban infravörös szenzorként használják. E sorok írásakor még nem teljesen tisztázott, hogy az eszközünk milyen folyamattal nyeli el a termikus sugárzást. Valószínű, hogy mind a félvezető csíkok mind a SiN_x membrán abszorbeál. A hővezetésnél pedig nem hanyagolható el az oldal irányú hőáramlás, hiszen a szerkezet hővezetése izotróp, minden irányban a membrán anyaga félig van fedve polikristályos Si-mal, lévén a csíkok szélessége és a csíkok közti távolság egyenlő.

A 4.3.3. ábra mutat saját mérési eredményt három olyan termo-oszlopon, melyeken minden paraméter azonos volt, csupán a termopárok membránon fekvő részének hossza változott.

a.



b.



4.3.3. ábra. **a.** a három mérőcsip maszk rajza. A csip mérete $1 \times 3 \text{ mm}^2$, a széleken lévő hosszanti mintázatok a vágáshoz való utcák. Midegyik csipen a membrán $0,8 \text{ mm}$ széles, a hossza pedig rendre $0,25$, $0,37$ és $0,5 \text{ mm}$. mindegyik szerkezeten 49 termopár van, melyek p - és n -típusú polikristályos Si-ból lettek kialakítva. A három szerkezet egy technológiai folyamatban készült ezért nincs ok feltételezni, hogy a vizsgált hossz effektust más különbség befolyásolná. **b.** A mérési eredmények.

A mérések során az eszközöket változtatható hőmérsékletű fekete testtel szemben helyeztük el és a termofeszültséget a fekete test hőmérsékletének függvényében vettük fel $20 \dots 80 \text{ }^\circ\text{C}$ tartományban. A mért termofeszültség jó közelítéssel a hőmérséklettel lineárisan változott, az egyenes meredekségét ábrázoltuk a 4.3.3. ábra abcisszáján. (Így a „zero offset” hibát küszöböltük ki.) A méréseket mind atmoszférikus nyomású levegőben, mind vákuumban elvégeztük. A mérési összeállítást a 9.5. Függelék mutatja.

Az atmoszférán kapott jel lényegesen nagyobb, mint vákuumban. Ennek oka, hogy a fekete test nem csak sugárzással, hanem a levegő hővezetésén keresztül is melegíti a szenzort. A középső csip nagyobb érzékenységet mutat, ugyanis ennek hűlése oldal irányban kisebb mert mind a két oldalán hasonló csipek helyezkednek el. Ettől a hatástól eltekintve a hosszról való függés lineárisnak látszik. A hőmérséklet két dimenziós

eloszlásának vizsgálatára szolgáló csipet és a mérési eredményeket a 9.6. Függelék tartalmazza.

Az irodalomban különböző topológiákat közölnek [12...17], általában törekednek a CMOS technológia alkalmazására [18...20] és a sorozatban készített eszközöket csip-házakban gyártatják le. Ebben az esetben viszont általában csak egyfajta adalékolású polikristályos Si-ot lehet előállítani, a termopár másik ága Al szokott lenni. Így a hurkonkénti termofeszültség kisebb, kb. fele a p – n adalékolású félvezető termopároknak, viszont a technológia precízsege megengedi a keskenyebb (néhány μm széles) csíkok formálását, és így azonos felületen több - a mi konstrukciónkhoz képest kb. kétszer annyi - termopár hurkot lehet létrehozni. Jellemző a külön abszorber használata, mely vagy (részben) lefedi a termopárok membránon futó részét, vagy ahhoz csak a termopárok meleg végei csatlakoznak. Az abszorpció alapja a vezető felületben generált Joule –hő. Amennyiben az elektromágneses síkhullám egy a hullámhossznál vékonyabb vezető rétegbe ütközik, abban áramot indukál, ez jó vezető réteg esetén kis veszteségű reflexióhoz, rossz vezető réteg esetén kis veszteségű transzmisszióhoz vezet. A rétegben akkor nyelődik el a maximális teljesítmény, ha ellenállása $R/\square = 60\pi \Omega/\square \approx 188,5 \Omega/\square$ azaz fele a szabadtéri terjedés hullámellenállásának. Ekkor a beeső teljesítmény fele nyelődik el, elvileg bármely frekvencián, ahol a szkin mélység nagyobb, mint a réteg vastagsága. Az effektus az ellenállástól sem függ élesen, pl. legalább 40 % az elnyelt teljesítmény $75 \Omega/\square$ és $500 \Omega/\square$ között. Ezt az elvet többrétegű szerkezeten rezonanciával kombinálva viszonylag széles frekvencia tartományban megközelíthető a 100%-os abszorpció, miközben az abszorber réteg vastagsága μm alatt marad, kompatibilisen a szerkezettel [20....23]. A MFA-ban készített szenzorokon nem volt ilyen abszorber réteg.

A MFA-ban előállított 40 termopárt tartalmazó eszköz termikus sugárzás teljesítményére való érzékenysége 20 V/W illetve 50 V/W attól függően, hogy a teljesítményt a csip teljes $2 \times 2 \text{ mm}^2$ felületére, vagy csak a membrán felületére vonatkoztatjuk. Ez az érték megfelel a kereskedelmi forgalomban kapható ilyen szenzorokénak. [24,25]. A termopár hurkok melegpontjánál egy – ugyancsak polikristályos Si-ból kialakított – fűtőszál helyezkedik el. Az elektromos fűtésre vonatkozó teljesítmény érzékenység 90 V/W volt. Ez az érték az abszolút maximum, hiszen ebben a teljes teljesítmény a csipen abszorbeálódik méghozzá

a leghatásosabb módon, a melegpontnál. A szóban forgó csipek képét a 9.7. Függelékben mutatom be.

Az elektromos fűtés kényelmes lehetőséget teremt az eszköz működési sebességének a becslésére. Impulzus üzemű fűtést alkalmazva a szóban forgó csip esetén megfigyeltem a termofeszültség relaxációját az impulzus fel, illetve lefutása során. A 9.7. Függelékben bemutatott csipek esetén a kapott relaxációs időket a 4.3.1. táblázat foglalja össze.

4.3.1. Táblázat. Az elektromos fűtéssel mért relaxációs idők, különböző rétegszerkezeteknél. A mérések becsült pontosság kb. 20%.

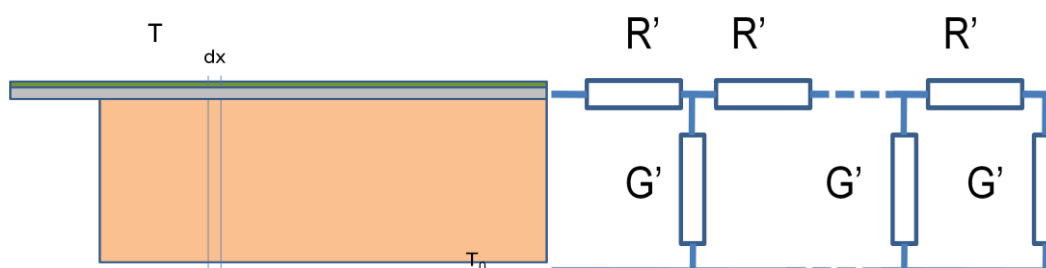
Minta jele	Rétegvastagságok [μm]	válaszidő atmoszférán [ms]	válaszidő vákuumban [ms]
TPT 29	0,7 SiN _x / 0,2SiO ₂ /0,5 poly Si/1,2 SiO ₂ /0,6 PSG/0,2 SiO ₂	9,7	15,9
TPT 33	0,7 SiN _x / 0,2 SiO ₂ / 0,3 poly Si/0,2 SiO ₂	4,7	8,9
TPT 38	0,5 SiN _x / 0,3poly Si/0,17 SiO ₂	3,8	9,3

Természetesen ez a módszer csak becslés, hiszen az infravörös, vagy a később ismertetendő THz-es sugárzás más hőeloszlást okoz, de nagyságrendi változás ezért nem várható. A relaxációs időt a konstrukció (a membránon futó termopár hosszak) nyilvánvalóan szintén befolyásolják. Minden esetre a szóba jövő relaxációs idők elég rövidek a valós idejű képalkotáshoz. Az is látszik, hogy a rétegek vékonyításával a relaxációs idő minimumhoz tart, amikor is már a levegő felé való hőátadás, illetve a sugárzásos hőátadás a meghatározó.

4.4. A hidegpont

A termopárok membránon futó szakaszán a hőeloszlás konstrukciótól függően különböző lehet. A hideg végük viszont nagyjából egyforma, ennek ellenére ennek a résznek a méretezéséről nincs irodalom. Az nyilvánvaló, hogy a csip hűtésére szükség van, az abszorbeált sugárzási teljesítményt a környezet felé le kell adni, ezt a tokozás oldja meg, működés közben a tok hőmérséklete kicsit magasabb lesz a környezetnél. A Si hordozó

igen jó hővezető, megfelelően beültetve a tokba hőmérséklete közel lesz ahhoz, az optimális működés esetén a termopár csíkok hideg végei megközelítik a Si hordozó hőmérsékletét. E feltétel teljesítésére vonatkozó becslést a 4.4.1. ábra szerinti tápvonal modell alapján végezhetünk.



4.4.1. ábra. A termopár vezeték lehűlésére vonatkozó tápvonal modell.

A modell egy dimenziós, azaz nem veszi figyelembe a termopár csíkokra merőleges irányba történő hőáramlást, a „legrosszabb esetre” vonatkozik. Egyensúlyi körülmények közt a hordozó szélén, a belépési ponton a hőmérséklet:

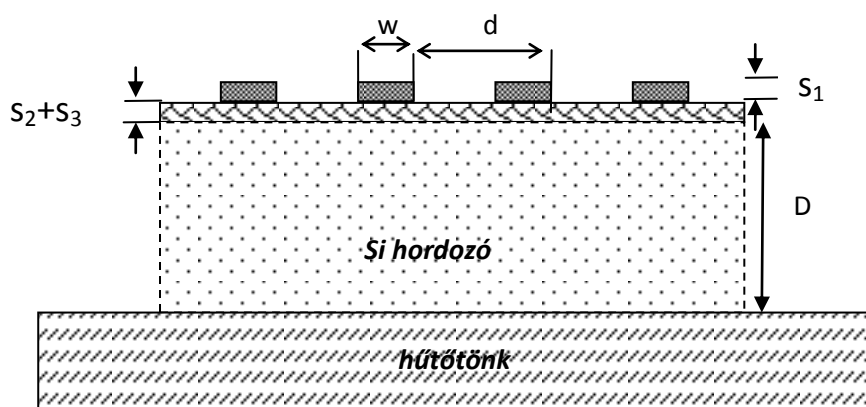
$$T = T_0 + PZ_{th} = T_0 + P\sqrt{\frac{R'}{G'}} \quad (4.4.1.)$$

A hőmérséklet lecsengésének exponenciális kitevője, a terjedési tényező, pedig:

$$\alpha = \sqrt{R'G'} \quad (4.4.2.)$$

, ahol R' és G' a hosszegységre jutó hőellenállás, illetve hővezetés. Mivel egyensúlyi helyzetet vizsgálunk a hőkapacitásokat nem vesszük figyelembe. P a termopár szabadon álló részén elnyelődött hőteljesítmény, a szubtráton futó részen esetlegesen elnyelődő hőt az egyszerűség kedvéért elhanyagoljuk. Ez a teljesítmény akkor a legnagyobb súlyú, ha nincs a szerkezeten abszorbens réteg és maga a termopár (és a membrán) abszorbeál. Ebben az esetben is jóval kisebb ez a hő a felület arányok miatt. Abszorbens felületek alkalmazása, és/vagy a detektor csipek elé helyezett fókuszáló (Ge) lencse [24] esetén még inkább elfogadható ez a közelítés.

R' és G' becslése során a termopárt és a hozzá tartozó membrán anyagot egy egységnek tekintjük, abból kiindulva, hogy azonos hőmérsékleten vannak, az együttes keresztmetszetükön képzett átlaghőmérséklettel számolunk.

4.4.2. ábra. Modell az R' és G' becsléséhez

A 4.3.1

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R'_1} + \frac{1}{R'_2} + \frac{1}{R'_3} = w\sigma_1 s_1 + d(\sigma_2 s_2 + \sigma_3 s_3) \quad (4.4.3.)$$

ahol az 1 és a 2, 3 indexek rendre a polikristályos Si-ra és a membránt alkotó a SiN_x és a SiO_2 rétegekre vonatkoznak. A G' pedig:

$$G' = \sigma_{\text{Si}} \frac{d}{D} \quad (4.4.4.)$$

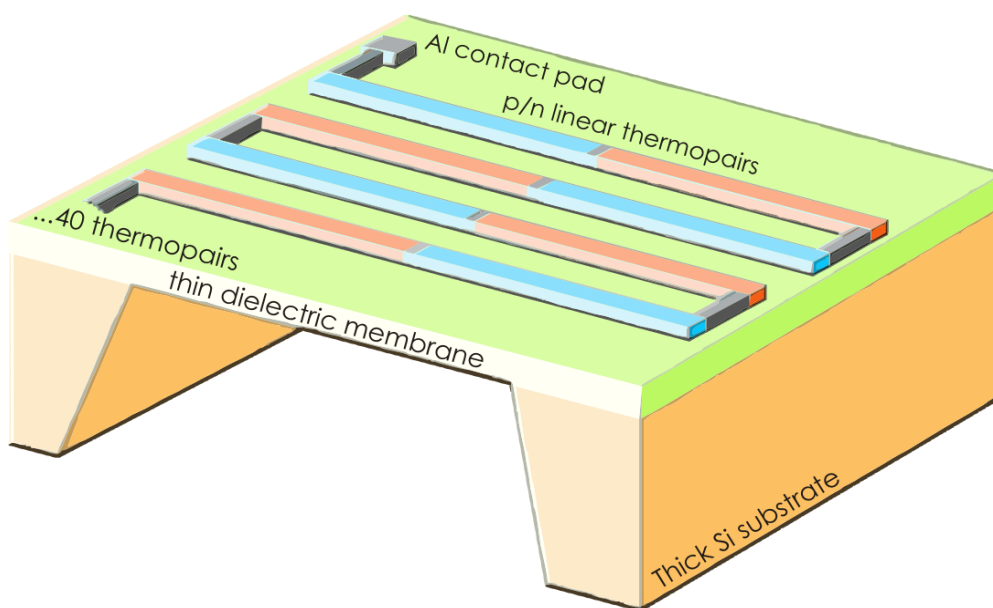
A hővezető-képességek numerikus értékei: egykristályos Si hordozó [10]: $150 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, polikristályos Si esetén a hővezetőképesség függ a szemcsézettség mértékétől; az irodalom [25] szerint értéke szoba hőmérsékleten $15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ és $35 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ közötti, itt ennek középértékével $25 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ –vel számolok. A SiN_x hővezetőképessége szintén függ a leválasztás körülményeitől; értéke $16\ldots 33 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ között változhat [26], ennek kerekített átlaga is $25 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. A SiO_2 hővezetőképessége [4]: $1,4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Az előző fejezetben ismertetett tipikus (TPT 33) szerkezet esetén: $s_1 = 0,3 \text{ }\mu\text{m}$, $s_2 = 0,7 \text{ }\mu\text{m}$ és $s_3 = 0,2 \text{ }\mu\text{m}$, (s_2 és s_3 aránya általában 4:1 körüli a membrán feszültségmentesítése céljából [27]). A minta szerkezetben $w = d/2 = 10 \text{ }\mu\text{m}$, D pedig $400 \text{ }\mu\text{m}$. Így $R' = 2,3 \cdot 10^9 \text{ K/Wm}$, $G = 7,5 \text{ W/mK}$. Ezen paraméterek alapján a bemeneti impedancia: $1,75 \cdot 10^4 \text{ K/W}$. A csillapodás pedig: $\alpha = 1,32 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$. $\alpha x = 3$ esetén a termopár vezeték vége 5 %-ra megközelíti a hordozó hőmérsékletét, ez a távolság ennél a szerkezetnél $\sim 23 \text{ }\mu\text{m}$.

A fenti adatok további tanulsága, hogy a hővezetésben meghatározó a SiN_x réteg, ami lényegileg a membrán anyagát adja. Ugyanakkor a gyökvonás miatt a csillapodási tényezők nem különböznek lényegesen a különböző szerkezeteknél. Érdemes

megjegyezni, hogy ha a fizikai modellt megváltoztatjuk és G' -t úgy számítjuk ki, hogy a poli-Si csík alatti membrán hőellenállását hozzáadjuk a szubsztrát hőellenállásához, akkor G' kevesebb, mint 5%-kal módosul.

4.5. A THz detektor

A 4.5.1. ábra mutatja azt a módosított topológiájú miniatűr termoszlopot, mely a THz-es sugárzást is érzékeli [28].

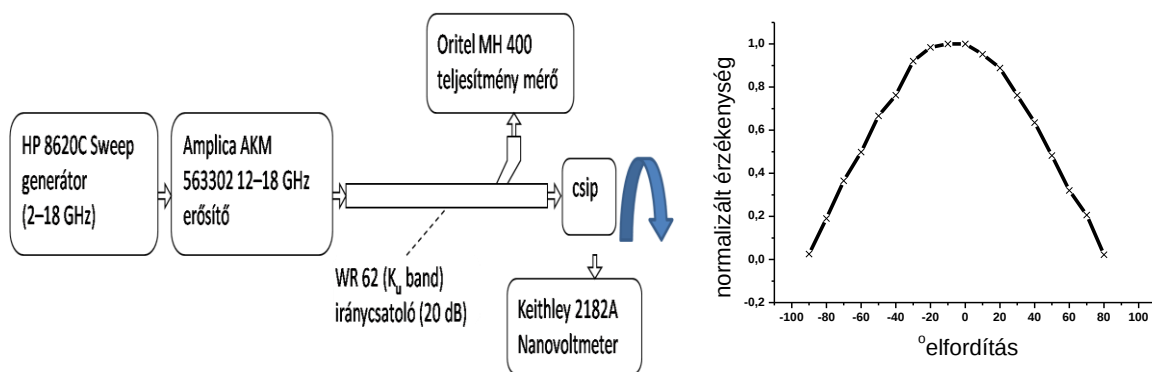


4.5.1. ábra. A lineárisan elrendezett termopárokból felépített miniatűr termoszlop, mely alkalmas a THz-es sugárzás detektálására.

A különbség a 4.3.1. ábrán bemutatott eszközhöz képest az, hogy a termopárok „szétnyitva” lineárisan helyezkednek el a szokásos hurok elrendezés helyett. Ennek a csipnek a fényképe is látható a 9.7. Függelékben. Így a termopár csíkok vevő antennaként viselkednek, a sugárzás által gerjesztett áram Joule hője pedig melegíti a termopárokat. A hőképződés a két végen minimális, hiszen itt a gerjesztett áram nulla, rövid antenna közelítésben a középén a legnagyobb [29] ahol a hatása is a legnagyobb. Természetesen ez a működés akkor várható el, ha a termopár (közel)azonos ellenállású p és n ágakból áll. Ahogy a 4.3. fejezetben az abszorber réteg tárgyalásakor volt róla szó, úgy itt is várható, hogy van a termopár huzalok ellenállásának optimuma. Jelen sorok írásakor még nincs kiszámítva ennek az optimális ellenállásnak az értéke, de a 4.3 fejezetben írt $R/\square = 60\pi$

$\Omega/\square \approx 188,5 \Omega/\square$ alapján várható, hogy a vezetés átlagának kell $1/(60\pi \Omega/\square)$ –nek lennie. A hullámhossz ugyanis nagyobb, mint az antennákra merőleges periódus, ezért várhatóan átlagolódik az egyes szálak hatása. Az itt bemutatandó eszköznél a mind a félvezető csíkok szélessége, mind a köztük lévő távolság $10 \mu\text{m}$, a kitöltés 50%-os. Ezért a félvezető csíkok optimális ellenállását $94,2 \Omega/\square$ körül várjuk. Ezt az értéket igyekeztünk az adalékolással beállítani, meglehetősen nagy hibával sikerült csak, a p és n oldal ellenállása pedig többszöri próbálkozásra sem lett egyenlő. Az eszközök működése viszont megnyugtató volt, amiből az következik, hogy ez az optimum az ellenállás értékek függvényében széles.

Az eszköz antenna-szerű működését a polarizációtól való függéssel bizonyítottam [30, 31]. A 4.5.2. ábra mutatja a mérési elrendezést és a 13 GHz-en mért érzékenységet a csip forgatása közben.

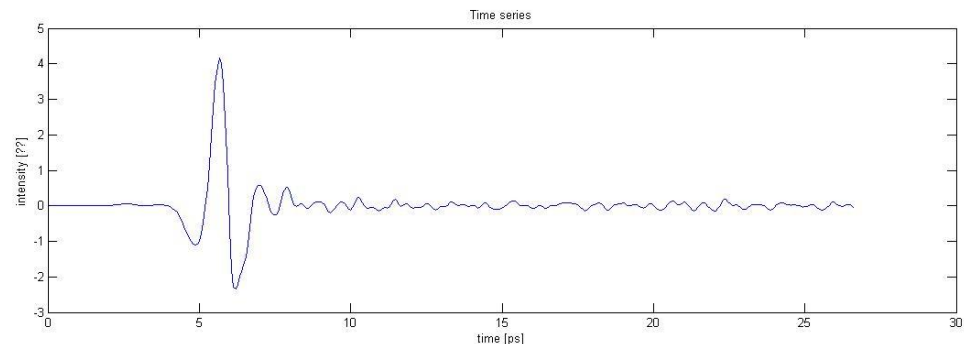


4.5.2. ábra. A mérési elrendezés és szenzor normalizált érzékenysége az elfordítás szögének függvényében. A csip a négyszögletes hullámvezető szabad végénél helyezkedett el. A mérés 13 GHz-en történt.

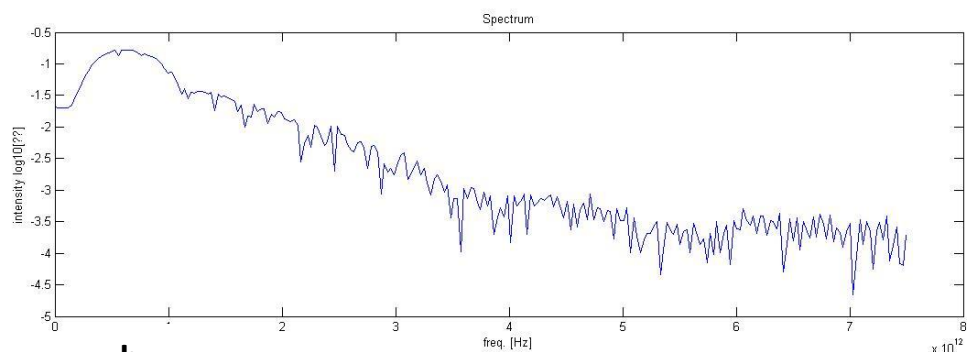
További mérések történtek 100 GHz-en (Universität Duisburg-Essen) és szélessávú THz-es sugárzással is (Max-Planck-Research Department for Structural Dynamics, Center for Free Electron Laser Science, University of Hamburg). A 100 GHz-es sugárzást alacsonyabb frekvenciájú jel sokszorozásával – tisztán elektronikai úton – állították elő és kis tölcserantennával sugározták a ki. A szélessávú jelet úgy állítják elő [32], hogy egy rövid – ps vagy kisebb- áramimpulzust keltenek egy szélessávú antenna talppontján. Az antenna két szárnya egyenfeszültséggel előfeszített a talppontjába pedig egy olyan fotovezetőt helyeznek el, melynél a rekombinációs idő igen kicsi, azaz a fény kikapcsolása után nagyon gyorsan ismét alapállapotba kerül. Ilyen anyag pl. az alacsony hőmérsékleten molekulásugár epitaxiával növesztett GaAs, mely alapállapotban szigetelő. Ezt a fotovezetőt világítják meg egy rövid lézer impulzussal. A széles sávban kisugárzott jelet

dc_365_11

optikai eszközökkel (tükör, lencse, féligáteresztő tükör, stb.) kezelik. A szóban forgó mérés esetén az impulzust és a kisugárzott jel spektrumát a 4.5.3. ábra mutatja.



a.



b.

4.5.3. ábra. **a.** Az áramimpulzus. **b.** a THz-es sugárzás spektruma.

A 9.7. Függelékben látható csipeken a különböző sugárzásokkal mért teljesítmény érzékenységeket a 4.5.1. Táblázat foglalja össze [33].

4.5.1. Táblázat. A 7.7. Függelékben bemutatott csipek válasza a különböző gerjesztésekre.

jel	elektromos fűtés	13 GHz	100 GHz	Szélessávú THz	Fekete test sugárzás
RES [V/W]	90	0,2	5,6	21	20

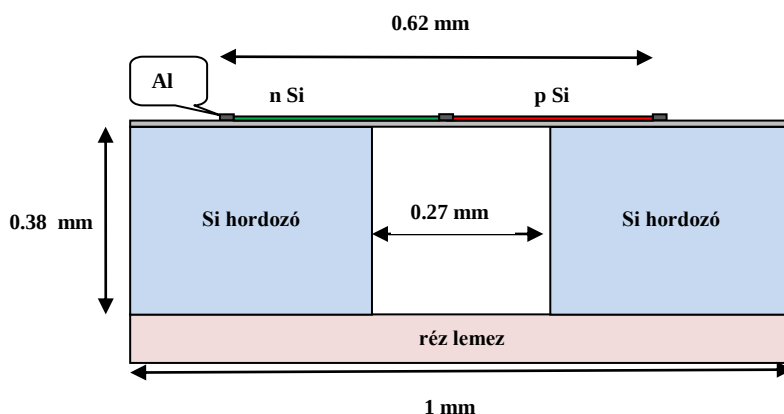
Ahogy már a fekete test sugárzás mérésének ismertetésénél (4.3. fejezet) volt róla szó az érzékenység valamennyi esetben a termofeszültség-teljesítmény grafikon iránytangensét jelenti, ily módon a jel nélküli esetben észlelt termofeszültség (zero-offset) nem torzítja az

eredményeket. A mérési pontosság kb. 10 %, ami a szóban forgó grafikonok linearitásából és a mérések (másik csipen) való reprodukálásából adódik. Ezen a pontosságon belül a fekete test sugárzással szemben a 9.7. Függelékben bemutatott hurok elrendezésű és lineáris szerkezetek egyforma érzékenységet mutattak, sőt az a olyan hurok elrendezésű csip is, melyen nem volt fűtőtest. A hurok elrendezésű csipeken nem volt észlelhető a zajból kiemelkedő jel a 13 GHz-es, a 100 GHz-es és a szélessávú THz-es gerjesztésnél. Ezeknél a gerjesztéseknél a lineáris elrendezésű csipeken minden esetben megfigyelhető volt a polarizációtól való függés. A 100 GHz-es és a szélessávú THz-es mérésnél nem volt lehetőség a szenzor folyamatos forgatására, viszont lehetett mérni úgy, hogy a termopár csíkok a villamos térrel párhuzamosak, vagy arra merőlegesek voltak. Ez utóbbi esetben sem volt megfigyelhető a zajnál nagyobb jel. Ugyancsak nem kaptunk szignifikáns jelet azokon a lineárisan elrendezett termopárokon, melyeknél az egyik ág Al fémezés volt. Ezek a szerkezetek a termikus sugárzással szemben kisebb, mint fele érzékenységet mutatnak, lévén az Al hővezetése nagyobb, mint a polikristályos Si-é. (Az Al Seebeck állandója kicsi, $\sim -1,8 \mu\text{V/K}$.) A THz-en végzett mérés viszont kizárta ezt az értéket is, az elektromos aszimmetria miatt nem a melegpont közelében képződik a hő. Az elektromos fűtés értelemszerűen csak a hurok elrendezésű termopárok esetén volt lehetséges. A számszerű értékekkel kapcsolatban azt meg kell jegyezni, hogy az elektromos fűtés és a hőmérsékleti sugárzás kivételével a teljesítmény azt a becsült teljesítményt jelenti, ami a teljes 4mm^2 felületű csipet éri. Ezt a sugárzási teljesítmény megnyugtató módon csak a fekete test esetén van meghatározva a geometria és a láthatósági faktoron keresztül. A többi sugárzásnál, a teljesítmény nehezen mérhető, a lehető legjobb becslésen alapuló értékekkel számoltam. A táblázatban szereplő mérések levegőn történtek, az elérhető legnagyobb nyugalomban.

Az elért érzékenység összevethető az irodalomban közöltekkel, melyeket más szerkezeteken értek el. Chong és Ahmed [34] párologtatott fém antennával csatolta a jelet a termopár, illetve bolométer szenzorra. Az érzékenységet „csatolási tényezővel” (coupling factor) fejezte ki, ami azt jelenti, hogy a csipet érő sugárzási teljesítmény az elektromos fűtéshez képest mekkora jelet vált ki; 15%-t kaptak, a fűtéssel elért érzékenységük hasonló volt, 86 V/W, illetve 144 V/W a különböző topológiák esetén. Ugyan ez a „csatolási tényező” a 4.5.1. táblázat szerint $12/90 \approx 23 \%$ a szélessávú THz

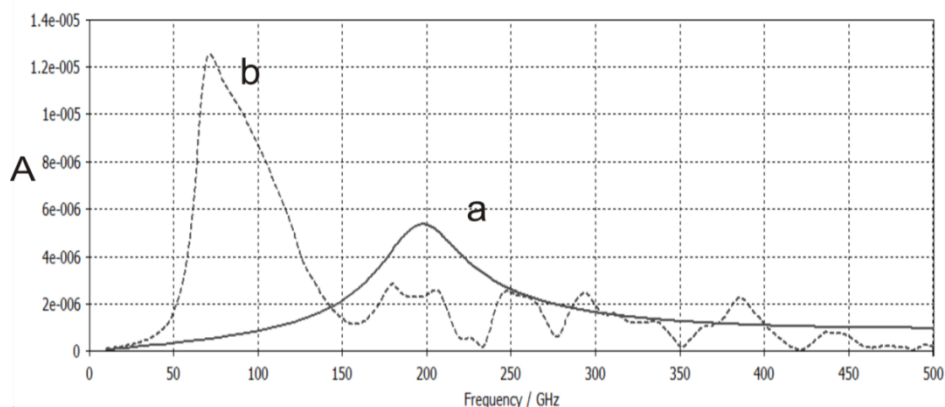
esetén. Kasalinas és társai [35] $R/\square \approx 60\pi$ rétegellenállású TiN abszorber réteget helyeztek el a miniatűr termooszlopok fölött, 28 V/W érzékenységet értek el 2,52 THz-es sugárzásra vonatkoztatva. Minkevicius és társai [36] Egy InGaAs csokornyakkendő-antenna alakú diódát publikáltak; ennek érzékenysége 6 V/W 0,591 THz-en. Öjefors és társai [37] a 0,25 μm -es CMOS technológiával készített tranzisztort használtak diódként és a csipre fémgőzöléssel felvitt antennával hajtották meg. Ők 150 V/W érzékenységet értek el a 0,65 THz-es rezonancia frekvencián; megjegyezték továbbá, hogy ez csupán 0,2 %-a a szimulációval kapott érzékenységnek.

A működés jobb megértése céljából Matyi Gábor elektromágneses szimulációkat végzett [38]. E vizsgálatok némileg egyszerűsített szerkezeten történtek (ld. 4.5.4. ábra.) és e sorok írásakor még koránt sem teljes körűek.



4.5.4. ábra. Az elektromágneses szimuláció során alkalmazott fizikai modell.

A 4.5.5. ábra mutatja egy darab antenna csík abszorpcióját szabadon álló helyzetben és ráhelyezve a 4.5.4 szerinti szerkezetre.

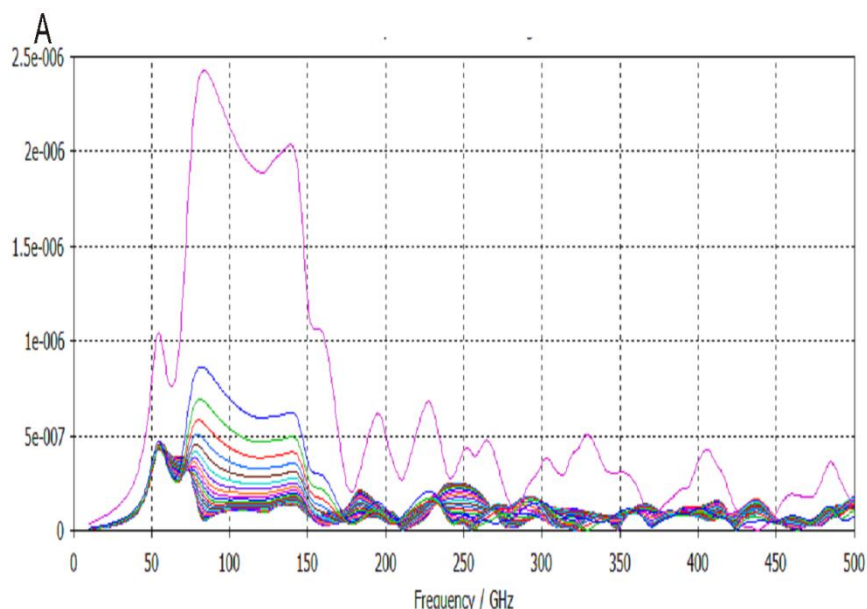


4.5.5. ábra. Egy antenna csík középpontjában gerjesztett áram spektruma. a. szabadon álló antenna, b. a Si hordozón lévő membránra helyezett antenna.

dc_365_11

Az első esetben egy széles rezonancia látszik 200 GHz környékén, ami valamivel kisebb, mint a csík hosszának megfelelő szabadtéri hullámhossz fele. Mind az alacsonyabb frekvenciák felé való elcsúszás, mind szélesség tulajdonítható a rezonancia veszteséges voltának. Felharmonikusok nem látszanak. A második esetben az abszorpciós spektrum keskenyebb és magasabb, csúcsa 90 GHz környékén van. A csúcs eltolódás magyarázható azzal, hogy a dielektrikumon fekvő antenna elektromos hossza nagyobb. A szokásos ökölszabály alapján, amikor az effektív dielektromos állandót a relatív dielektromos állandók térfogattal súlyozott átlagával becsüljük meg, $\epsilon_{\text{eff}} \approx 5,6$; ez a 200 GHz helyett 84,7 GHz-en ad félhullámú rezonanciát. Az antenna hatásos felülete is nő a nagyobb hullámhosszaknál, méghozzá négyzetesen. Ezért magasabb a csúcs a „b” spektrumon, kb. kétszeres a gerjesztett áram, a teljesítmény pedig ennek négyzete. A magasabb frekvenciákon látható kisebb csúcsok vélhetően a csip, illetve a benne lévő üreg rezonanciái.

A teljes struktúrát is szimuláltuk. Ebben az esetben 48 antenna csíkot (10 μm szélességűek és a köztük lévő távolság is 10 μm) helyeztünk el a csipen, melyek majdnem teljesen lefedték az üreget, a két szélén 20-20 μm -nyi szabad felület maradt. Az eredményt a 4.5.6. ábra mutatja.



4.5.6. ábra. A gerjesztett áramok spektrumai a 48 antenna csíkkal lefedett szerkezetben. A legnagyobb csúcsot mutató spektrum a legszélső antennához tartozik, míg befelé haladva fokozatosan csökkennek a csúcsok.

A szimuláció szélessávú működést mutat. A szélén lévő antenna esetén is a rezonancia csúcs alig ötször nagyobb a magasabb frekvenciájú értékeknél. A közép tájon lévő antennákban pedig már sokkal kisebb ez a viszony. Hasonló spektrumot eredményezett az a szimuláció, amikor csak 46 csíkkal volt lefedve az üreg, így a szélén nagyobb távolságon volt szabad az üreg.. Ebből arra lehet következtetni, hogy a legszélső csíkon mutatkozó maximum nem a Si hordozó közelségének a következménye. Az egész szerkezet egy erősen polarizáció függő (kettőtörő) vezető síkként viselkedik, melynek bizonyos mértékig a peremére szorul ki az áram.

A lehetséges tokozási módokkal kapcsolatosan szimulációk történtek úgy is, hogy a 4.5.4. ábrán látható réz alaplapot dielektromos lemezzel (FR4) helyettesítettük. Ez esetekben a gerjesztett áramok kb. 33 %-kal magasabbak voltak, de a szélső és középső csíkokra vonatkozó spektrumok jellege változatlan maradt.

A szélessávú THz-es gerjesztésnél méréseket végeztünk különböző topológiájú szenzorokkal is, melyeket egy újabb maszk-sorozattal készítettünk. A 4.5.2. táblázat foglalja össze az érzékenységi adatait 4 szerkezetnek, melyek mind (réz) lemezre, mind dielektrikum hordozóra (FR4) fel voltak szerelve.

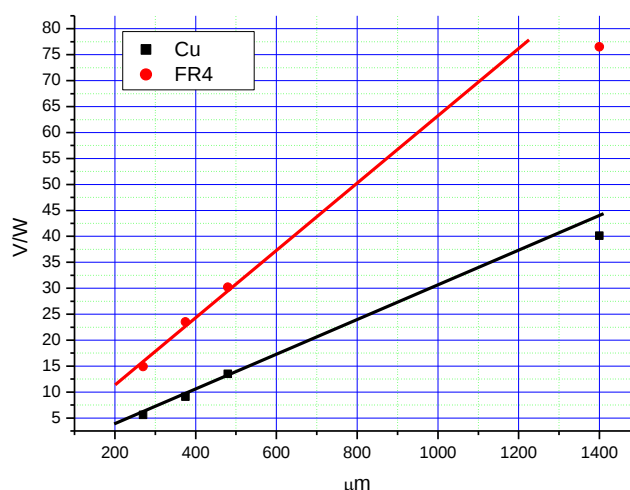
Látszik, hogy a teljesítmény érzékenység átlagosan kétszer akkora amikor a csip dielektrikumra van szerelve. Ez valamivel nagyobb, mint amit a szimuláció megjósolt, az ott kapott 33% körüli áram növekedéshez csak 77%-nyi teljesítmény növekedés tartozna, de a szimuláció nem pontosan a valódi szélessávú THz spektrumára vonatkozott.

Az érzékenységek monoton függenek a membránon futó rész hosszától, ezt mutatja a 4.5.7. ábra. Az eltérés csak a leghosszabb esetben van, amikor már a csip mérete is más, ennek a kérdésnek a tisztázása még hátra van.

dc_365_11

4.5.2. Táblázat. Négy különböző hosszúságú membránra szerelt szenzor átlagos teljesítmény érzékenysége vezető, illetve dielektrikum lemezre szerelve. A mérések a széles sávú THz-es sugárzással történtek. Valamennyi szerkezet 49 termopár--antennát tartalmaz. A Dipxx jelű csipek csak az üreg méretében különböznek, a termopárok hossza és a csip mérete ($1 \times 1 \text{ mm}^2$) azonos. A 4x2 A jelű csip mérete $4 \times 2 \text{ mm}^2$.

A szerkezet jele	4x2 A	Dip A 270	Dip A 375	Dip A 480
A membrán hossza [μm]	1400	270	375	480
RES rézen [V/W]	40,1	5,6	9,1	13,5
RES FR4-en [V/W]	76,5	14,9	23,5	30,2



4.5.7. ábra. A 4.5.2. táblázat adatainak ábrázolása.

A fenti adatok bizonyítják, hogy az érzékenység növelésének még bő tartalékai vannak, holott az első maszkorozattal előállított szerkezet 21 V/W érzékenysége (4.5.1. táblázat) is versenyképes más publikált eszközökével. További javulás várható ha az eszközt vákuumba tudjuk elhelyezni (betokozni). Az infravörös mérések tapasztalatai alapján (4.3.4. ábra) ez bő kétszeres javulást hozhat.

Vizsgáltuk továbbá az antennát topológiájának a hatását is. A 4.5.3. táblázat három különböző számú és elrendezésű termopárt tartalmazó eszközök mért érzékenységét mutatja szélessávú THz gerjesztésnél.

dc_365_11

4.5.3. Táblázat. Különböző számú antennát tartalmazó szenzorok összehasonlítása. Valamennyi csip $1 \times 1 \text{ mm}^2$ méretű, a membrán szabad felülete pedig $0,27 \times 0,83 \text{ mm}^2$, az antennák hossza pedig $0,63 \text{ mm}$. A RES értékeket ebben az esetben is a szélessávú THz-es sugárzással mértük.

A minta jele	DipB a	DipB b	DipB c
antennák száma	5	37	72
szélesség/távköz [μm]	20/60	10/10	5/5
RES [V/W]	2	12,8	23
ellenállás [$\text{k}\Omega$]	9,3	98,5	375
termikus zaj [$\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$]	12,2	39,7	77,5
zaj-egyenértékű jel [$\text{nW}/\sqrt{\text{Hz}}$]	6,1	3,1	3,4

Látható, hogy az érzékenység nő a termopárok számával, de nem egyenes arányban. Az egyik ok valószínűleg a 4.5.6. ábrán bemutatott jelenség, miszerint a szélső antennák jobb hatásfokkal működnek. A másik ok pedig az lehet, hogy a termopárokkal sűrűbben lefedett membrán jobb hővezető és ezért kisebb hőmérséklet különbség alakul ki rajta. Az igazán tanulságos viszont a zaj határolta érzékenység függése az antennák számától. Az ellenállás növekedése miatt ez sokkal kevésbé függ az antennák számától, mint maga az érzékenység. 5-ről 57-re növelve a termopár csíkok számát a javulás mindössze kétszeres, a további növelés után pedig már inkább kicsit romlik ez a paraméter. Megjegyzem itt, hogy mind ezek a csipek, mind a korábbiak, melyek egy-egy összehasonlítás tárgyát képezték egy Si hordozón egy technológiai folyamatban készültek.

4.6. Összefoglalás

A Seebeck-effektuson alapuló miniatűr termooszlopok számos esetben kiválthatják a bolométereket. Felépítésüknél fogva hőmérséklet mérésére nem alkalmasak, de abszorbeált teljesítmény érzékelésére igen. Teljesítményt abszorbeálhatnak az elektromágneses sugárzásból, de akár katalitikus gázérzékelőként is. Kimenő jelük egyenesen arányos az abszorbeált teljesítménnyel mindaddig, amíg a hőtani helyettesítő

képük lineárisnak tekinthető. Bár a tapasztalat szerint némi „zéró offset” –et mutatnak az értékes jel nem egy nagy előfeszítésre szuperponálódva jelenik meg.

A termofeszültséggel működő szenzorok előnye, hogy nem igényelnek előfeszítést, ezért mentesek az ellenállás fluktuációjából eredő bizonytalanságoktól ($1/f$ zaj, illetve generációs-rekombinációs zaj). Az elektronikus zaj szempontjából csak a ellenállással kapcsolatos termikus zaj jön szóba. Megmutattam, hogy a hőmérséklet fluktuációjából származó zaj mind a közönséges fémek, mind a szilícium esetén kisebb ennél.

Sokan foglalkoztak az infravörös sugárzás abszorpciójának hatékonyabbá tételével és az így kialakuló topológiák hőeloszlásával. A hideg oldal tárgyalása viszont nem található meg az irodalomban. Távvezeték analógián alapuló modellt javasoltam a megfelelő hűlés tervezéséhez.

Az ismerttől eltérő topológiájú, lineárisan elrendezett termopárokból álló miniatűr termooszlopot javasoltam a THz-es sugárzás detektálására. Bebizonyítottam ennek az új eszköznek a működési elvét. Jóllehet minden részlet még nem ismert, de a mért érzékenységek versenyképesek más elven működő THz-es detektorokéval.

4.7. Irodalom a 4. fejezethez

- [1.] Jan Tauc: Photo and Thermoelectric Effects in Semiconductors, Pergamon Press, 1962
- [2.] A. W. van Herwaarden and P M Sarro: Thermal Sensors Based on the Seebeck Effect, Sensors and Actuators, 10, pp. 321-346, 1986
- [3.] P. Sz. Kirijev: Félvezetők Fizikája, Tankönyvkiadó Budapest, 1974
- [4.] S. M. Sze: Semiconductor Sensors, John Wiley & Sons, ISBN: 0-471-54609-7, 1981
- [5.] I.d. pl. az OMEGA cég katalógusát.
- [6.] J.C. Mather: Bolometer noise: nonequilibrium theory, Applied Optics, 21, pp.1125-1189, 1982
- [7.] Ch. Kittel: Bevezetés a Szilárdtest Fizikába, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1966
- [8.] A.W. van Herwaarden and P.M. Sarro: Thermal sensors based on the Seebeck effect, Sensors and Actuators, 10 pp. 321-346, 1986
- [9.] S. Kasap: Thermoelectric effects in metals: Thermocouples, <http://kasap3.usask.ca/samples/Thermoelectric-Seebeck.pdf>
- [10.] M. Levinshstein, S. Rumjantsev and M. Shur: Semiconductor parameters, vol. 1. World Scientific, ISBN: 981-02-1420-0, 1996
- [11.] Fodor György: A Laplace Tanszformáció Műszaki Alkalmazása, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1962

- [12.] T. Ebel: Miniaturized Thermoelectric Radiation Sensors Covering a Wide Range with respect to Sensitivity or Time Constant, *Sensors and Actuators A*, 25-27, pp. 653-656, 1991
- [13.] H. Hyun Choi and Kensali D. Wise: A Silicon-Thermopile-Based Infrared Sensing Array for Use in Automated Manufacturing, *IEEE Trans. on Electron Devices*, ED-33, pp. 7279, 1986
- [14.] J. Schieferdecker, R. Quad, E. Holzenkampfer and M. Schulze: Infrared thermopile sensors with high sensitivity and very low temperature coefficient, *Sensors and Actuators A*, 46-47, pp. 422-427, 1995
- [15.] A. Graf, M. Arndt, M. Sauer and G. Gerlach: Review of micromachined thermopiles for infrared detection, *Measurement Science and Technology*, 18, pp. R59-R75, 2007
- [16.] S. C. Allison, R.L. Smith, D.W. Howard, C. Gonzáles and S.D. Collins: A bulk micromachined silicon thermopile with high sensitivity, *Sensors and Actuators A*, 104, pp. 32-39, 2003
- [17.] M. Boutchich, K. Ziouche, M. Ait-Hammouda Yala, P. Godts and D. Leclercq: Package-free infrared micro sensor using polysilicon thermopile, *Sensors and Actuators A*, 121, pp. 52-58, 2005
- [18.] J. H. Kiely, D.V. Morgan and D.M. Rowe: The design and fabrication of a miniature thermoelectric generator using MOS processing techniques, *Measurement Science and Technology*, 5, pp. 182-189, 1994
- [19.] T. Ebel, R. Lenggenhager and H. Baltes: Model of thermoelectric radiation sensors made by CMOS and micromachining, *Sensors and Actuators A*, 35, pp. 101-106, 1992
- [20.] Alberto Roncaglia, Fulvio Mancarella and Gian Carlo Cardinali: CMOS-compatible fabrication of thermopiles with high sensitivity in the 3-5 μm atmospheric window, *Sensors and Actuators B*, 125, pp. 214-223, 2007
- [21.] Paul A. Silberg: Infrared absorption of three-layer films, *J. of Optical Soc. of America*, 47, pp. 575-578, 1957
- [22.] K.C. Liddiard: Thin-film resistance bolometer IR detectors, *Infrared Physics*, 24, pp. 57-64, 1984
- [23.] K.C. Liddiard: Thin-film resistance bolometer IR detectors—II, *Infrared Physics*, 26, pp. 43-49, 1986
- [24.] <http://www.roithner-laser.com/>
- [25.] A. D. McConnell, S. Uma and K. Goodson: Thermal Conductivity of Doped Polysilicon Layers, *J. of Microelectromechanical Systems*, 10, pp. 360-369, 2001
- [26.] http://www.mit.edu/~6.777/matprops/pecvd_sin.htm
- [27.] D. Resnik, U. Aljančič, D. Vrtačnik, M. Možek and S. Amon, "Mechanical stress in thin film microstructures on silicon substrate", *Vacuum*, 73, 623-628, 2004
- [28.] B. Szentpáli, P. Basa, P. Fürjes, G. Battistig, I. Bársony, G. Károlyi, T. Berceli, V. Rymanov and A. Stöhr, *Appl. Phys. Letters*, 96, 133507, 2010
- [29.] Istvánfi Edvin: Tápvonalak, antennák, hullámterjedés. Egyetemi jegyzet, Tankönyvkiadó, Budapest, 1985
- [30.] Béla Szentpáli, Péter Basa, Péter Fürjes, Gábor Battistig, István Bársony, Gergely Károlyi, Tibor Berceli: Millimeter wave detection by thermopile antenna, *Proc. Eurosensors XXIV*, September 5-8, 2010, Linz, Austria Paper No.: B3L-B-4, pp. 1-4
- [31.] B. Szentpáli, P. Basa, P. Fürjes, G. Battistig, I. Bársony: Thermopile as THz Detector, *Proc. of the 2nd IEEE International Workshop on THz Radiation: Basic Research & Applications, TERA'2010, Sevastopol, Ukraine 12-14 September 2010*, pp.: 275-277

- [32.] Béla Szentpáli, Gábor Matyi, Péter Fürjes, Endre László, Gábor Battistig, István Bársony, Gergely Károlyi, Tibor Berceli: THz detection by modified thermopile, Smart Sensors, Actuators and MEMS, Proc. of SPIE Vol. 8066, 80661R-1, paper no.: 8066-64, 2011
- [33.] Yun-Shih Lee: Principles of Terahertz Science and Technology, ISBN: 978-387-09539-4, Springer, 2009
- [34.] N. Chong and H. Ahmed: Antenna-coupled polycrystalline silicon air-bridge thermal detector for mid-infrared radiation, Appl. Phys. Lett. 71. pp. 1607-1609, 1997
- [35.] I. Kasalynas, A. J. L. Adam, T. Klaassena, N. J. Hovenid, G. Pandraudc, V. P. Iordanovtc and P. M. Sarro, "Some properties of a room temperature THz detection array", Proc. of SPIE Vol. 6596, 65960J, doi: 10.1117/12.726404, 2007
- [36.] Minkevicius L., Tamosiunas V., Kasalynas I., Seliuta D., Valusis G., Lisauskas A., Boppel S., Roskos H.G. and Köhler K., "Terahertz heterodyne imaging with InGaAs-based bow-tie diodes", Appl. Phys. Lett. 99, 131101, 2011
- [37.] Öjefors E., Lisauskas A., Glaab D., G. Roskos H.G. and Pfeiffer U.R., "Terahertz Imaging Detectors in CMOS Technology", J Infrared Milli Terahz Waves 30:1269–1280, DOI: 10.1007/s10762-009-9569-4, 2009
- [38.] Béla Szentpáli, Gábor Matyi, Péter Fürjes, Endre László, Gábor Battistig, István Bársony, Gergely Károlyi, Tibor Berceli: THERMOPILE-BASED THz ANTENNA, Microsystem Technologies, p.1-8, DOI.: 10.1007/s00542-011-1387-7, 2011

5. Az értekezés új tudományos eredményei

1. Tézis csoport

1.1. A szabványos mérés céljára új, rugalmas térmérő szondákat szerkesztettem. Ezek jellemzője a vékony poliészter hordozón vastagréteg technológiával kialakított funkcionális szerkezet. Az detektor a korábban kifejlesztett planárisan adalékolt GaAs dióda.

1.2. Kidolgoztam a szondák kalibrációját, ennek kapcsán új megoldás a henger alakú tápvonalban végzett izotrópia mérés. Kísérletileg megállapítottam az előállított szondák mérési határait és pontosságát. Ezek megfeleltek a szabvány szerinti SAR mérésre előírt paramétereknek.

1.3. A személyi expozíció vizsgálatára szolgáló szonda alapján szélessávú térmérő szondát szerkesztettem az EMC mérőhelyeken való alkalmazás céljára. A készülék kivitelezése konzorciumban történt. Kidolgoztam a kalibrációs eljárást. Ennél a szondánál is megállapítottam a mérési határokat és a pontosságot, ami megfelelt a követelményeknek.

2. Tézis csoport

2.1. Megmutattam, hogy a termisztor esetén a hőmérsékleti relaxáció által meghatározott sávszélességben a termikus zaj okozta bizonytalanság nem függ az elektromos és hőellenállások értékétől. $\delta T \sim \alpha^{-1} \sqrt{k/C^*}$ ahol α az ellenállás termikus koefficiense, k a Boltzmann állandó, C^* pedig a szenzor hőkapacitása.

2.2. Az $1/f$ zaj esetén javaslatot tettem a divergencia problémájának feloldására. Ily módon az olyan gyakorlati „jósági tényező” szerű paraméter, min pl. a zaj egyenértékű jel meghatározható a fizikai paraméterek alapján. A javaslat lényege, hogy a zaj okozta bizonytalanságot két véges határ, f_1 és f_2 közt integráljuk. Ekkor:

$$\frac{\delta r_{1/f}}{r} \cong \sqrt{c_{1/f} \ln \left(\frac{f_2}{f_1} \right)}$$

ahol $\delta r_{1/f}$ az elektromos ellenállás 1/f zaj okozta szórása és $C_{1/f}$ az 1/f típusú zaj spektrális sűrűségének együtthatója. Hooge törvényt követő zaj esetén:

$$C_{1/f} = \frac{\alpha_H}{nV}$$

, ahol α_H , n és V rendre a Hooge-állandót, a szabad töltéshordozó sűrűséget és a térfogatot jelöli. A zaj járuléka a két határfrekvencia viszonyától függ, de mivel ez a függés viszonylag gyenge, a gyakorlatban számolhatunk egy fix viszonytal, pl. a dolgozatban 10^6 választottam.

2.3. Az exponenciális relaxációval leírható generációs-rekombinációs zaj esetén az ellenállás relatív fluktuációjának spektrális sűrűsége:

$$\frac{\delta r^2}{r^2} = \frac{M\tau_{g-r}}{1 + (\omega\tau_{g-r})^2}$$

, ahol τ_{g-r} a generációs-rekombinációs folyamat időállandója. Kimutattam, hogy amennyiben a termikus ellenállást hőmérséklet mérésre használják (termisztor) úgy ez a zajkomponens közelítőleg

$$\delta T_{g-r} \cong \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{M\tau_{g-r}}{\tau}} \quad , \text{ ha } 2\pi\tau_{g-r} < \tau \quad , \quad \text{illetve} \quad \delta T_{g-r} \cong \frac{\sqrt{M}}{2\alpha} \quad , \text{ ha } 2\pi\tau_{g-r} > \tau$$

bizonytalanságot okoz, attól függően, hogy $2\pi\tau_{g-r}$ kisebb, illetve nagyobb a hőmérsékleti egyensúly beállítására vonatkozó relaxációs időnél, τ -nál. α az ellenállás termikus koefficiense.

Amennyiben a termikus ellenállást bolométerként alkalmazzák, úgy a mért P teljesítmény bizonytalansága:

$$\delta P_{g-r} \cong \frac{1}{\alpha R} \sqrt{\frac{M\tau_{g-r}}{\tau}} \quad , \text{ ha } 2\pi\tau_{g-r} < \tau \quad , \quad \text{illetve} \quad \delta P_{g-r} \cong \frac{\sqrt{M}}{2R\alpha} \quad , \text{ ha } 2\pi\tau_{g-r} > \tau$$

, ahol R a termikus ellenállás és a környezete közti hőellenállást jelenti. Amennyiben pedig a bolométerként használt eszközzel a τ -nál rövidebb energia impulzust mérnek, úgy:

$$\delta E_{g-r} \cong \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{M\tau_{g-r}C^*}{R}} \quad , \text{ ha } 2\pi\tau_{g-r} < \tau \quad , \quad \text{illetve} \quad \delta E_{g-r} \cong C^* \frac{\sqrt{M}}{2\alpha} \quad , \text{ ha } 2\pi\tau_{g-r} > \tau$$

, ahol C^* az eszköz hőkapacitása.

2.4. A konkrét példák alapján azt a következtetést lehet levonni, hogy a platina és szilícium alapú termikus ellenállások esetén a termikus zajkomponens a legnagyobb a szóban forgó mérettartományba eső eszközök esetén akkor, ha a lehetséges leggyorsabb működéshez tartozó sávszélességben történik a jel feldolgozása. Az $1/f$ zaj akkor jelentős, ha a működési sávszélességet az lehetségesnél jóval kisebbre választjuk.

3. Tézis csoport

3.1. Kimutattam, hogy fémes termopárok esetén a hőmérséklet fluktuációja (u.n. „fonon zaj”) és a termikus zaj okozta hőmérséklet mérési bizonytalanságok hányadosa:

$$M \leq \frac{S^2}{L}$$

, ahol S a Seebeck-együttható, L pedig a Lorenz szám ($2,44 \cdot 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}$). Mivel az ismert S értékek nem haladják meg a $40 \mu\text{V/K}$ -t, a fonon zaj elhanyagolható marad a termikus zaj mellett.

3.2. Szilíciumra vonatkozóan közelítő összefüggések felhasználásával kimutattam, hogy a fenti hányados:

$$M = 9,245 \cdot 10^{-8} * \frac{(\ln(\frac{\rho}{\rho_0}))^2}{\rho}$$

, ahol ρ a félvezető anyag fajlagos vezetőképessége és $\rho_0 = 5 \mu\Omega\text{cm}$. A szóba jöhető fajlagos ellenállás értékek esetén $M \leq 0,1$, tehát ennél az anyagnál is a termikus zaj a meghatározó korlátja a felbontásnak.

3.3. Távvezeték analógián alapuló tervezési eljárást javasoltam a miniatűr termoszlópokat alkotó termopárok hidegpontjának méretezéséhez.

3.4. Új termoelektromos hatást kihasználó félvezető eszközt szerkesztettem a THz-es sugárzás detektálására. Kísérletekkel igazoltam az eszköz működési elvét és néhány alaptulajdonságát.

6. Az eredmények hasznosítása

A személyi expozíció vizsgálatára szolgáló térszonda eredetileg a hazai vizsgálatok céljára készült az Országos "Frédéric Joliot-Curie" Sugárbiológiai és Sugáregészségügyi Kutató Intézet (OSSKI) részére. Több példányt adtam Dr. Thúróczy György laboratóriumába, szoros együttműködés keretében. További példányok kerültek Angliába a SARTEST laboratóriumba, ahol az általuk fejlesztett pásztázó robottal együtt alkalmazták, illetve adták tovább más laboratóriumoknak. Néhány szonda került németországi egyetemre, Dél-Afrikába és az USA-ba is. Az exportált szondák ára 3000-5000 EURO volt az együttműködés színvonalától függően. Az EMC mérésekhez kifejlesztett szondát a Bonn Magyarország vizsgálati laboratóriumában alkalmazzák.

A bolométerekkel kapcsolatos eredmények elsősorban az Intézetben (MTA MFA, illetve 2012 jan. 1. –óta MTA TTK MFA) számos különböző célra készített, illetve készülő bolométerek konstrukciójában hasznosulnak.

A termikus sugárzás érzékelésére szolgáló miniatűr termooszlopokat az Intézetben a TATEYAMA cég megrendelésére fejlesztettük. Azóta a japán cég a kapott dokumentáció alapján átvette a gyártást. A cég egyik mérnökét kihelyezte Intézetünkbe, ahol több, mint egy évig rendszeres napi konzultációt folytattam vele.

A THz-es szenzor fejlesztése egy jelenleg (2012-ben) futó NKTH-OTKA pályázat tárgya. A végcél a THz-es képalkotás egy sok pixeles detektor mátrixszal. Az itt ismertetett új félvezető eszköz alkalmasabbnak látszik az ilyen integrációra, mint az irodalomban már leírtak. Ahogy arról a 4.5. fejezetben szó volt, érzékenysége sem marad le a publikáltaktól.

7. Az értekezés témakörében megjelent publikációk

Referált nemzetközi folyóiratban megjelent dolgozat:

1. V.V.Tuyen, B.Szentpáli:
Tunnelling in planar doped barrier diodes
J. Appl. Phys. 68.Nº.6. pp. 2824-2828. 15. Sept. 1990.
2. B.Szentpáli and V.V. Tuyen:
Bulk unipolar diodes
Revue Roumaine des Sciences Techniques série Électrotechnique et Énergétique
, Vol 37, Nº 3, pp.395-410. 1992.
3. J. Liberis, A. Matulionis, P. Salakas, R. Šaltis, L. Dózsa, B. Szentpáli and V. Van Tuyen:
Microwave Noise in GaAs Planar-Doped Barrier Diodes
Lithuanian. J. of Phys. 38, No. 2. pp. 203-206, 1998.
4. V. Gruzinskis, J. Liberis, A. Matulionis, P. Salakas, E. Starikov, P. Shiktorov, B. Szentpáli and V. Van Tuyen and H.L. Hartnagel:
Competition of shot noise and hot electron noise in GaAs planar-doped barrier diode
Applied Physics Letters, Vol. 73., No. 17. pp. 2488-2490, 1998.
5. B. Szentpáli:
Human Exposure to Electromagnetic Fields from Mobile Phones
FACTA UNIVERSITATIS (NIS), Series: Electronics and Energetics vol.13. No.1. April 2000, pp. 51-72.
6. B. Szentpáli, V.V. Tuyen, G. Constantinidis, M. Lagadas: GaAs planar doped barrier diodes
Materials Science and Engineering B80 pp. 257-261 2001.
7. Béla Szentpáli: Noise Limitations of the Applications of Miniature Thermal Resistors, IEEE Sensors Journal Vol. 7, No. 9, pp. 1293-1299, September 2007
8. Béla Szentpáli, István Réti, Ferenc B. Molnár, János Farkasvölgyi, Károly Kazi, Zoltán Mirk, Aurél Sonkoly and Zoltán Horváth:
Isotropic Broadband E-Field Probe, *Active and Passive Electronic Components*, vol. 2008, Article ID 816969, 4 pages, 2008. doi:10.1155/2008/816969
9. B. Szentpáli, P. Basa, P. Fürjes, G. Battistig, I. Bársony, K. Károlyi, T. Berceli, V. Rymanov and A. Stöhr:
Thermopile antennas for detection of millimeter waves, Applied Physics Letters vol.: 96, 133507, [doi.: 10.1063/1.3374445], 2010
10. Béla Szentpáli, Gábor Matyi, Péter Fürjes, Endre László, Gábor Battistig, István Bársony, Gergely Károlyi, Tibor Berceli:
Thermopile-Based THz Antenna, *Microsystem Technologies*, 2011 p.1-8, doi.: 10.1007/s00542-011-1387-7

Könyfejezet:

11. Béla Szentpáli: Noise limitations of miniature thermistors and bolometers, chapter in the book: Bolometers, ed. Dr. Unil Perera, pp. 53-76, ISBN 979-953-51-0235-9, InTech publications 2012.
open access: <http://www.intechopen.com/books/bolometers/noise-limitations-of-miniature-thermistors-and-bolometers>

Hazai folyóirat:

12. Szentpáli Béla: Termisztorok és bolométerek zajhatárolt érzékenysége, Híradástechnika, LXII no. 10. pp. 35-42, 2007
13. Szentpáli Béla: Mikrohullámú termérő szondák, Híradástechnika, LXII no. 11. pp. 35-42, 2007. **Pollák-Virág díjjal kitüntetett cikk.**

Nemzetközi konferencia kiadványa:

14. B.Szentpáli, V.V.Tuyen, M.Németh-Sallay, A.Salokatve, H.Asonen, M.Pessa:
The planar doped barrier diodes
Proc. of First International Conf. on Epitaxial Crystal Growth, Budapest, Hungary, 1-7 April, 1990.
Crystal Properties and Preparation Vol.32-34 (1991)
Pt.II. pp.718-722., Trans. Tech. Publ. ISSN 0252-1067
15. B.Szentpáli: Microwave Field Intensity Meter
Proc. of MICROWAVES in MEDICINE '91
Beograd, Yugoslavia April 8-11, 1991. pp.182-186.
16. B.Szentpáli, V.V.Tuyen: Rectification in Planar Doped Barrier Diodes
Proc. of 14-th Annual Semiconductor Conference, CAS 91
October 8-11, Sinaia, Romania. pp.269-280. **Meghívott előadás**
17. B.Szentpáli, V. V. Tuyen, M. Németh-Sallay, A. Salokatve, H. Assonen, M. Pessa:
GaAs planar doped barrier diodes for microwave applications
SPIE Proc. on International Conference of Microelectronics:
MICROELECTRONICS '92, 21-23 September 1992, Warsaw, Poland
SPIE Proc. Ser. Vol. 1783, pp. 100-111. 1992.
18. V. V. Tuyen and B.Szentpáli:
Effect of the diffusion of mobile electrons in strongly asymmetric planar doped barrier diodes
Proc. of the 15-th Annual Semiconductor Conference
CAS 1992, 6-10 October 1992, Sinaia, Romania, pp.399-402. 1992.
19. B.Szentpáli, V.V. Tuyen, A. Salokatve, H. Assonen and M. Pessa:
Design of Planar Doped Barrier Diodes
Proc. of the Third International Conference on SOLID STATE AND INTEGRATED CIRCUIT TECHNOLOGY (ISBN 7-5053-1892-6/TN.570), pp. 579-581.
ICSIT'92 October 18-24, 1992 Beijing, China

20. J. Liberis, A. Matulionis, P. Sakalas R. Saltis, L. Dózsa, B. Szentpáli, V.V. Tuyen, H.L. Hartnagel, K. Mutamba, A. Sigurdartottir and A. Vogt: Microwave noise in unipolar diodes with nanometric barriers, Proc. of the 14th International Conference on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations , (ICNF95) 29 May-3 June , 1997 Leuven, Belgium. pp. 67-70.
21. B. Szentpáli, Vo Van Tuyen and György Thúróczy:
E-Field Probe for Measuring the Exposure Occured by Mobile Phones in Phantoms
Proc of the CAS 97 (20 th International Semiconductor Conference, 7-11 October 1997, Sinaia, Romania), pp.373-376 1997
22. B. Szentpáli, Tuyen Vo Van:
Planar Doped Barrier Diodes
Proc. Of the 9th Hungarian-Korean Seminar, ISBN 963 04 8988 0, Budapest, pp. 209-0218, 1997
23. J. Liberis, V. Gruzinskis, A. Matulionis, P. Salakas, R. Saltis, E. Starikov, P. Shiktorov and B. Szentpáli: Hot-Electron Noise in GaAs Planar-Doped Barrier Diodes: Experiment and Monte Carlo Simulation, Proc. of 10th International Symposium on Ultrafast Phenomena in Semiconductors
August 31-September 2, 1998, Vilnius Lithuania, pp.72-73, 1998.
Materials Science Forum, Vols. 297-298, pp.175-178, 1999.
24. B. Szentpáli, V.V. Tuyen and Gy. Thúróczy:
Novel E-Field Probe for Measurements in Phantoms
Proc. of the 10th MICROCOLL, Budapest pp.:453-456. March 21-24, 1999.
25. B. Szentpáli, V.V. Tuyen and Gy. Thúróczy:
Research Facilities and Proposal for dosimetry: E-field probes for Phantom Measurements
Forum on Future European Research on Mobile Communications and Health, University of Bordeaux, France, p. 106. 19-20 April, 1999
26. 118., B. Szentpáli, V.V. Tuyen and Gy. Thúróczy:
A Novel E-Field Probe, Proc. of the 21th Annual Meeting of the Bioelectromagnetic Society (BEMS), Long Beach, California, pp.148-150. June 1999.
27. B. Szentpáli, V.V. Tuyen and Gy. Thúróczy:
High-Frequency E-Field Probe
The 13th European Conference on Solid-State Transducers, Hague. Netherland, pp. 269-270. 12-15 September, 1999.
28. B. Szentpáli:
Human Exposure to Electromagnetic Fields from Mobile Phones
Proc. of 4th International Conference on Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Services, "TELSIKS'99, Nis, Yugoslavia, (IEEE 47) pp. 222-231. 13-15 October 1999. **Plenáris előadás**
29. Béla Szentpáli and György Thúróczy:
Circular waveguide for calibration of miniature E-field probes, Proc. of 11th MICROCOLL (September 10-11, 2003, Budapest), pp. 189-192., 2003
30. Béla Szentpáli: Noise in solid-state sensors, Proceedings of SPIE Vol. 5472 Noise and information in Nanoelectronics, Sensors and Standards II, edited by Janusz M. Smulko, Yaroslav Blanter, Mark I. Dykman and Laszlo B. Kish (Maspalomas, Gran Canaria, Spain, 26-28 May 2004) pp. 131-142, 2004. **Meghívott előadás**

31. Béla Szentpáli, Mária Ádám and Tibor Mohácsy:
Noise in piezoresistive Si pressure sensors
Proc. Of the SPIE, Vol. 5846 Noise and Information in Nanoelectronics, Sensors and Standards III, ed. J. A. Bergou, J. M. Smulko, M.I. Dykman, L. Wang (Austin, Texas, 24-27 May 2005) pp. 169-179, 2005.
32. Béla Szentpáli¹, István Réti¹, Ferenc B. Molnár¹, János Farkasvölgyi², Károly Kazi², Zoltán Mirk², Aurél Sonkoly³ and Zoltán Horváth: E-field probe for closed space EMC measurements, Proc. Of the Mediterranean Microwave Symposium, pp. 89-92. 14-18 May 2007 Budapest
33. Béla Szentpáli, Péter Basa, Péter Fürjes, Gábor Battistig, István Bársony, Gergely Károlyi, Tibor Berceli: Millimeter wave detection by thermopile antenna, Proc. Eurosensors XXIV, September 5-8, 2010, Linz, Austria Paper No.: B3L-B-4, pp. 1-4
34. B. Szentpáli, P. Basa, P. Fürjes, G. Battistig, I. Bársony: Thermopile as THz Detector,
Proc. of the 2nd IEEE International Workshop on THz Radiation: Basic Research & Applications, TERA'2010, Sevastopol, Ukraine 12-14 September 2010, pp.: 275-277
35. Béla Szentpáli, Gábor Matyi, Péter Fürjes, Endre László, Gábor Battistig, István Bársony, Gergely Károlyi, Tibor Berceli: THz detection by modified thermopile, Smart Sensors, Actuators and MEMS, Proc. of SPIE Vol. 8066, 80661R-1, paper no.: 8066-64, 2011
36. Béla Szentpáli, Péter Fürjes, István Bársony: THz Detection by Thermopile Antenna, abstract on The European Future Technologies Conference and Exhibition 2011, (Selection and peer-review under responsibility of FET11 conference organizers and published by Elsevier B.V.)
doi:10.1016/j.procs.2011.09.029, Procedia Computer Science 7, 156–157, 2011

A csatlakozó szakirodalom legfontosabb közleményei:

1. Téziscsoport

H. Bassen, M. Swicord and J. Abita: A miniature broad-band electric field probe. Annals of the New York Academy of Science, vol. 247. pp. 481-493, 1975.

T. Schmid, O. Egger and N. Kuster: Automated E-field scanning system for dosimetric assessments, Trans. On Microwave Theory and Techniques, vol. 44, pp. 105-11, 1996

H. Bassen and G.S. Smith: Electric Field Probes – A Review, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-31, pp.710-718, 1983.

R.R. Bowman, E.B. Larsen and D.L. Belsher: Eletromagnetic Field Measuring Device, US Patent 3,750,017, 1973

2. Téziscsoport

Hennini M. & Razeghi M.: Handbook of Infra-red Detection Technologies, Elsevier, ISBN: 978-1-85617-388-9. 2002.

Socher E., Degani, O. and Nemirovsky, Y. : Optimal design and noise considerations of CMOS compatible IR thermoelectric sensors. *Sensors and Actuators*, vol. A 71, pp. 107-115. 1998.

Sh. Kogan: Electronic noise and fluctuations in solids, Cambridge University Press, 1996.

I. Bársony, P. Fürjes, M. Ádám, Cs. Dücső, Zs. Vízváry, J. Zettner and F. Stam: Thermal response of microfilament heaters in gas sensing, *Sensors and Actuators B*, 103, 442-447, 2004

S.A. Dayeh, D.P. Butler and Z. Çelik-Butler: Micromachined infrared bolometers on flexible polyimide substrates, *Sensors and Actuators A*, 118, 49-56, 2005.

3. Téziscsoport

A. W. van Herwaarden and P M Sarro: Thermal Sensors Based on the Seebeck Effect, *Sensors and Actuators*, 10, pp. 321-346, 1986

T. Ebel , R. Lenggenger and H. Baltes: Model of thermoelectric radiation sensors made by CMOS and micromachining, , *Sensors and Actuators A*, 35, pp. 101-106, 1992

Alberto Roncaglia, Fulvio Mancarella and Gian Carlo Cardinali: CMOS-compatible fabrication of thermopiles with high sensitivity in the 3-5 μm atmospheric window, *Sensors and Actuators B*, 125, pp. 214-223, 2007

Yun-Shih Lee: Principles of Terahertz Science and Technology, ISBN: 978-387-09539-4, Springer, 2009

Minkevicius L., Tamosiunas V., Kasalynas I., Seliuta D., Valusis G., Lisauskas A., Boppel S., Roskos H.G. and Köhler K., "Terahertz heterodyne imaging with InGaAs-based bow-tie diodes", *Appl. Phys. Lett.* **99**, 131101, 2011

8. Köszönetnyilvánítás

Ezek a munkák kisebb-nagyobb részben részesültek az alábbi pályázati támogatásokból, melyek vezetője, illetve hazai koordinátora voltam:

- Magyar Tudományos Akadémia AKP 96/2-604 2,3 szám alatti projektje (1996-97)
- EU COPERNICUS „NOISE” projekt, Cp- 941180, (1994-97)
- EU COPERNICUS „MEMSWAVE” projekt, Cp- 977131, (1998-2001),
Ez a projekt a bekerült a Descartes díjra kiválasztott 10 „finalista” projekt közt.
- Közlekedési, Hírközlési és Vízügyi Minisztérium fejezeti kezelésű előirányzatának a támogatása (1999)
- OTKA „Félvezető szenzorok elektronikus zajának eredete”, T 037706, (2002-2005)
- OTKA M 036828 sz. műszer beszerzési projekt (2001)
- OTKA M 045352 sz. műszer beszerzési projekt (2004)
- GVOP-3.1.1.-2004-05-0354/3.0 sz. projekt (2004-7)
- Magyar Telekom Nyrt., Fejlesztési igazgatóság, (2008)
- OTKA „TERASTART”, 77843, (2010-12)
- Továbbá az egyik magyar küldött (national representative) voltam 3 egymást követő COST projektben (2001-2011), melyek az elektromágneses expozícióval foglalkoztak. Ezeken a COST találkozókön módon volt a munkám háttéréről részletesen tájékozódni.

Természetes személyek közül igen sokat köszönhetek Ripka Gábornak, aki a szondák előállításával foglalkozó diplomamunkások munkáját irányította. Kezdetben, amikor még nem épültek ki a saját bevizsgáló méréseink, mérési lehetőséget és segítséget kaptam G. Neubauer-től és G. Schmid-től az osztrák Forschungzentrum Seibersdorfban, majd hasonló segítség, illetve tartós együttműködés alakult ki M. Manning-gal az angliai SARTEST Ltd.-nél. A szondák fantom anyagban való független kalibrációját Prof. O. Gandhi volt szíves elvégeztetni tanszékén, a University of Utah-on (USA).

Ahogy a már a 4. fejezetben volt róla szó, a THz-es mérések hazai lehetőség híján a Duisburgi Egyetemen Vitalij Rymanov és Andreas Stöhr közreműködésével, valamint és Hamburgban, az egyetemen működő Max-Planck- Intézeti részlegben Matthias Hoffmann segítségével történtek.

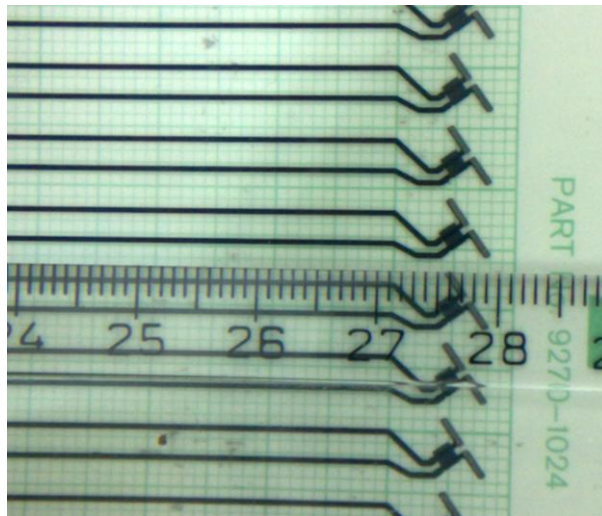
A közvetlen kollegák együttműködése nélkül természetesen nem jöhetett volna létre ez a dolgozat. Ők a publikációkban szerepelnek társszerzőként.

9. Függelékek

9.1. Függelék

Néhány további kép a szondákról

A nyomtatott nyaktagok:



Szonda szerelés közben:



A csatlakozóhoz menettel kapcsolódó plexi cső a merevítést szolgálja, e nélkül a szonda „túl lágy” lenne, azaz a modell folyadékban való mozgatóskor túl lassan állna be az új helyzet. A több helyen rátekert teflon fólia a zsugorcsővel való végleges rögzítés előtt biztosítja az alakot.

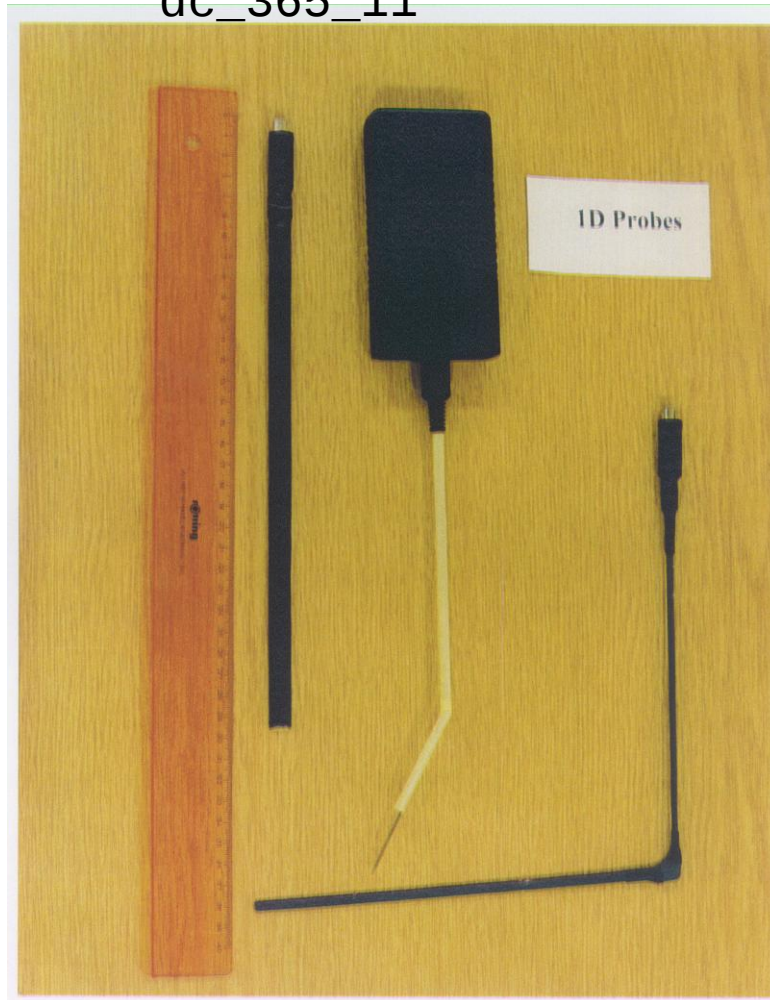
dc_365_11

Az érzékelő vég:



1 dimenziós szondák is készültek. Néhány ezek közül:

dc_365_11



A hajtott szonda 2 kivitelben készült: a lap síkjában fekvő dipól antennával, illetve arra merőlegesen elhelyezettel. Ezekkel a szondákkal történt a 2.1.1. ábrán bemutatott téreloszlás mérése.

Különböző kivitelű 3 dimenziós szondák:

dc_365_11



Balról jobbra haladva: 4,5 mm széles, 7 mm széles normál hosszúságú és 7 mm széles rövid szonda, ez utóbbi csatlakozik az összegző erősítőhöz.

dc_365_11

A SAR mérés a SARTEST Ltd laboratóriumában:



A szonda prospektusa

E-Field Probes for Phantom Measurements

Béla Szentpáli

Research Institute for Technical Physics and Materials Science

Budapest P.O.B. 49. postal code: H-1525; phone: (36-1)392 2685; Fax: (36-1)292 2235;

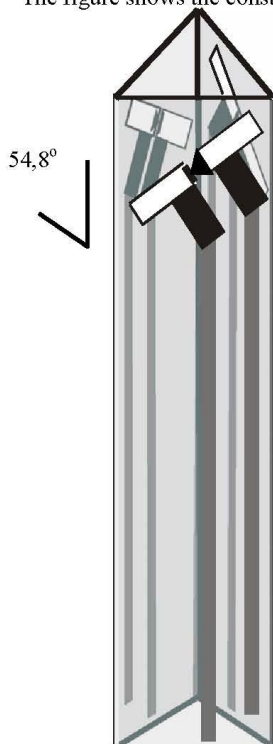
e-mail: szentpa@mfa.kfki.hu

The explosive growing of the use of mobile phones introduces a new environmental condition: the exposure of the head to high-frequency electromagnetic fields. There is practically no natural background of this effect. The responsible authorities (WHO, CENELEC, etc.) worked out recommendations for the limits of the exposure. These limitations start out from the value of the absorbed power in the human body, which can not be measured directly. Therefore the safety tests of the mobile phones is made in phantoms. The simplest phantom is a head-form shell filled with a liquid having the same electric properties (dielectric permeability and conductivity) as the brain at the investigated frequency. During the safety investigations the mobile unit working at maximum power is placed to the ear of the phantom and the field in the liquid is monitored.

The probe suitable to this investigations should met the following requirements:

- isotropic reception, i.e. the sensitivity should not depend on the polarisation of the field.
- small size, ensuring good spatial resolution.
- the scattering of the field from the probe and the connecting wires etc. should be kept as small as possible.

The figure shows the construction of the probe.



The device consists of three mutually orthogonal dipole antennas with zero-bias detector diodes in the gaps. The rectified high-frequency signal is delivered to the DC amplifier by resistive leads. This solution suppresses the scattering of the field to a negligible extent. The first sections of the resistive lines are made from highly resistive material and placed perpendicular to the antennas for improving the isotropy of the probe. The probe was fabricated by thick film technology on 125 μm thick polyester substrate. Isolating lack and thin foil covers the printed circuits only, the inner part of the probe is hollow; the jelly of the phantom fills this hole during the use. The construction is self-sustaining, so no any holder and outer tube are necessary. The device is not fragile, it is slightly flexible, but it does not suffer plastic deformation in normal use.

The main parameters of the probes & amplifier

Probe:

Dimension in mm	PROBE 1	PROBE 2
Probe width	7	4.5
Probe length	315	342

Amplifier:

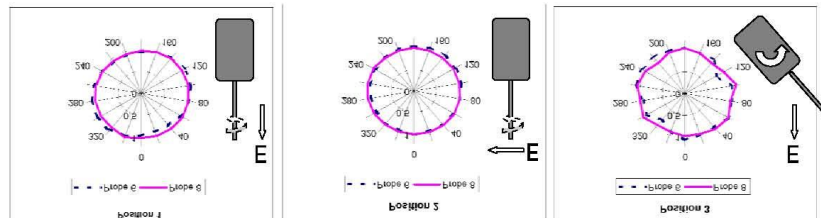
The output is the sum of the signals of the three detectors (three channels are also available)

Gain	200
Battery supply	9 V
Bias current	0.1 pA
Integrating time constant	~ 90 ms
Output noise	~ 1-5 mV
Dynamic range	
Optimum	35 dB
Worst case	15 dB
Isotropy	
As fabricated	3 dB
After selection	1 dB

Sensitivity in brain phantom liquids

Phantom liquid	900 MHz	1800 MHz
Density, ρ (kg/m ³)	1279	1230
Conductivity, σ (S/m)	0.79	2.0
Relative permittivity, ϵ_r	41.3	44.6
SAR sensitivity V/(W/kg)	3.85	1.9
Measured at the ampl. output		

The isotropy of the probes



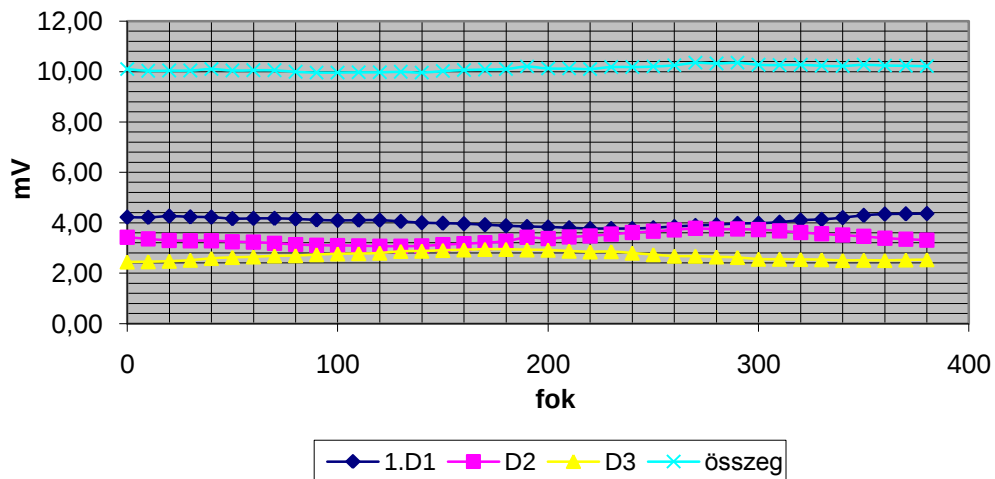
One dimensional probes are also available for determining the polarity of the field.

9.2. Függelék

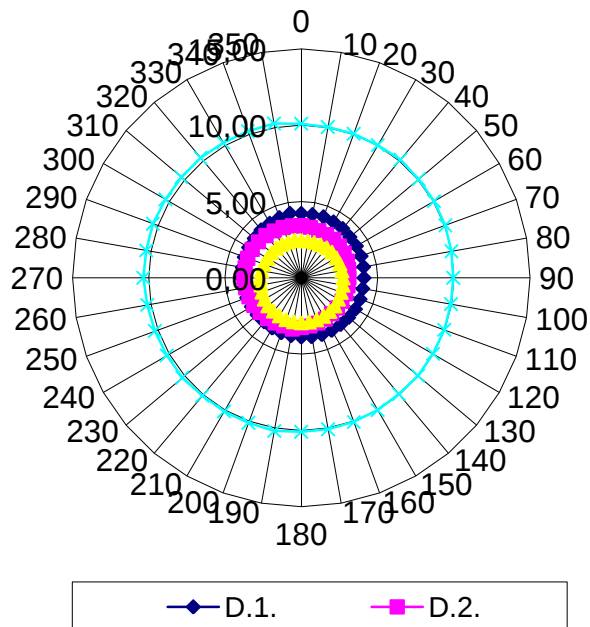
Mérés a hengeres csőtápvonalban

Az következő ábrákon látható egy háromszög konstrukciójú izotróp szonda detektorainak mérése a hengeres csőtápvonalban a három tengely körüli forgatás során.

BTN 03/02 1. pozíció zajjal korrigált 01



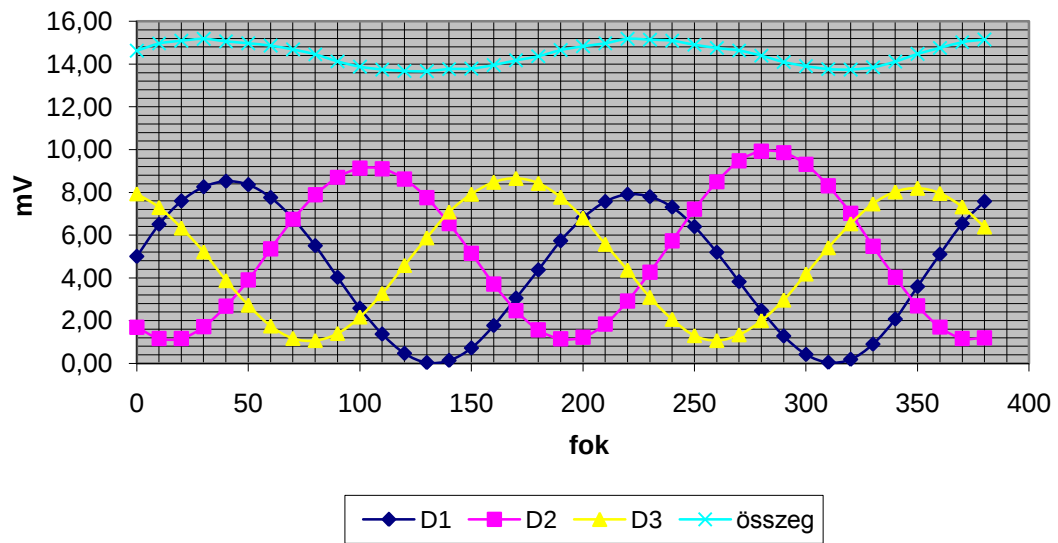
BTN 03/02 1. pozíció korrigált 01



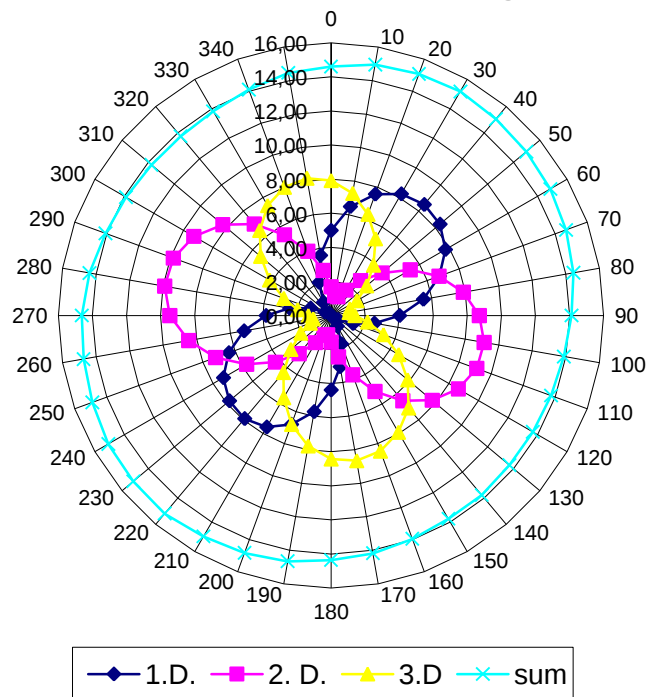
A szonda egyes detektorainak jelei illetve a jelek összege az 1. pozíció szerinti forgatás során, lineáris és polár diagramban ábrázolva. ($\phi=0$, θ szerint forgattam.)

dc_365_11

BTN 03/02 2. pozíció zajjal korrigált 01



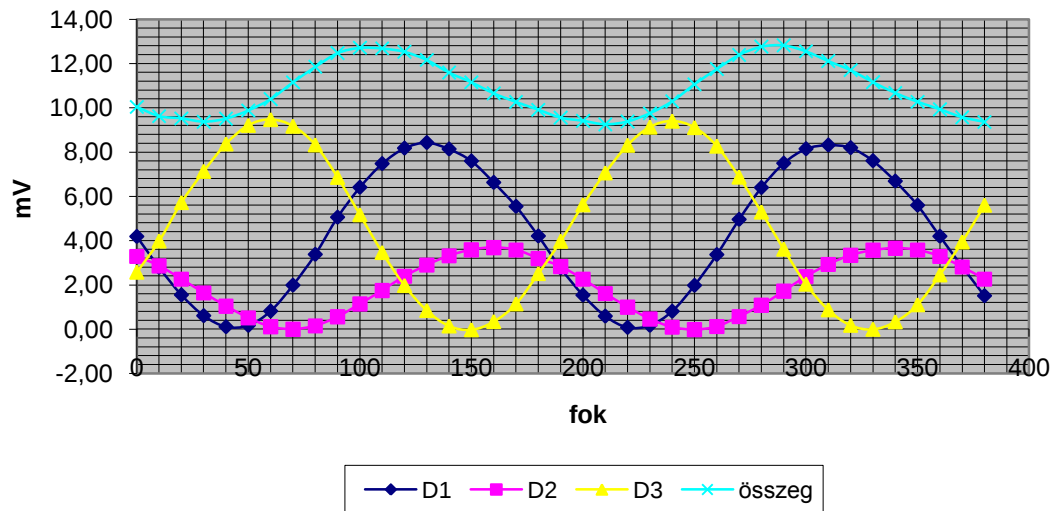
BTN 03/02 2. pozicio korrigált 01



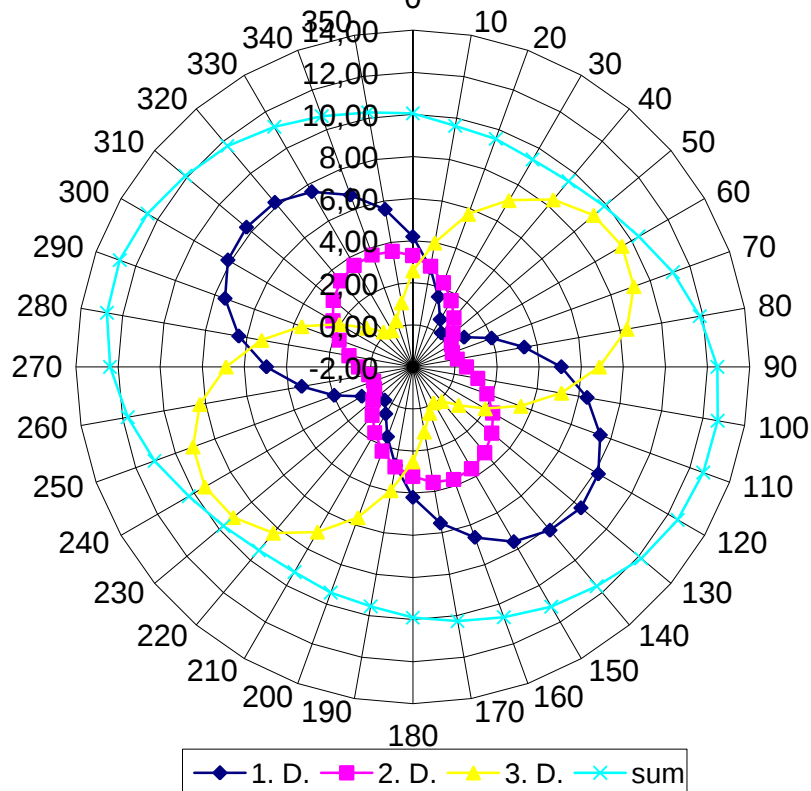
A szonda egyes detektorainak jelei illetve a jelek összege az 2. pozíció szerinti forgatás során, lineáris és polár diagramban ábrázolva. ($\phi=90^\circ$, Θ szerint forgattam.)

dc_365_11

BTN 03/02 3. pozíció zajjal korrigált 01



BTN 03/02 3. pozíció korrigált 01



A szonda egyes detektorainak jelei illetve a jelek összege az 3. pozíció szerinti forgatás során, lineáris és polár diagramban ábrázolva. (θ tetszőleges, ϕ szerint forgattam.)

Az ábrákon feltüntetett „korrigált” kifejezés azt jelenti, hogy minden mérési pontban a mérés előtt és után kikapcsolt mikrohullámú teljesítménynél leolvasott kitérések átlagát levontam a bekapcsolt jelforrás esetén leolvasott értékből. A kiolvasó műszer Keithley 610 elektrométer. A jel nélküli kitérés jellemzően ± 1 mV környékén volt, azt ritkán haladta meg.

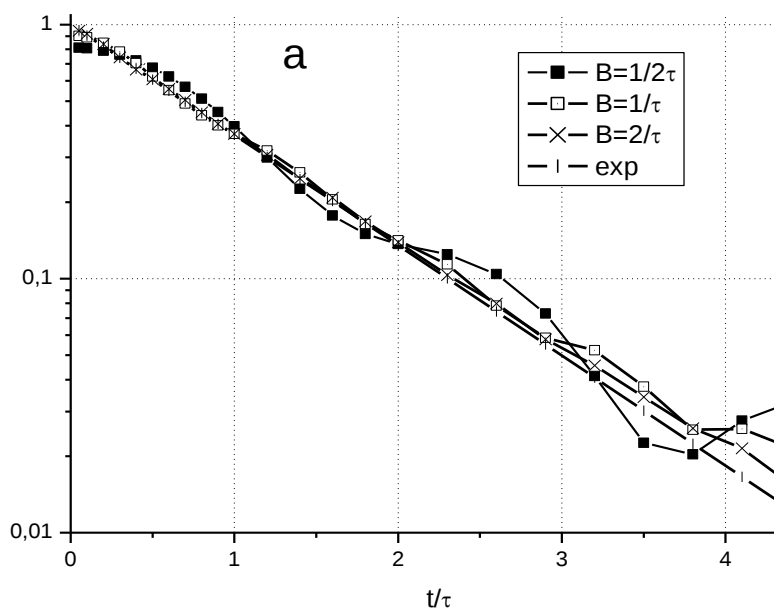
9.3. Függelék

A sávszélességről

Ideális esetben a mérendő fizikai mennyiség átlagolását a termikus időállandóval jellemzett hőmérséklet relaxáció jelenti, a feldolgozó elektronika pedig torzítás nélkül követi a szenzor kimenő jelét. Ehhez a működéshez végtelen nagy sávszélességű elektronikára lenne szükség. A gyakorlatban ökölszabályként, a jellemző időállandó reciprokát tekintik a szükséges sávszélességnek. Ennek jogosságát és határait numerikus számítással demonstrálom. Ahogy arról a 3. fejezetben is szó van az exponenciális relaxációt a frekvencia doménba transzformálva Lorenz görbét kapunk [ld. pl. Fodor György: Laplace-transzformáció műszaki alkalmazása. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1962]:

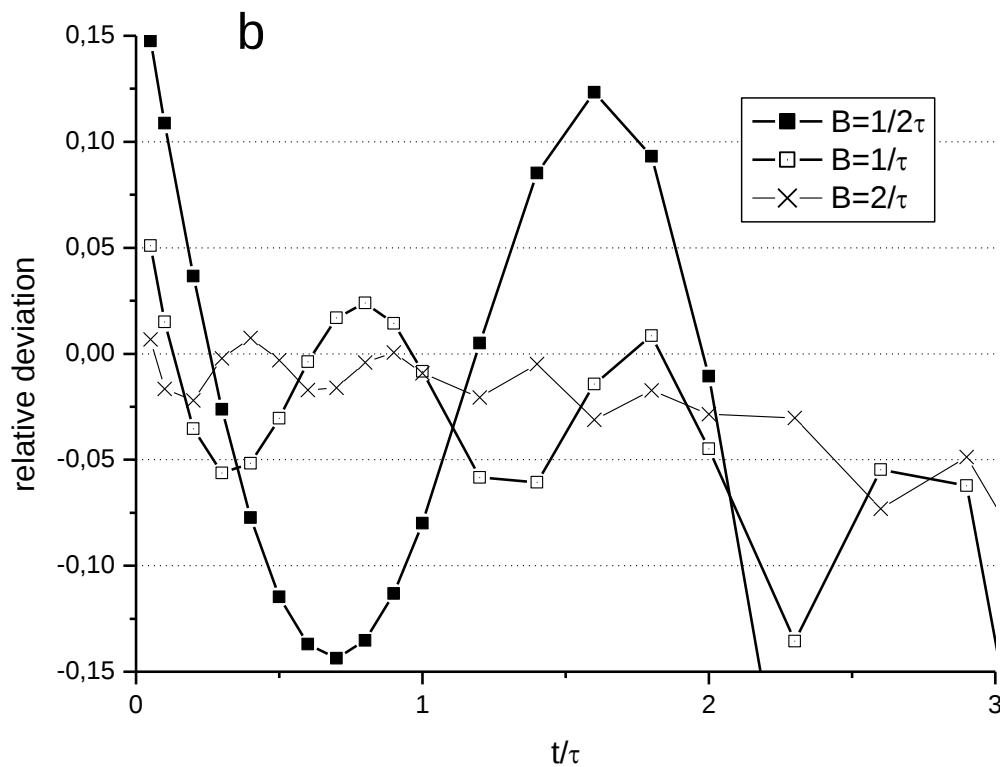
$$e^{-\frac{t}{\tau}} \longrightarrow S(f) = \frac{4\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2}$$

Ezt a spektrális sűrűséget különböző sávszélességben numerikus integrálással visszatranszformálva az idő doménba a kapott függvény összehasonlítható az eredeti exponenciálissal. Ezt mutatja az alábbi ábra:



dc_365_11

Az exponenciális függvény lefutása fél-logaritmikus ábrázolásban és a Lorenz görbe numerikus integrálásával kapott lefutások. Az integrálás alsó határa 0; a felső határa rendre: $1/2\tau$, $1/\tau$ és $2/\tau$. Ebben az ábrázolásban is látszik, hogy az $1/\tau$ sávszélesség ésszerű kompromisszum. A következő ábrán az a relatíve eltéréseket ábrázoltam. Látható, hogy az $1/\tau$ sávszélességgel készült vissza-transzformálás 5..6% pontossággal megfelel az exponenciális lefutásnak, nagyobb eltérés csak a $t=2\dots3 \times \tau$ tartományban látható, ahol már a az eredeti exponenciális értéke is erősen lecsökkent ($e^{-2} \sim 13,5\%$).



9.4. Függelék

Az érzékelőképesség

Az érzékelőképesség, angolul „detectivity” szokásos jelölése **D**. Ahogy a 3.1. fejezetben volt róla szó:

$$D = \frac{1}{\delta}$$

, ahol δ a zaj egyenértékű jel, sugárzás mérés esetén a dimenziója W . Ez utóbbit ki lehet fejezni a frekvencia doménban is, ebben az esetben δ_f jelenti a zaj egyenértékű jel spektrális sűrűségét az értékelési frekvencia sávban [John G. Webster (editor) : Measurement, Instrumentation and Sensors Handbook, Chapman&Hall/CRC net 1999]. Az érzékelt jel, feszültség, vagy áram. Az elektronikus zaj spektrális sűrűsége teljesítmény/Hz dimenziójú, ezért a zaj feszültség, illetve zaj áram spektrális sűrűségének dimenziója $V / \sqrt{Hz}$, illetve $A / \sqrt{Hz}$. Kifejezhetjük D -t δ_f -fel, melynek a dimenziója $W / \sqrt{Hz}$. (Az a teljesítmény, ami a zajjal megegyező feszültséget, illetve áramot vált ki a detektorban.) Ekkor:

$$D_f = \frac{1}{\delta_f}$$

, melynek dimenziója $\sqrt{Hz}/W$. Ezen a módon a detektornak ez a jellemzője a mérési sáv szélességtől függetlenné válik, a különböző detektorok összehasonlíthatóak. Mind a vett jel, mind a zaj függ a detektor méretétől is. Tehát, ha a detektorok konstrukcióját, anyagát kívánjuk összehasonlítani, akkor célszerű ezt is figyelembe venni. Erre a célra vezették be a „specifikus érzékelőképesség”-et (angolul: specific detectivity), melynek jele **D***_f. Ennek definíciója:

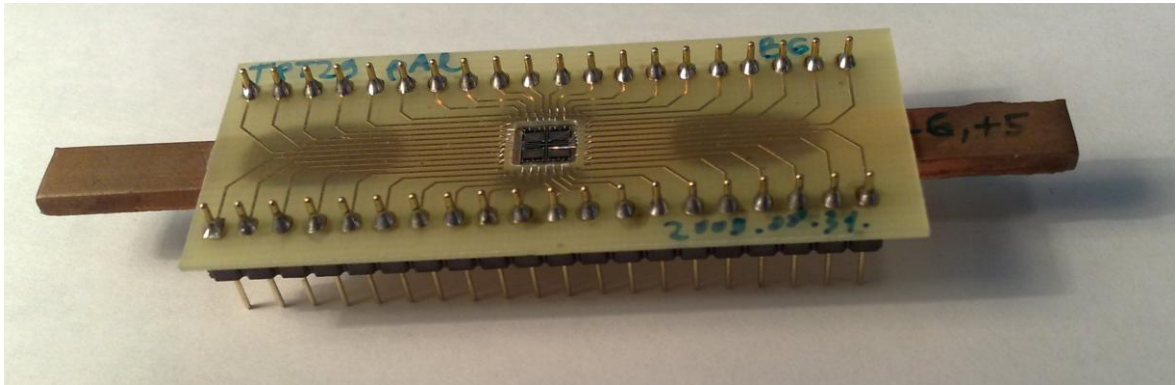
$$D_f^* = \frac{\sqrt{A}}{\delta_f}$$

, ahol **A** a detektor felülete. **D***_f szokásos dimenziója: $cm * \sqrt{Hz}/W$. Ez utóbbi paramétert szokás „Jones”-nek is nevezni, a bevezetőjének, R. Clark Jonesnek a tiszteletére [R. Clark Jones, Proc. IRIS 2, No. 1, 9-12 (1957) és R. C. Jones, "Proposal of the detectivity D^{**} for detectors limited by radiation noise," J. Opt. Soc. Am. 50, 1058- (1960)]

9.5. Függelék

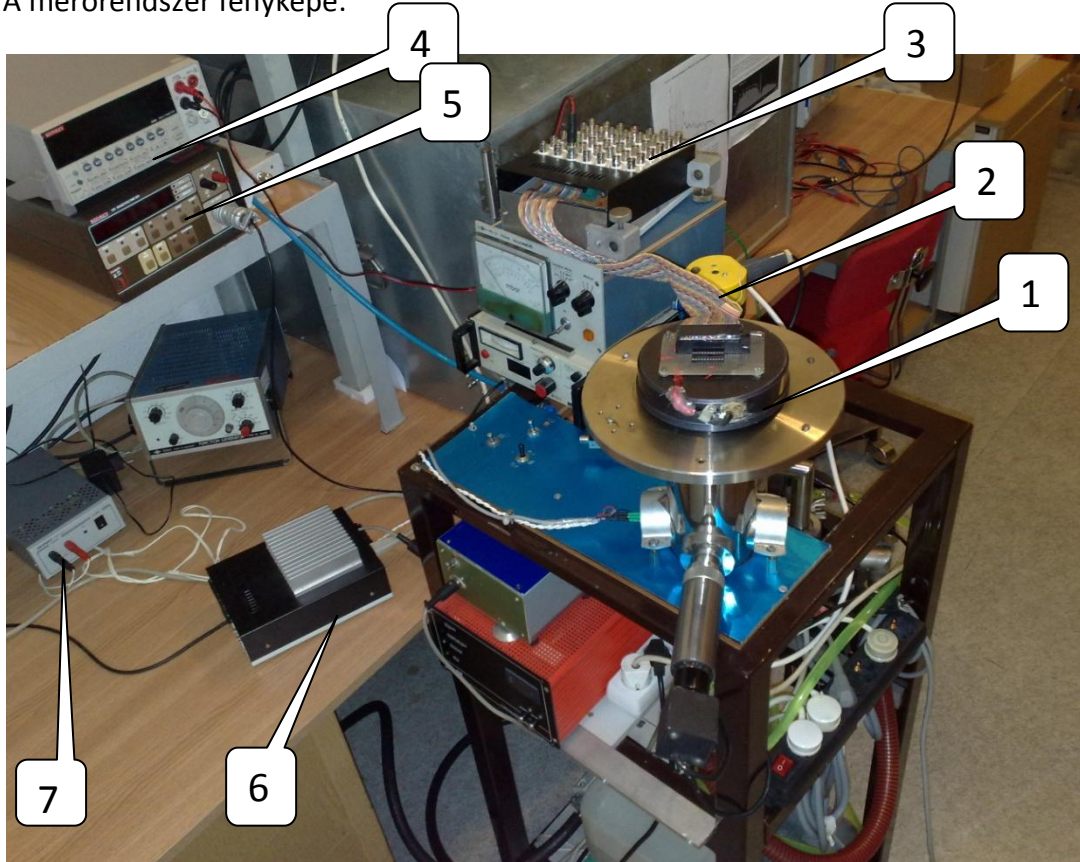
Mérési összeállítás a termikus sugárzásra való érzékenység meghatározására

A csipek kiserelése az alábbi ábrán látható.



A csipeket hűtés céljából réz lapra forrasztottuk fel, ugyanis a termikus sugárzásból elnyelt teljesítmény fokozatosan teljes csipet felmelegítette és a termofeszültség az expozíció megkezdése után folyamatosan csökkent. Az ábrán látható réz hűtőfelület azt eredményezte, hogy ez a jel csökkenés nem haladta meg a 10%-ot. (Valamennyi felmelegedésre szükség van, hiszen így tudja csak a szerkezet leadni a környezet felé a felvett teljesítményt.) A réz hűtő egy erre a célra készített 40 lábú állványra lett ragasztva. Az állvány alapja FR4 lemez, melyen középen lyukat vágtunk ki a csip számára, a vezetékek aranyozottak, a lábak forrasztottak. A kiserelés ultrahangos termokompresszióval történt Al vezetékekkel. A THz-es sugárzások intenzitása jóval kisebb volt, mint a termikus sugárzásé, ezért ott a réz hűtőtönk elhanyagolható volt.

A mérőrendszer fényképe:

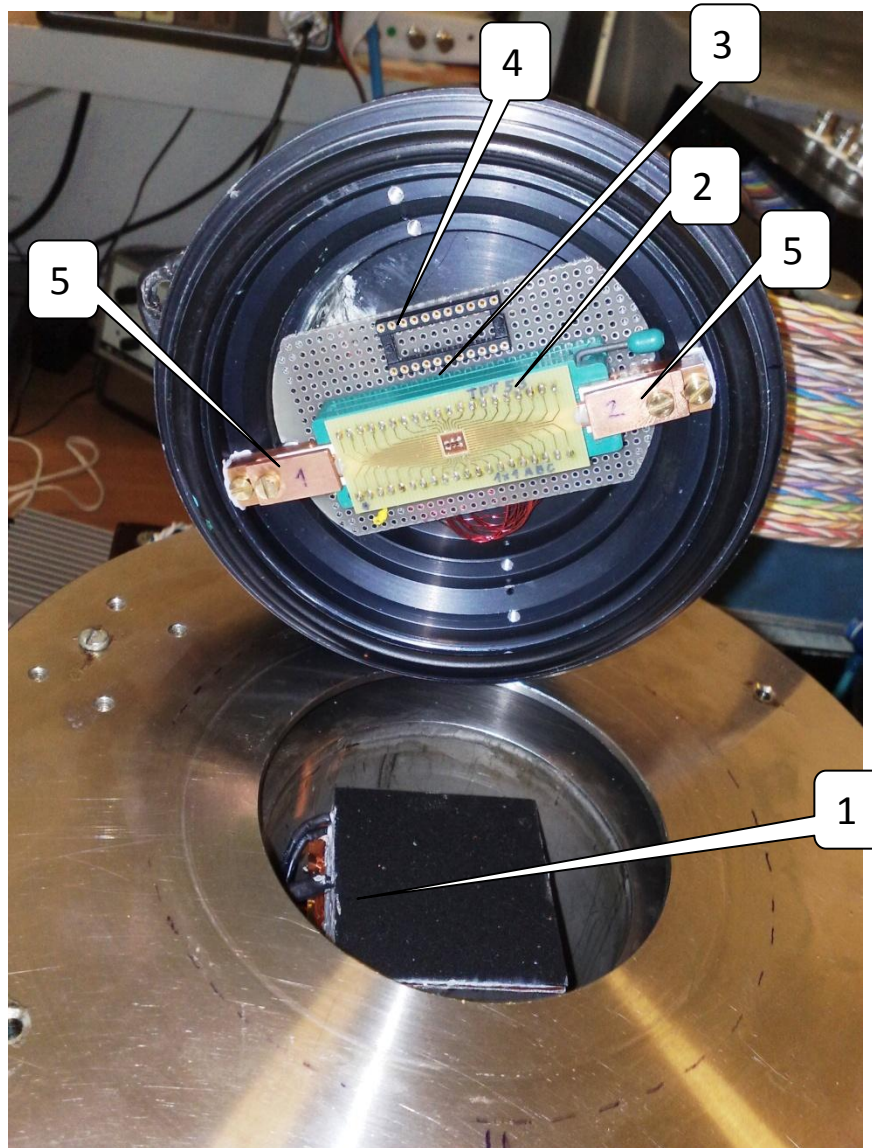


A főbb egységek:

1. Vákuumkamra, melyben a vizsgálandó minta és a fekete test sugárzó helyezkedik el. A méréseket akkor is ebben a kamrában végeztük, amikor – leszívás nélkül - levegőn mértünk, így biztosítva az azonos elektromos és expozíciós körülményeket.
2. 40 erű csavart szalagkábel elvezetés.
3. A 40 árnyékolt BNC csatlakozó ahova a szalagkábel elvezeti az egyes lábakat.
4. Keithley 2000 multiméter a termofeszültség méréséhez. (IEEE buszon keresztül PC-hez csatlakozik).
5. Keithley 181 nanovoltmérő a termofeszültség méréséhez. (IEEE buszon keresztül PC-hez csatlakozik).
6. A fekete test hőmérsékletét szabályzó áramkör, mely USB-n keresztül csatlakozik a vezérlő PC –hez. A hőmérséklet a 0...100 °C tartományban szabályozható két kaszkádban működő Peltier elemmel.
7. A 6. tápegysége.

A méréseket szükség szerint vagy a 4. vagy az 5. jelű műszerrel végeztük.

A vákuumkamra belseje:



Főbb egységek:

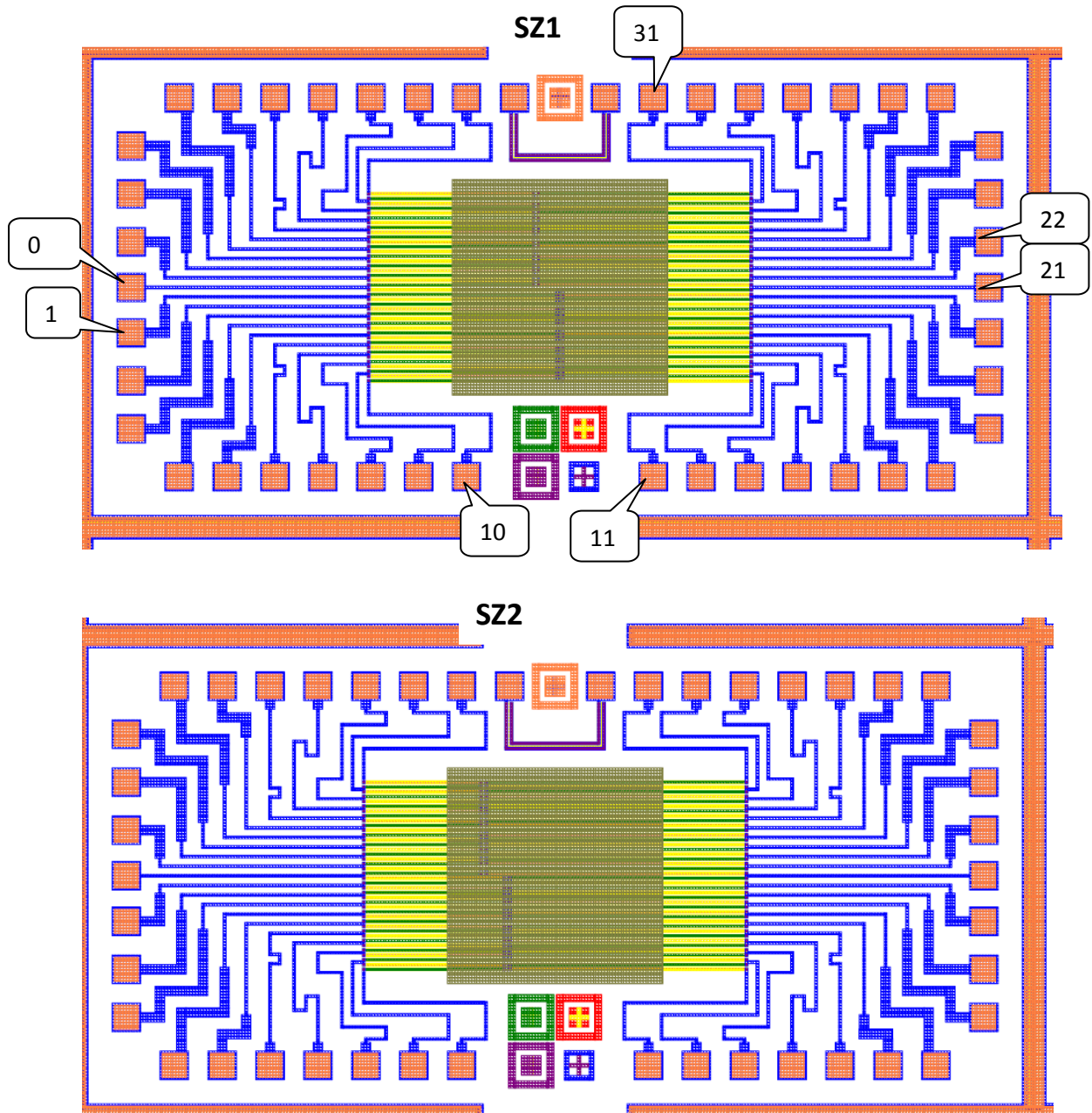
1. A fekete test: $5 \times 5 \text{ cm}^2$ területű Al lap „black velvet” festékkel bevonva. A hőmérsékletszabályzást (fűtés/hűtés) az alatta lévő kétfokozatú Peltier elem végzi.
2. Mintatartó állvány. Mérés során a csip és a fekete test távolsága 2,5 cm.
3. 40 lábú befogó
4. Alternatív befogó más állványhoz
5. Csavaros rézpofák, melyek hővezető pasztával csatlakoznak a mintatartóhoz, hogy hőkontaktust adjanak a kamra falához. Vákuum körülmények közt ez biztosította a hűtést.

Az adott hőmérséklethez tartozó hőmérsékleti sugárzás teljesítmény sűrűségét a „láthatósági faktor” figyelembe vételével (ld.3.2. fejezet) határoztuk meg.

9.6. Függelék

A hőmérséklet eloszlása a membránon

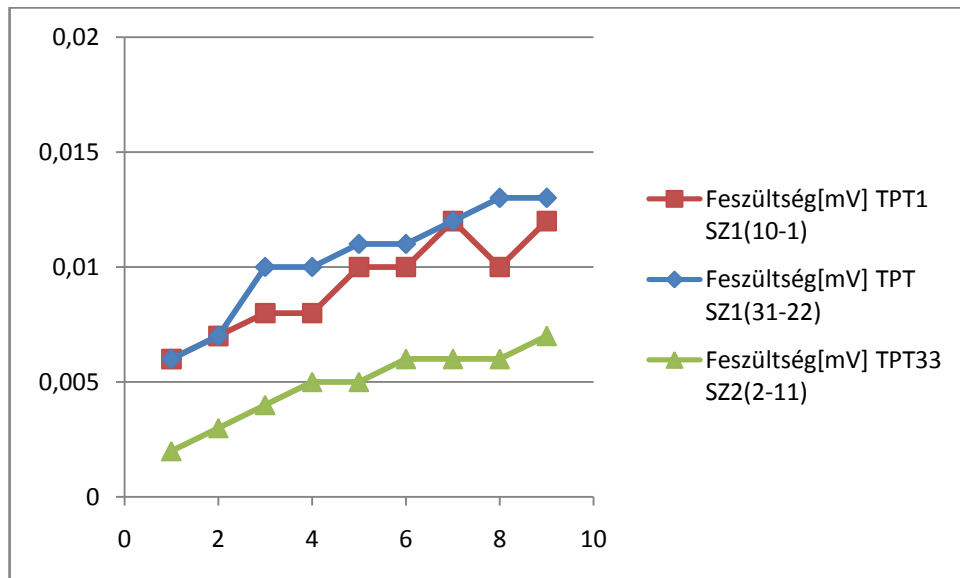
A hőmérséklet eloszlás vizsgálatára szolgáló csipek rajzát mutatja az alábbi ábra:



A hőmérséklet feltérképezéséhez készített SZ1 és SZ2 jelű két csip.. Valamennyi termopár ki van vezetve, a lábak számozása mind a két csipen a jelölés szerinti.

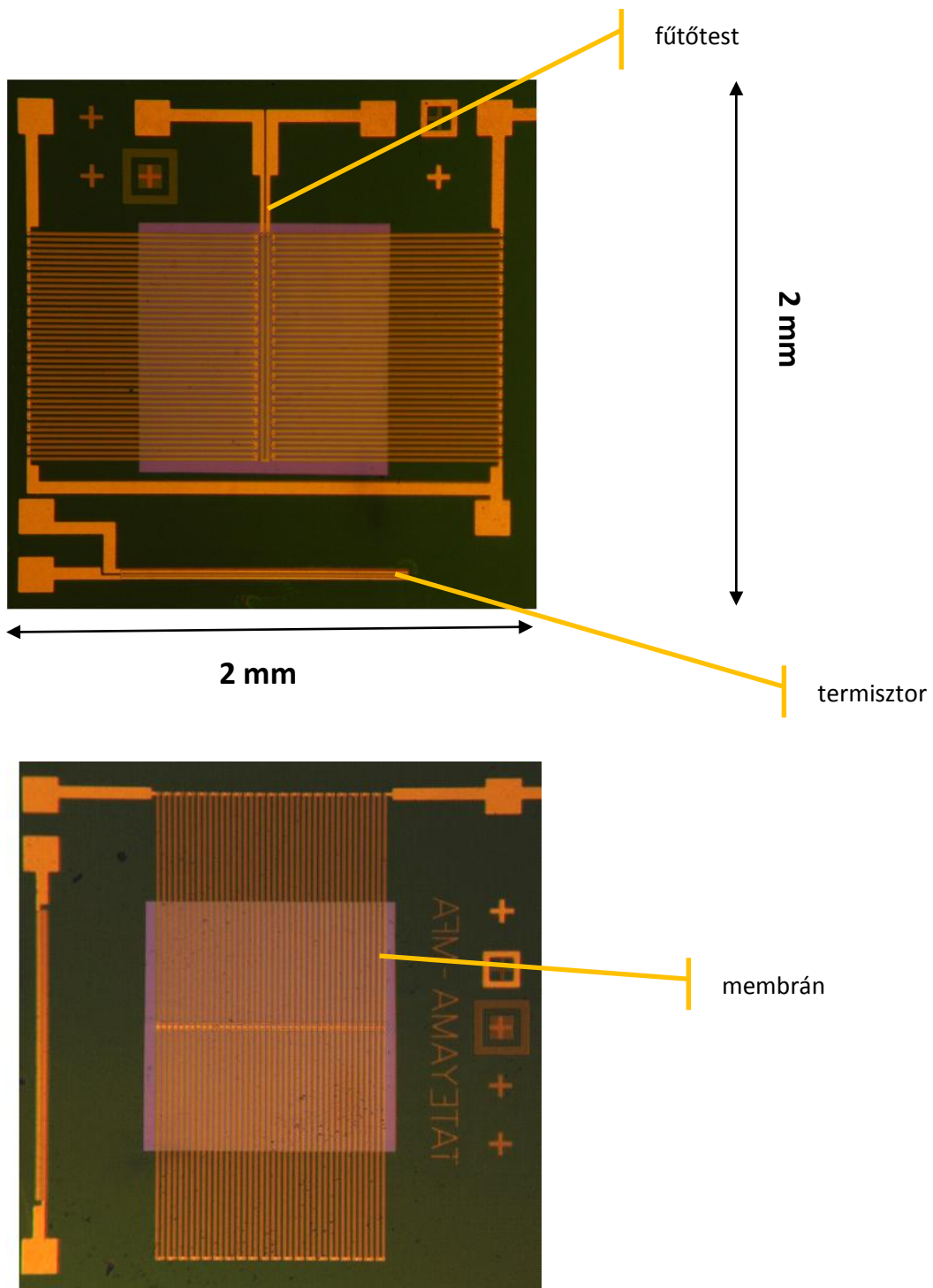
dc_365_11

A mérés során mindig két szomszédos láb közt mértük a termofeszültség - sugárzási teljesítmény grafikon iránytangensét. Az 1 jelű láb mérésénél a másik pólus a 0 jelű láb volt, hasonlóan a 22 jelű láb párja a 21-es. Az alábbi ábra mutat három mérési sorozatot:



Mint volt szó róla ezen mérések értelmezése jelen sorok írásakor még nem fejeződött be, az viszont látszik, hogy a hőmérséklet eloszlásával két dimenzió mentén kell számolni.

9.7. Függelék (csipek fotói)



A hagyományos hurok elrendezésű szenzor csip és a lineáris elrendezésű eszköz fényképe. A hurok elrendezésű termopárok közt ugyancsak p típusú polikristályos Si-ból készített fűtőtest helyezkedik el. A termisztor is polikristályos Si-ból készült, a szubsztrát hőmérsékletének mérésére szolgál. A két szerkezetet egy maszk sorozat tartalmazza, így egyszerre készültek ugyan azon a szeleten. Méretük egyezik.