

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
VALSTYBINIS MOKSLINIŲ TYRIMŲ INSTITUTAS FIZINIŲ IR  
TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Saulius Rudys

**Plačiajuostės dielektrinės spektroskopijos  
metodų tobulinimas, tiriant  
 $(1-x)(\text{Na}_{1/2} \text{Bi}_{1/2})\text{TiO}_3 - x\text{La}(\text{Mg}_{1/2} \text{Ti}_{1/2})\text{O}_3$   
ir kitas medžiagas**

Daktaro disertacija  
Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius, 2012



Disertacija rengta 2007-2011 metais Vilniaus universitete

**Mokslinis vadovas:**

prof. habil. dr. Jūras Banys (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai,  
fizika - 02P)

**Konsultantas:**

dr. Saulius Lapinskas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika -  
02P)

## **Padėka**

Nuoširdžiai dėkoju:

Vadovui, profesoriui, akademikui Jūriui Baniui – už visokeriopą pagalbą studijuojant doktorantūroje bei ruošiant šią disertaciją.

Daktarui Sauliui Lapinskui, bei doktorantui Maksimui Ivanovui – už visapusį bendradarbiavimą.

Docentams Vidui Kalesinskui ir Robertui Grigalaičiui – už vertingas pastabas, padėjusias pagerinti disertacijos kokybę.

Daktarams Andriui Džiaugiui, Martynui Kinkai, Povilui Keburiui, bei doktorantams, Tadiui Ramoškai, Andriui Mikoniui, Simonui Greičiui – už draugišką atmosferą laboratorijoje ir ne tik.

Visam VU Fizikos fakulteto Radiofizikos katedros darbuotojų kolektyvui – už pagalbą ir bendradarbiavimą.

Šeimai – už begalinį supratimą ir moralinį palaikymą visos doktorantūros metu.



# Turinys

Įvadas.....	8
Ginamieji teiginiai.....	10
Rezultatų naujumas.....	11
Disertacijos tema paskelbti straipsniai.....	12
Disertacijos rezultatai, paskelbti mokslinėse konferencijose.....	14
1. Plačiajuostės dielektrinės spektroskopijos metodų apžvalga.....	19
1.1. Bangolaidiniai metodai.....	25
1.1.1. Pilnai užpildyto bangolaidžio skerspjūvio metodas.....	25
1.1.2. Dalinai užpildyto bangolaidžio metodas.....	28
1.2. Kondensatoriaus koaksialinėje linijoje metodai.....	30
1.2.1. Plokščiojo kondensatoriaus artinys.....	31
1.2.2. Patikslinti plokščiojo kondensatoriaus modeliai.....	34
1.3. Atviro galo koaksialinės linijos metodai.....	39
1.3.1. Talpinis metodas.....	41
1.3.2. Spinduliavimo metodas.....	42
1.3.3. Laukų sulyginimo taškuose metodas.....	43
1.3.4. Modų ir dažnių srities metodas.....	46
Literatūros sąrašas.....	49
2. $(1-x)(\text{Na}_{1/2} \text{Bi}_{1/2})\text{TiO}_3 - x\text{La}(\text{Mg}_{1/2} \text{Ti}_{1/2})\text{O}_3$ keramikos tyrimų literatūros apžvalga.....	53
Literatūros sąrašas.....	59
3. Plačiajuostės dielektrinės spektroskopijos metodų tobulinimas ir tyrimas.....	61
3.1. Skaitmeninių metodų naudojimas dielektrinės skvarbos matavimams.....	61
3.2. Mikrojuostelinės linijos metodas.....	66
3.3. Pilnai užpildyto bangolaidžio metodas.....	70

3.4.	Kvadratinio skerspjūvio strypelio stačiakampiame bangolaidyje metodas.....	73
3.5.	Daugiamodis kondensatoriaus modelis.....	81
3.6.	Atviro galo koaksialinės linijos metodas .....	97
3.7.	Išvados.....	117
	Literatūros sąrašas.....	118
4.	$(1-x)(\text{Na}_{1/2} \text{ Bi}_{1/2})\text{TiO}_3 - x\text{La}(\text{Mg}_{1/2} \text{ Ti}_{1/2})\text{O}_3$ keramikos tyrimų rezultatai.....	119
	4.1. Išvados.....	128
	Literatūros sąrašas.....	129

## Ivadas

Dielektrinė spektroskopija užima svarbią vietą šiuolaikinėje feroelektrikų, bei jiems giminingų medžiagų fizikinių savybių charakterizavimo metodų visumoje. Nors naudojant šią spektroskopijos rūšį ir negalime tyrinėti lokalsios medžiagų struktūros, kaip magnetinių rezonansų metodais ar atomines jėgos mikroskopu - labai platus dažnių ir temperatūrų diapazonai, kuriuose dielektrinė spektroskopija gali būti taikoma, įgalina ją būti puikiu įvairių medžiagų kolektyvinio atsako indikatoriumi.

Priklausomai, nuo dažnių ir temperatūrų diapazono, tiriamojo parametro dydžio, bandinio matmenų, turimų matavimo prietaisų - medžiagos savybės gali būti matuojamos įvairiais būdais. Matavimo būdas ar metodas - yra matavimo prietaiso, matavimo grandinės, į kurią dedamas bandinys ir matematinio modelio, siejančio prietaiso rodmenis su matuojama medžiagos savybe, visuma.

Suprantama, kad matuoti dielektrines ar magnetines savybes plačiame dažnių diapazone nėra trivialus uždavinys, ypač, jei dažnis ar dielektrinė skvarba yra dideli. Šiuo atveju, įprastai keliami padidinti reikalavimai bandinio ir matavimo grandinės pagaminimo tikslumui. Rinkdamiesi matavimo metodą, siekiame maksimalaus matavimo tikslumo, maksimalaus dažnių ir temperatūrų diapazono, maksimalaus patogumo ruošiant bandinį, mažos įrangos kainos. Dažniausiai šie reikalavimai būna prieštaringi.

Vystantis matavimo prietaisų ir skaičiavimo technikos technologijoms, vystosi ir dielektrinės spektroskopijos metodai. Šiuolaikiniai grandinių analizatoriai aprėpia labai platų dažnių diapazoną nuo dešimčių megahercų iki šimto gigahercų. Šie prietaisai turi koaksialinius išvadus, taigi labai pageidautina, kad matavimo metodai būtų pritaikyti plačiajuoste koaksialinei linijai. Šiuo atžvilgiu labai perspektyvus yra atviro galo koaksialinės linijos metodas.

Didėjant kompiuterių skaičiavimo pajėgumams, tapo plačiau taikomi skaitmeniniai Maksvelo (Maxwell) lygčių sprendimo metodai, kurių pagalba



galima suskaičiuoti sudėtingų grandinių S parametrus. Atsirado universalios elektromagnetinio modeliavimo programos, kurios, vartotojui nubraižius trimatę struktūrą, skaičiuoja tiek sklaidos parametrus, tiek srovių ir laukų pasiskirstymus erdvėje. Norint rasti medžiagos, kuri įeina į analizuojamos struktūros sudėtį savybes, reikia koku nors būdu, pavyzdžiu, iteraciniu metodu spręsti atvirkštinį uždavinį. Tai užima daug laiko net naudojant šiuolaikinius kompiuterius, todėl analizinių, ar kitų, mažiau skaičiavimo pajėgumų reikalaujančių matematinių modelių kūrimas taip pat yra aktualus uždavinys. Universalios modeliavimo programos, tokios, kaip HFSS, CST ir pan. yra nepakeičiamos, norint greitai patikrinti jau sukurtą matematinį modelį, arba norint išsiaiškinti, kokių nors papildomų matavimo grandinės parametrų įtaką matavimų rezultatams nekuriant matematinio modelio.

## Ginamieji teiginiai

1. Esant netolygiam elektrinio lauko pasiskirstymui strypo formos bandinyje, kuris yra koaksialinėje perdavimo linijoje, įmanoma išmatuoti mažą magnetinę svarbą, kai dielektrinė skvarba didelė (šimtus kartų didesnė už magnetinę skvarbą).
2. Naujas daugiamodis atviro galo koaksialinės linijos, patalpintos į cilindro formos dielektrinę aplinką, matematinis modelis yra tinkamas ribotų matmenų bandinių dielektrinės skvarbos matavimams.
3.  $(1-x)(\text{Na}_{1/2} \text{Bi}_{1/2})\text{TiO}_3 - x\text{La}(\text{Mg}_{1/2} \text{Ti}_{1/2})\text{O}_3$  (NBT–LMT) keramikų grupėje elektrinim laidumui galioja Maerio-Neldelio taisyklė.

## Rezultatų naujumas

1. Dielektrinės skvarbos matavimams, kai bandinio ir matavimo grandinės forma sudėtinga, ne pagal tiesioginę paskirtį panaudota komercinė elektromagnetinio modeliavimo programa. Kadangi programa skirta grandinių S parametrų skaičiavimui, atvirkštinis dielektrinės skvarbos radimo uždavinys buvo sprendžiamas naudojant, esančią programinėje įrangoje optimizavimo funkciją. Taigi, pasiūlytas universalus, praktiškai tinkantis bet kokiai sistemai, metodas apskaičiuoti dielektrinei skvarbai ar kitam elektriniam parametrai, pagal išmatuotas S parametrų vertes, naudojant inžinieriniams skaičiavimams skirtą programinę įrangą.
2. Skaitmeniniais metodais patikrintas, kvadratinio skerspjuvio strypelio stačiakampiame bangolaidyje ir naujas, daugiamodis kondensatoriaus matematiniai modeliai.
3. Pasiūlytas būdas, pamatuoti mažai magnetinei skvarbai, naudojant koaksialinės linijos su nuosekliai prijungtu kondensatoriumi matavimo grandinę.
4. Sukurtas ir skaitmeniniais metodais patikrintas plačiąjuostis dielektrinės skvarbos matavimo metodas, naudojant atviro galo koaksialinę liniją, kai bandinio matmenys baigtiniai.
5. Patvirtintas Maerio-Neldelio taisyklės, siejančios elektrinį laidumą ir aktyvacijos energiją, galiojimas NBT-LMT keramikų grupėje.

## Disertacijos tema paskelbti straipsniai

1. Ivanov Maksim, Banys Jūras, Rudys Saulius, Grigalaitis Robertas. Measurements of complex dielectric constant of ferroelectrics with six-port reflectometer in 80-120 GHz frequency range // *Ferroelectrics*. 2008, vol. 367, p. 229-233  
<http://dx.doi.org/10.1080/00150190802377603> .
2. Banys Jūras, Rudys Saulius, Ivanov Maksim, Li Jing, Wang Hong. Dielectric properties of cubic bismuth based pyrochlores containing lithium and fluorine // *Journal of the European Ceramic Society*. 2010, vol. 30, no. 2, p. 385-388.  
<http://ecers.org/pages/publications/journal.phpvol.30%20n.2%20p.p:385-388%20>
3. Rudys Saulius, Ivanov Maksim, Banys Jūras, Vyshatko Nikolai P. , Shilin Aleksandr D. , Salak Andrei N. Dielectric and Impedance Spectroscopy of xNBT-(1-x)LMT Ceramics // *Ferroelectrics*. 2011, vol. 417, iss. 1, p. 143-150.  
<http://dx.doi.org/10.1080/00150193.2011.578530> .
4. Banys Jūras, Lapinskas Saulius, Rudys Saulius, Greičius Simonas, Grigalaitis Robertas. High frequency measurements of ferroelectrics and related materials in coaxial line // *Ferroelectrics*. 2011, vol. 414, iss. 1, p. 64-69.  
<http://dx.doi.org/10.1080/00150193.2011.577308>
5. S. Rudys, M. Ivanov, J. Banys. Ansoft HFSS software application for the dielectric and magnetic measurements of ferroelectrics and related materials in microwaves // *Ferroelectrics* 2012, vol. 430, iss. 1, p. 115-122.

<http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00150193.2012.677732>

6. J. Banys , J. Grigas , S. Rudys , I. Kosakovskis . Investigation of TlGaSe<sub>2</sub> crystal dielectric properties in frequency range 80-120GHz//, Lithuanian J. of Physics . 1992 ,vol. 32, nr. 2 , p. 260-266.
7. Rudys Saulius, Ivanov Maksim, Banys Jūras. EM simulation for the material electrical properties measurement in microwave range // Proceedings of the 16th international student seminar "Microwave and optical applications of novel phenomena and technologies", June 8-9, Oulu, Finland. Oulu, 2009, p.73.  
<http://herkules.oulu.fi/issn03553213/index.html?ang=en>
8. Ivanov Maksim, Rudys Saulius, Lapinskas Saulius, Banyss Jūras, Macutkevič Jan, Yermakov A. Ye. , Uimin M. A. , Mysik A. A. , Shenderova Olga. Measurements of complex dielectric permittivity and magnetic permeability of carbon-coated Ni capsules // MIKON 2010: 18th international conference on microwaves, radar and wireless communications: [proceedings], ISBN 978-9955-690-19-1 Vilnius, June 14-16, 2010. Vol. 1. Vilnius: Geozondas, 2010, p. 105-109.  
<http://ieeexplore.ieee.org/Xplore/login.jsp?url=http%3A%2F%2Fieeexplore.ieee.org%2Fiel5%2F5523194%2F5540324%2F05540424.pdf%3Farnumber%3D5540424&authDecision=-203>

## **Disertacijos rezultatai, paskelbti mokslinėse konferencijose**

1. M.Ivanov, J.Banys, S.Rudys, and R.Grigalaitis, “Measurements of complex reflection coefficient with six – port reflectometer in 80 – 120 GHz frequency range”, Specialized Coloque AMPERE and Alexander von Humboldt workshop “Advanced materials as studied by spectroscopic and diffraction techniques”, Vilnius, Lithuania, September 16–21 (2006).
2. M.Ivanov, J.Banys, S.Rudys and R.Grigalaitis, “Complex reflection coefficient measurements by six port reflectometer in the 80 – 120 GHz frequency range“, 37<sup>th</sup> Lithuanian national physics conference, Vilnius, Lithuania, June 11-13 (2007).
3. M.Ivanov, J.Banys, S.Rudys and R.Grigalaitis, “Measurements of complex dielectric constant of ferroelectrics with six-port reflectometer in 80-120 GHz frequency range”, 11<sup>th</sup> European meeting on ferroelectricity, Bled, Slovenia, September 3-7 (2007).
4. J.Banys, S.Rudys, M.Ivanov, J.Li and H.Wang, „ Dielectric properties of bismuth based pyrochlores containing Lithium and Fluorine“, FM&NT-2008, Riga, Latvia, April 1 – 4 (2008).
5. M.Ivanov, S.Rudys, J.Banys, Jing Li, Hong Wang, “Microwave dielectric properties of cubic bismuth based pyrochlores containing lithium and fluorine”, Electroceramics XI, Manchester, Great Britain, August – 31 September - 4 (2008).
6. S. Rudys, „Measurement of Permittivity of Samples of the Complex Shape in a Range of Millimeters Waves“, 12-oji tarptautinė konferencija „ELEKTRONIKA“, Vilnius (2008).
7. M. Ivanov, J. Banys, S. Rudys, J. Li, H. Wang, „Dielectric properties of cubic BZN based pyrochlores containing lithium fluoride“, 38<sup>th</sup> Lithuanian national physics conference, Vilnius, Lithuania, June 8-10 (2009).

8. S. Rudys, M. Ivanov, J. Banys, „EM simulation software application for the material electrical properties measurement in microwave range“, 16th International Student Seminar “Microwave and optical applications of novel phenomena and technologies”, Oulu, Finland, June 8 – 9 (2009).
9. J. Banys, M. Ivanov, S. Rudys, Jing Li, H. Wang, “Dielectric dispersion of  $\text{Bi}_{1.5}\text{Zn}_{1-x}\text{Li}_x\text{Nb}_{1.5}\text{O}_{7-x}\text{F}_x$  with  $x=0.25$  and pure cubic BZN ceramics”, 15th Semiconducting and insulating materials conference SIMC XV, Vilnius, Lithuania, June 15 – 19 (2009).
10. J. Banys, M. Ivanov, S. Rudys, Jing Li, H. Wang, „Dielectric properties of cubic BZN ceramics with LiF“, 12<sup>th</sup> International meeting on Ferroelectricity, Xian, China, August 23 – 27 (2009).
11. J. Banys, M. Ivanov, S. Rudys, Jing Li, H. Wang, “Dielectric spectroscopy of cubic BZN ceramics with LiF”, 2nd Seminar Properties of ferroelectric and superionic systems, Uzhgorod, Ukraine, October 19 – 20 (2009).
12. S. Rudys, M. Ivanov, J. Banys, “Commercial EM simulation software application for the material electrical properties measuring of samples of the complex shape in microwave range”, 2nd Seminar Properties of ferroelectric and superionic systems, Uzhgorod, Ukraine, October 19 – 20 (2009).
13. Saulius Rudys, Robertas Grigalaitis, Juras Banys, Maksim Ivanov, Nikolai Vyshatko, „Dielectric spectroscopy of  $x$  NBT-(1- $x$ ) LMT ceramics“, Electroceramics XII. Trondheim, Norway, June 13-16 (2010).
14. Robertas Grigalaitis, Maksim Ivanov, Saulius Rudys, Juras Banys, Jing Li, „ Dielectric spectroscopy of cubic BZN ceramics containing fluorine“, Electroceramics XII. Trondheim, Norway, June 13-16 (2010).
15. S. Rudys, M. Ivanov, J. Banys, P. Vyshatko, A. N. Salak., „Dielectric spectroscopy of  $x$ NBT- (1- $x$ ) LMT ceramics“, FM&NT,

Functional materials and nanotechnologies 2010, Riga, Latvia, March16-19 (2010).

16. M. Ivanov, S. Rudys, S. Lapinskas, J. Banys, J. Macutkevic, A. Ye. Yermakov, M. A. Uimin, „Dielectric and magnetic properties of carbon-coated nickel capsules in wide microwave frequency range“, FM&NT, Functional materials and nanotechnologies 2010, Riga, Latvia, March16-19 (2010).
17. Maksim Ivanov, Juras Banys, and Saulius Rudys, „Dielectric spectroscopy of  $\text{Bi}_{1.5}\text{ZnNb}_{1.5}\text{O}_{7-x}\text{F}_{2x}$  ( $x= 0.1, 0.2$  and  $0.4$ ) ceramics“, RCBJSF-10 Russia/CIS/Baltic/Japan Symposium on ferroelectricity, Yokohama, Japan, June 20-24 (2010).
18. Ivanov M. , Rudys, S. Lapinskas, S. Banys, J. Macutkevic, J. Yermakov, A.Y. Uimin, M.A. Mysik, A.A. Shenderova, O., „Measurements of complex dielectric permittivity and magnetic permeability of carbon-coated Ni capsules“, 18th International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications MIKON-2010, Vilnius , Lithuania, June 14-16 (2010).
19. Saulius Rudys, Maksim Ivanov, Juras Banys, Nikolaj Vyshatko, Andrei N. Salak., „Dielectric and impedance spectroscopy of  $x$  NBT-(1-x) LMT ceramics. I Lithuanian- Polish Ukrainian meeting on ferroelectrics physics ,Vilnius, Lithuania , September 12-16 (2010).
20. J.Banys, S. Lapinskas S.Rudys, S. Greičius, R. Grigalaitis, “High Frequency Dielectric Properties Measurements of the Capacitive Samples in the Coaxial Line”, 3rd Seminar Properties of ferroelectric and superionic systems, Uzhgorod, Ukraine, November 26–27 (2010).
21. Ivanov Maksim, Rudys Saulius, Lapinskas Saulius, Banys Jūras, Macutkevič Jan, Yermakov A. Ye. , Uimin M. A. , Mysik A. A. , Shenderova Olga, “Measurements of complex dielectric permittivity and magnetic permeability of carbon-coated Ni



- capsules”, Properties of ferroelectric and superionic systems : 3rd seminar Uzhgorod, Ukraine, November 26–27 (2010).
22. Maksim Ivanov, Martynas Kinka, Saulius Rudys, Juras Banys, C. Bogicevic, Jean-Michel Kiat, "Size Effects on Dielectric Properties of Nanograin PSN Ceramics", EMF 2011 European Meeting on Ferroelectricity, Bordeaux, France, June 26 - July 2 (2011).
  23. Rudys Saulius, Ivanov Maksim, Lapinskas Saulius, Banys Jūras, Macutkevič Jan, Yermakov A. Ye. , Uimin M. A. , Mysik A. A. , Shenderova Olga, “Measurements of complex dielectric permittivity and magnetic permeability of carbon-coated Ni capsules” , Conference of the COST MP0904 action : Single- and multiphase ferroics and multiferroics with restricted geometries. Bordeaux, France June 26 - July 2 (2011).
  24. Ivanov Maksim, Kinka Martynas, Rudys Saulius, Banys Jūras, Bogicevic C. , Kiat Jean-Michel. „Dielectric spectroscopy of nanograin PSN ceramics“, ISIF 2011 : international symposium on integrated functionalities, UK. Cambridge, July 31- August 4 (2011).
  25. Ivanov Maksim, Rudys Saulius, Banys Jūras, Bogicevic C. , Kiat J. M. „Dielectric spectroscopy of nanograin PSN ceramics“, Conference for young scientists : the ninth students'meeting, SM-2011, the second ESR workshop, COST MP0904, Novi Sad, Serbia, November 16-18 (2011).
  26. Saulius Rudys, Maksim Ivanov, Juras Banys, Robertas Grigalaitis, Nikolai P. Vyshatko, Aleksandr D. Shilin, Andrei N. Salak, ”Meyer-Neldel rule for electrical conductivity observation in  $x\text{NBT}-(1-x)\text{LMT}$  ceramics”, Fundamental Physics of Ferroelectrics and Related Materials 2012, Argonne National Laboratory, Argonne, IL USA, January 29 - February 1 (2012).

27. Saulius Rudys, Maksim Ivanov, Juras Banys, Robertas Grigalaitis, Nikolai P. Vyshatko, Aleksandr D. Shilin, Andrei N. Salak, "Meyer-Neldel rule for electrical conductivity observation in  $x\text{NBT}-(1-x)\text{lmt}$  ceramics", International Conference and Workshop on Nanostructured Ceramics and other Nanomaterials, Delhi, India, March 13-16 (2012).
28. Juras Banys, Saulius Lapinskas, Saulius Rudys, „Measurements of dielectric permittivity in coaxial line of materials with high dielectric permittivity“, AES 2012, Advanced Electromagnetics Symposium, Paris, France, April 16- 19 (2012).
29. S. Rudys, M. Ivanov and J. Banys, „Ansoft HFSS software application for the dielectric and magnetic material properties measurements in microwaves“, AES 2012, Advanced Electromagnetics Symposium, Paris, France, April 16- 19 (2012).
30. Saulius Rudys, Maksim Ivanov, Juras Banys, Robertas Grigalaitis, Nikolai P. Vyshatko, Aleksandr D. Shilin, Andrei N. Salak, "Meyer-Neldel rule for electrical conductivity observation in  $x\text{NBT}-(1-x)\text{lmt}$  ceramics", ISAF-ECAPD 2012, 21st International Symposium on the Applications of Ferroelectrics and 11th European Conference on Applications of Polar Dielectrics Aveiro, Portugal, July 10 - 13 (2012).

# 1. Plačiajuostės dielektrinės spektroskopijos metodų apžvalga

Dielektrinė spektroskopija – medžiagos atsako į išorini elektromagnetinį lauką tyrimas, esant įvairiems elektrinės poliarizacijos mechanizmams.

Jeigu į kintamos srovės sutelktų parametrų grandinėje esantį komponentą, pavyzdžiui - kondensatorių vietoje vakuomo tarp elektrodų įterptume medžiagą, tai dėl lauko sąveikos su medžiaga, pakistų srovė ir įtampa. Taip pat pakistų elektrodus veikianti jėga. Atkreipsime dėmesį, kad sutelktų parametrų elementai neturi matmenų, todėl kondensatorius, turintis matmenis , šiuo požiūriu yra artinys. Sutelktų parametrų grandinėje dėl matmenų nebuvimo taip pat negalime kalbėti apie elektromagnetinę spinduliuotę ar bangą. Jeigu elektromagnetinės bangos sklidimo kelyje paskirstytų parametrų grandinėje, įterptume medžiagą – tai medžiaga, sąveikaudama su banga, dalį bangos energijos atspindėtų, o dalį – sugertų. Taigi, matuodami srovės, ar įtampos pokyčius sutelktų parametrų grandinėje, arba bangos atspindžio ar sugerties koeficientus – galime nustatyti medžiagos sąveikos su elektromagnetiniu lauku mastą. Šis sąveikos mastas dažniausiai apibūdinamas dielektrine skvarba –  $\epsilon$ , tačiau gali būti išreiškiamas ir kitais dydžiais, tokiais, kaip laidumas -  $Y$ , elektrinis modulis –  $M$ , impedansas –  $Z$  [1]. Tai kompleksiniai dydžiai:

$$\begin{aligned}M &= j\omega C_0 Z = \frac{1}{\epsilon} \\ \epsilon &= \frac{1}{M} \\ Y &= \frac{1}{Z} = j\omega C_0 \epsilon, \\ Z &= \frac{1}{Y}\end{aligned}\tag{1-1}$$

kur  $\omega$  - ciklinis dažnis,  $C_0 = \epsilon_0 S/d$  kondensatoriaus be dielektriko talpa , kai elektrodų plotas  $S$  ir atstumas tarp elektrodų  $d$ ,  $\epsilon_0$  – vakuomo dielektrinė konstanta.

Reikia pažymėti, kad dielektrinės skvarbos matavimai yra dinaminiai iš principo, kadangi elektrinio lauko pajungimo prie medžiagos momentas visada turi pradžią, o atsako matavimo laikas visada baigtinis. Dėl šių priežasčių neįmanoma tiksliai išmatuoti statinės dielektrinės skvarbos. Žemadažniams matavimams taip pat turi įtakos laisvųjų krūvininkų judėjimas, neutralizuojantis krūvį tarp elektrodo, kontaktiniai reiškiniai, atsirandantys dėl jonų judėjimo,  $1/f$  ir kiti triukšmai. Aukštųjų dažnių srityje dielektrinės spektroskopijos metodai taikomi iki dažnių, kuriuose dar pasireiškia sparčiausios elektroninės poliarizacijos dinamika – t.y. iki ultravioletinės spinduliuotės diapazono. Šiame darbe nenagrinėsime optinių dielektrinės spektroskopijos metodų, todėl iš aukštųjų dažnių pusės apsiribosime tik tais dažniais, kurie yra gaunami radiotechniniais metodais – t.y. žemesniais nei terahercas.

Norint atlikti dielektrinės ar magnetinės skvarbos matavimus, reikia turėti tris komponentus (1.1 pav.):

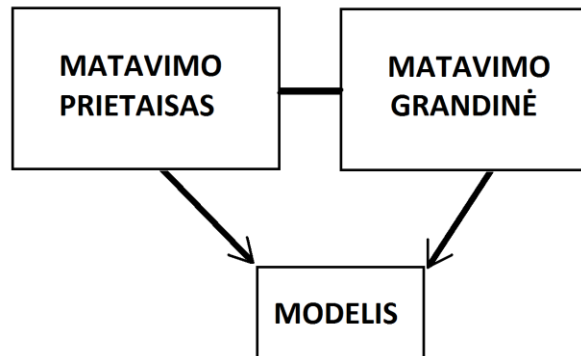
1. Elektrinių dydžių matavimo prietaisą.
2. Matavimo grandinę, į kurią yra įjungtas bandinys ir kuri prijungta prie matavimo prietaiso.
3. Matematinį modelį, susiejantį matavimo prietaiso rodmenis su medžiagos elektrinėmis ar magnetinėmis savybėmis.

Žemadažniams matavimams įprastai naudojami įtampos ar srovės amplitudės ir fazės matavimo metodas, arba tilto metodas. Šiuo atveju, kaip elektrinių dydžių matuoklis naudojamas impedanso matuoklis, o matavimo grandinė – plokščiasis kondensatorius, trumpais laidais prijungtas prie prietaiso. Šios matavimo sistemos matematinis modelis yra paprastas ir išreiškiamas plokščiojo kondensatoriaus formule:

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d}, \quad (1-2)$$

kur,  $C$  – kompleksinė talpa.

Kai kondensatoriaus diametro sandauga su dielektrine skvarba ir  $d$  yra vienos eilės dydžiai – reikia įskaityti netolygų lauko pasiskirstymą kondensatoriaus kraštuose.



1.1 pav. Medžiagų savybių matavimo proceso būtini komponentai.

Aukščiau minėtų metodų aukštadažnė riba yra 1-100 MHz. Aukštuose dažniuose pasireiškia laidų, kuriais prietaisas jungiamas prie kondensatoriaus, induktyvumas. Šis parazitinis induktyvumas iškraipo matavimų rezultatus.

Kai būtina bandinį veikti kuo mažesniu išoriniu elektriniu lauku – naudojami metodai, pagrįsti triukšmų matavimu.

Žemadažnių matavimų plačiau nenagrinėsime.

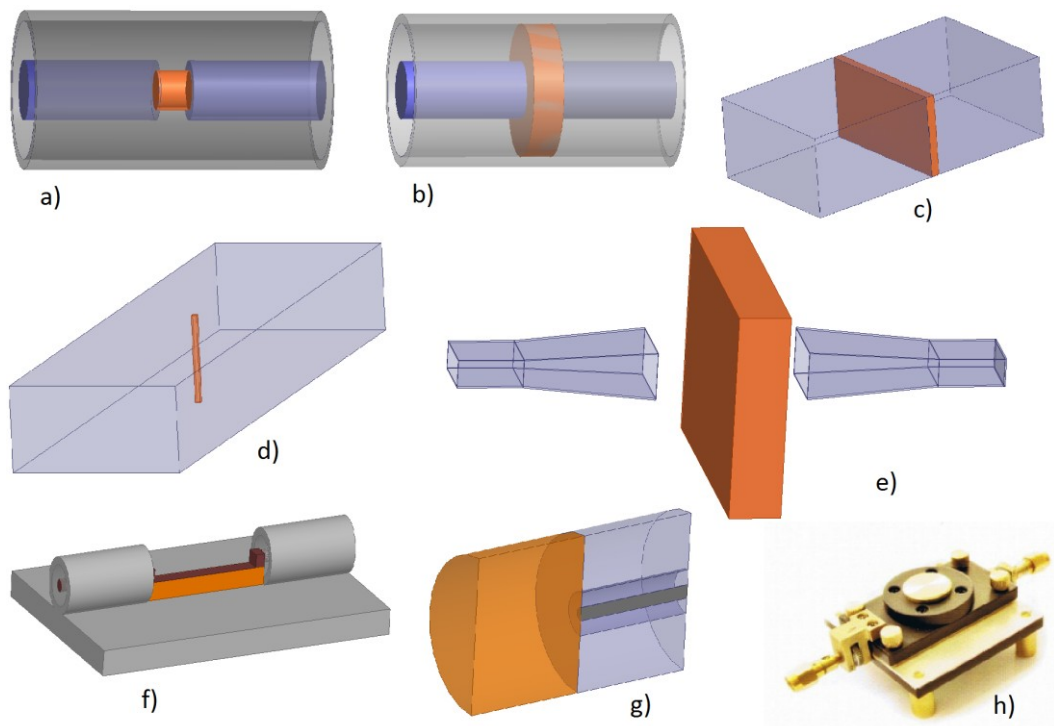
Radijo dažnių diapazone įprastai naudojami grandinių analizatoriai (network analyzer) - prietaisai, skirti elektrinių grandinių atspindžio ir praėjimo koeficientams matuoti. Elektrinė grandinė gali būti: koaksialinė (bendraašė), juostelinė, bangolaidinė perdavimo linija. Perdavimo linijoje yra mazgas, kuriame įmontuotas tiriamas bandinys. Šį mazgą toliau vadinsime matavimo grandine (MG). MG gali būti perdavimo linijos pavidalo (dalinai ar pilnai užpildytas bangolaidis ar koaksialinė linija), nuosekliai į koaksialinę liniją įjungtas kondensatorius, atviras linijos galas, priglauistas prie medžiagos, rezonatorius, medžiaga tarp kryptinių antenų (1.2 pav.) ir k.t.

1.2 Pav. pavaizduoti metodai yra pritaikyti matuoti tiek atspindžio, tiek praėjimo koeficientams, tačiau šiuos metodus galima pritaikyti tik kompleksinio atspindžio koeficiento matavimams, nutraukiant grandinę už

bandinio, įrengus statmeną bangos sklidimo kryptčiai plokštumą ar prijungus suderintą apkrovą (metodas g) pavaizduotas tik atspindžio matavimo atveju).

Matuojant tik kompleksinį atspindžio koeficientą, būtina atsižvelgti į perdavimo linijos temperatūrinį plėtimąsi, kuris iškraipo fazės matavimo rezultatus. Matuojant tik atspindžio ir praėjimo koeficientų modulius, fazės poslinkis dielektrinės skvarbos nustatymo rezultatams, pastebimos įtakos neturi. Prie prietaiso jungiama elektrinė grandinė, šiuo atveju, tampa dvigubai sudėtingesnė, tačiau galima naudoti paprastesnį ir pigesnį matavimo prietaisą – skaliarinį grandinių analizatorių (Scalar network analyzer).

Trumpai aptarsime 1.2 pav. pavaizduotų matavimo metodų privalumus ir trūkumus.



1.2 pav. Matavimo grandinių pavyzdžiai.

a) Į koaksialinę liniją įjungtas kondensatorius.

Privalumai: esant žemiems dažniams arba nedidelėms dielektrinėms skvarboms – paprastas matematinis modelis. Galima matuoti plačiame dažnių

diapazone, ypač matuojant atspindžio ir praėjimo koeficientus (per 3 eiles). Paprastas bandinio pagaminimas ir įdėjimas į MG.

Trūkumai: sudėtingas matematinis modelis, esant aukštiems dažniams, ar didelėms dielektrinėms skvarboms. Reikalingas didelis perdavimo linijos, MG ir bandinio pagaminimo tikslumas, esant aukštiems dažniams. Neįmanoma pamatuoti magnetinės skvarbos (esant žemiems dažniams ar mažai dielektrinei skvarbai), kadangi bandinyje silpnas magnetinis laukas.

b) Užpildyta koaksialinė linija.

Privalumai: paprastas matematinis modelis. Galimybė pamatuoti magnetinę skvarbą. Padidintas matavimo tikslumas arti rezonansų. Plati dažnių juosta.

Trūkumai: sudėtinga pagaminti ir įdėti į MG bandinį.

c) Užpildytas bangolaidis.

Privalumai: paprastas matematinis modelis. Galimybė matuoti magnetinę skvarbą.

Trūkumai: siauras, dielektrinės spektroskopijos prasme, dažnių diapazonas (nulemtas pagrindinės bangolaidinės modos). Negalima matuoti didelių (apie 100) dielektrinių skvarbų.

d) Dalinai užpildytas bangolaidis.

Privalumai: galimybė matuoti dideles, 1000 eilės, dielektrines skvarbas.

Trūkumai: sudėtingas matematinis modelis. Siauras dažnių diapazonas. Nevienareikšmė dielektrinės skvarbos priklausomybė nuo matuojamų S parametrų.

e) Bandinys tarp antenų.

Privalumai: mažas bandinio gaminimo tikslumas. Paprastas matematinis modelis.

Trūkumai: labai dideli bandinio matmenys. Negalima matuoti didelių dielektrinių skvarbų (dėl tų pačių priežasčių, kaip ir užpildytame bangolaidyje).

f) Juostelinė linija.

Privalumai: paprasta pagaminti bandinį, padidintas tikslumas arti rezonansinių dažnių, platus dažnių diapazonas.

Trūkumai: sudėtingas matematinis modelis, parazitinių talpų ir induktyvumų susidarymas prijungimo prie perdavimo linijos vietoje.

g) Atviros koaksialinės linijos galas dielektrike.

Privalumai: galimybė matuoti skysčius, patogūs gaminti bandinio matmenys, maža bandinio matmenų įtaka matavimo tikslumui.

Trūkumai: sudėtingas matematinis modelis.

h) Rezonansiniai metodai. 1.2 pav. Pavaizduotas „splitpost“ rezonatorius [2], tačiau visoms rezonansinio tipo MG būdingos panašios savybės.

Privalumai: didelis dielektrinės skvarbos matavimų tikslumas.

Trūkumai: matavimas tik labai siaurame dažnių diapazone. Sudėtinga konstrukcija, dėl didelių gabaritų ir galimos temperatūrinės rezonatoriaus charakteristikų priklausomybės, sunku matuoti dielektrinės skvarbos temperatūrinę priklausomybę.

Detaliau aptarsime bangolaidinius, kondensatoriaus koaksialinėje linijoje, juostelinės ir atviros koaksialinės linijos dielektrike metodus.

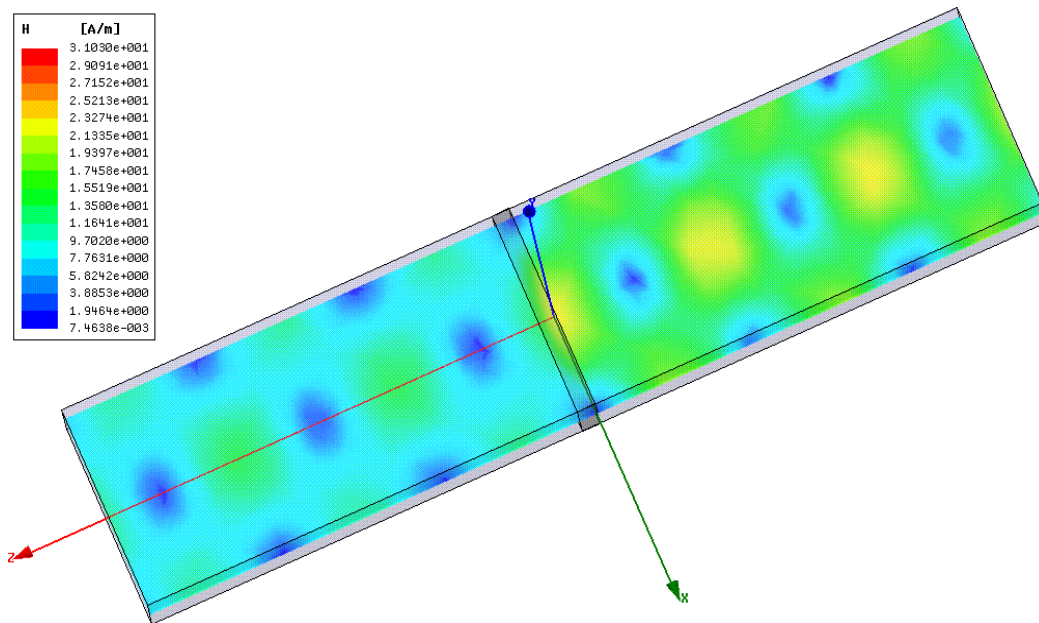


## 1.1. Bangolaidiniai metodai

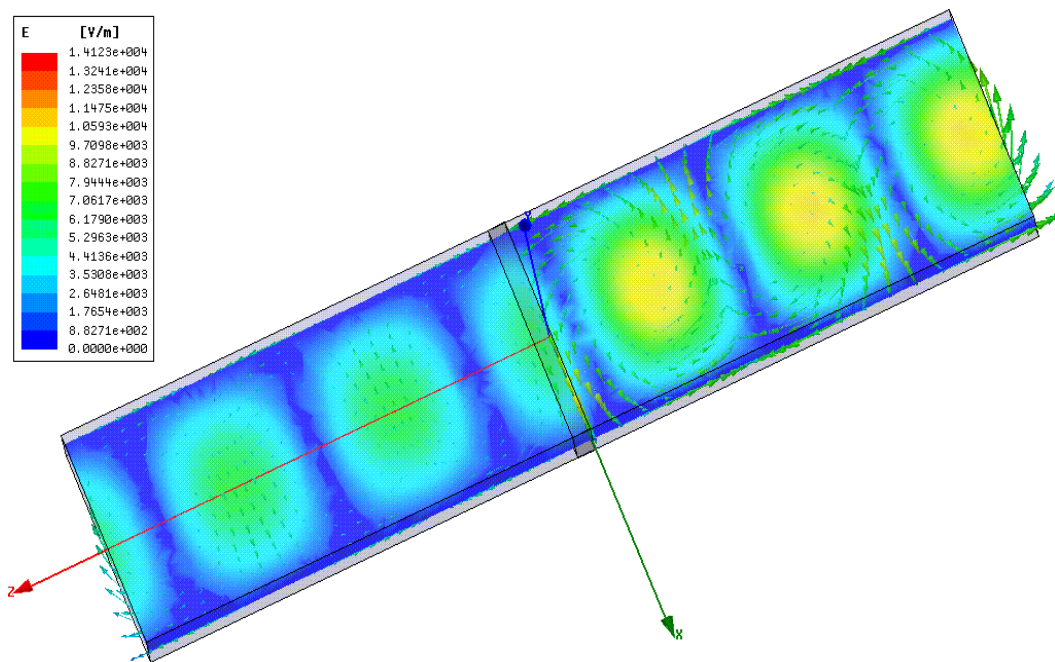
Pradedant nagrinėti bangolaidinius dielektrinės skvarbos matavimo metodus, reiktų pabrėžti, kad bangolaidinė perdavimo linija žymiai mažiau jautresnė linijos matmenų gamybos paklaidai. Pavyzdžiui, pagaminame standartinę [3] ketvirčio bangos ilgio bangolaidį ne 23x10 mm, o 22.9x9.9 mm. Taip pat pagaminame ketvirčio bangos ilgio koaksialinę liniją su ta pačia 0.1mm paklaida – ne 2.4x1.04 mm, o 2.3x1.04 mm. Pirmas skaičius išorinio laidininko skersmuo. Maksimalus atspindžio koeficientas nuo ketvirčio bangos ilgio atkarpos bangolaidinėje sistemoje bus -44 dB, o koaksialinėje -20 dB. Kad bangolaidžio atkarpa sukurtų -20 dB atspindį – bangolaidžio matmenys turėtų būti , pavyzdžiui - 22x9 mm. Koaksialinės sistemos parametrai suskaičiuoti naudojant perdavimo linijų formules [4], o bangolaidinės sistemos parametrai suskaičiuoti naudojant HFSS programą.

### 1.1.1. Pilnai užpildyto bangolaidžio skerspjūvio metodas

Vienas paprasčiausių metodų matuoti dielektrinę ar magnetinę skvarbą yra pilnai užpildyto bangolaidžio skerspjūvio metodas [5]. Elektrinio ir magnetinio lauko pasiskirstymas MG pavaizduotas 1.1.1 pav. ir 1.1.2 pav. Pilnai užpildantis bangolaidį bandinys yra centrinėje bangolaidžio dalyje. Visi toliau pateikti paveikslai, vaizduojantys laukų pasiskirstymą perdavimo linijose ir bandiniuose - yra gauti su HFSS programa kai perdavimo linijos įėjime yra 1 W galia.



1.1.1 pav. Magnetinio lauko pasiskirstymas, kai bandinys pilnai užpildo dalį bangolaidžio.



1.1.2 pav. Elektrinio (spalvos) ir magnetinio (rodyklės) lauko pasiskirstymas, kai bandinys pilnai užpildo dalį bangolaidžio.

Kompleksiniai atspindžio ir praėjimo koeficientai (atitinkamai,  $R$  ir  $T$ ) išreiškiami lygtimis:

$$\begin{cases} R = \frac{2\mu \cdot (Z + \mu) + (Z - \mu) \cdot e^{-2jhd}}{(Z + \mu)^2 - (Z - \mu)^2 \cdot e^{-2jhd}} \\ T = \frac{4\mu \cdot Z \cdot e^{jd(h-h_0)}}{(Z + \mu)^2 - (Z - \mu)^2 \cdot e^{-2jhd}} \end{cases} \quad (1.1-1)$$

$$h = \sqrt{\left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 \cdot \varepsilon \mu - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}$$

$$h_0 = \sqrt{\left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}$$

$$Z = \frac{h}{h_0}$$

čia  $f$  - dažnis,  $c$  - šviesos greitis vakuume,  $d$  - bandinio storis,  $a$  - bangolaidžio plačiosios sienelės plotis. Atspindžio koeficientas  $R$  atitinka  $S$  parametą  $S_{11}$ , o praėjimo koeficientas  $T$  –  $S_{21}$ . Naudosime visus šiuos žymėjimus.

Nežiūrint į tai, kad formulė (1.1-1) nesudėtinga, dielektrinė skvarba analitiškai neišreiškiami, o norint ją apskaičiuoti tenka naudoti iteracinius ar kitus sprendinių radimo būdus. Šiuo metodu galima matuoti palyginti nedideles dielektrines skvarbas. Pavyzdžiui, jei bandinio storis yra tik 0.5 mm, dielektrinė skvarba  $\varepsilon=100-i10$ , bangolaidžio matmenys  $23 \times 10$  mm, 10 GHz dažnyje atspindžio koeficiento modulis bus 0.9707 arba -0.258 dB. Grandinių analizatoriaus paklaida yra apie 0.2-0.5 dB, vadinasi išmatuota atspindžio koeficiento vertė gali būti visiškai užgožiama matavimo paklaidos.

### 1.1.2. Dalinai užpildyto bangolaidžio metodas

Vienas plačiausiai naudojamų – dalinai užpildyto bangolaidžio skerspjūvio metodų yra cilindrinio strypelio metodas [6]. Elektrinis laukas, sklindant pagrindinei modai pavaizduotas 1.1.3 pav.

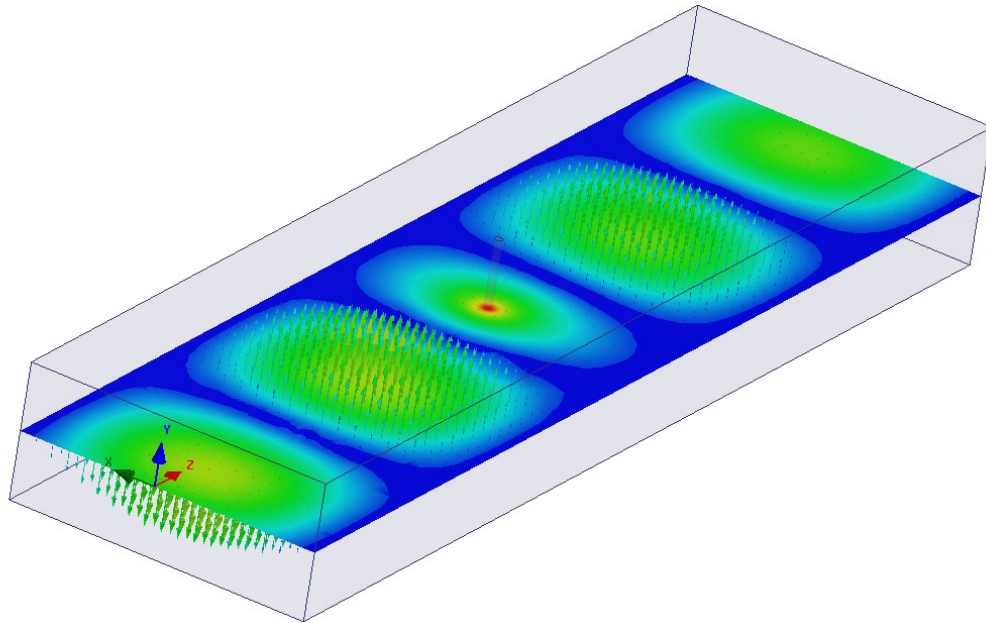
Atspindžio koeficientas  $R$  išreiškiamas lygtimi:

$$R = \frac{4(\varepsilon - 1)J_1(\beta)}{\pi\Delta \sqrt{\left(\frac{2a}{\lambda}\right)^2 - 1}},$$
$$\Delta = \varepsilon J_1(\beta) \left[ H_0(\alpha) + \sum_{n=1}^{\infty} 2(-1)^n H_0(nka) \right] - \sqrt{\varepsilon} J_0(\beta) H_1(\alpha), \quad (1.1-2)$$
$$\beta = kr\sqrt{\varepsilon}, \quad \alpha = kr;$$

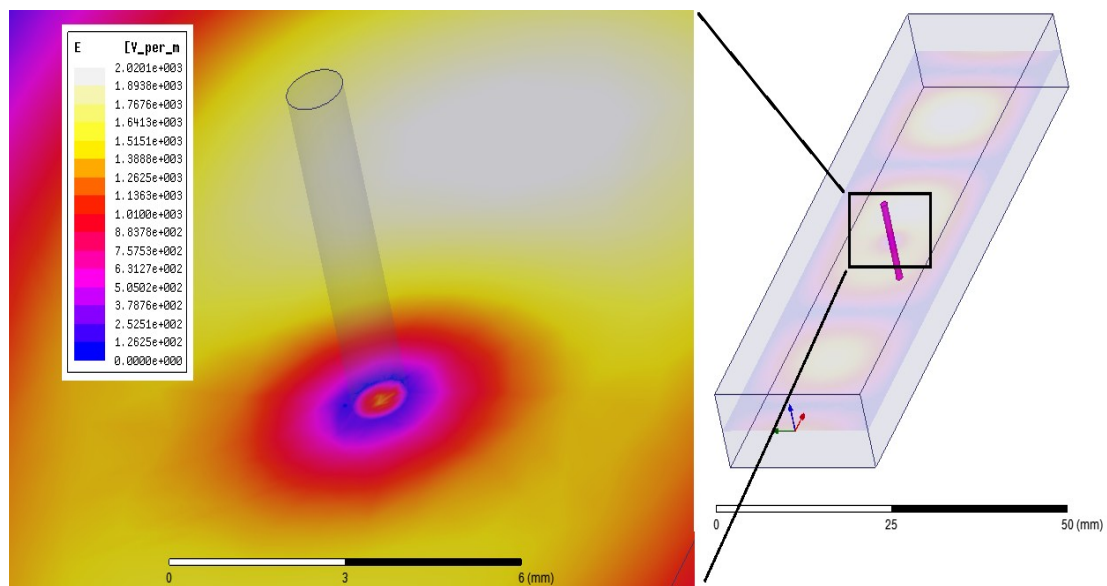
kur:  $r$ - bandinio spindulys,  $J$  ir  $H$ , atitinkamai Beselio ir Hankelio funkcijos. Šioje lygtyje įskaitytas netolygus laukų pasiskirstymas bandinyje, kai bandinys plonas ( $\alpha = kr \ll 1$ ).

Elektrinio lauko pasiskirstymas bandinio viduje pavaizduotas 1.1.4 pav. Paveiksle pavaizduotas bangolaidžio pjūvis pusiau,  $x$  ir  $y$  plokštumose. Esant pakankamai storam bandiniui, laukas bandinio viduje gali būti nevienalytis.

Lygtis (1.1-2) susieja atspindžio koeficientą su matmenimis ir dielektrine skvarba. Norint apskaičiuoti dielektrinę skvarbą tenka naudoti iteracinius netiesinių lygčių sprendimo metodus. Kadangi lygtis netiesinė, matuojami  $S$  parametrai su dielektrine skvarba susieti nevienareikšmiškai.



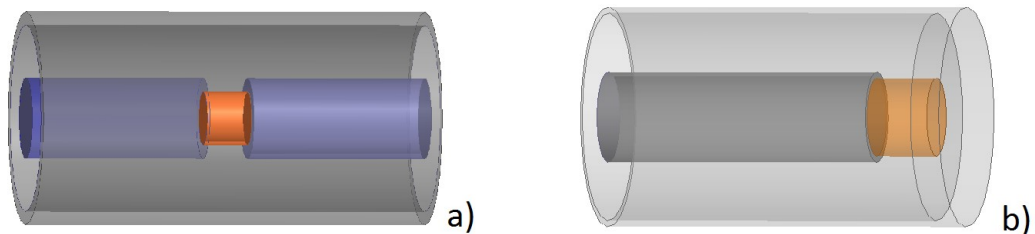
1.1.3 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas bangolaidyje su cilindrinu bandiniu.



1.1.4 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas bandinio viduje, kai  $\epsilon' = 200$ ,  $\epsilon'' = 20$ ,  $r = 0.5$  mm,  $f = 10$  GHz.

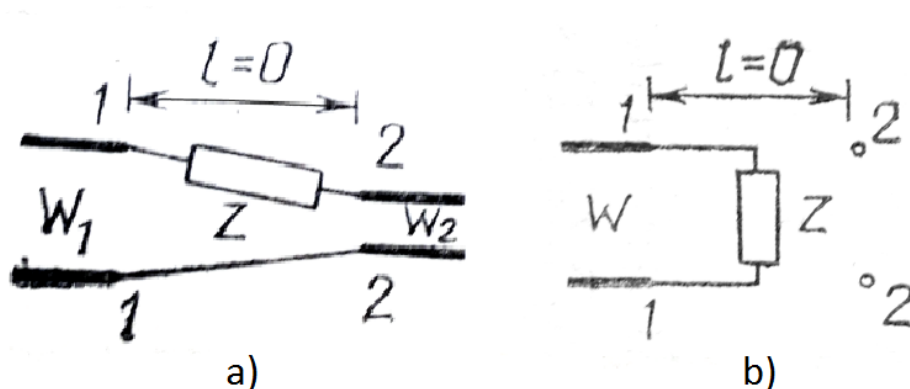
## 1.2. Kondensatoriaus koaksialinėje linijoje metodas

Kondensatoriaus koaksialinėje linijoje metodas yra labiausiai paplitęs aukštadažnis (virš 1 MHz) dielektrinės skvarbos matavimo metodas [7], [8], [9], [10]. Tai sąlygoja palyginti paprasta matavimo grandinės (MG) konstrukcija, paprasta bandinio gamyba, paprastas matematinis modelis, esant žemesniems dažniams, ar mažesnėms dielektrinės skvarbos vertėms. Matuojant šiuo metodu, tiriamoji talpa į koaksialinę liniją jungiama nuosekliai, kaip parodyta paveikslėlyje.



1.2.1 pav. Kondensatoriaus pavidalo bandinio jungimas į koaksialinę perdavimo liniją.

Talpa į liniją jungiama nuosekliai dėl techninių priežasčių. Lygiagreto jungimą žymiai sunkiau praktiškai realizuoti.



1.2.2 pav. 1.2.1 pav. pavaizduotų MG ekvivalentinės schemos.

1.2.2 pav. pavaizduotam atvejui a), S parametrai išreiškiami formule [11]:

$$[S] = \frac{1}{z + \rho + 1} \begin{bmatrix} z + \rho - 1 & 2\sqrt{\rho} \\ 2\sqrt{\rho} & z - \rho + 1 \end{bmatrix}, \quad (1.2-1)$$

Kur  $z = Z/W_1$ ,  $\rho = W_2/W_1$ . Įprastai matavimo prietaiso ir MG įėjimo ir išėjimo impedansai  $W_1$  ir  $W_2$  būna vienodi (dažniausiai 50 Omų), todėl  $\rho=1$ . (1.2-1) formulė tampa paprastesne:

$$[S] = \frac{1}{z + 2} \begin{bmatrix} z & 2 \\ 2 & z \end{bmatrix}. \quad (1.2-2)$$

Atitinkamai, atvejui b) S parametrai bus:

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{1-y}{1+y} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (1.2-3)$$

kur  $y = l/z$ .

### 1.2.1. Plokščiojo kondensatoriaus artinys

Įdėtas tarp elektrodų bandinys, nebūtinai užims visą elektrodų plotą. Tuščio, be bandinio, kondensatoriaus talpą, kuri atitinka bandinio plotą pažymėsime  $C_0$ , o likusią talpos dalį, kuri atitinka elektrodų ir bandinio plotų skirtumą ir matuojant yra parazitinė (kaip vėliau pamatysime, ši talpa yra dar didesnė) – pažymėsime  $C_p$ . Taigi, tuščio kondensatoriaus talpa bus  $C_0 + C_p$ . Kondensatoriaus talpa su bandiniu bus:

$$C = (\varepsilon' - j\varepsilon'')C_0 + C_p. \quad (1.2-4)$$

Iš čia, matuojamo kondensatoriaus impedansas bus:

$$Z = \frac{1}{\omega(C_0 \varepsilon' + j(C_p + C_0 \varepsilon'))} \quad (1.2-5)$$

Į (1.2-2) įstatę (1.2-5) galime išreikšti dielektrinę skvarbą, atveju a), naudojant atspindžio koeficientą:

$$\varepsilon' = -\frac{\operatorname{Im} S_{11}}{\omega C_0 2W (\operatorname{Re} S_{11}^2 + \operatorname{Im} S_{11}^2)} - \frac{C_p}{C_0}, \quad (1.2-6)$$

$$\varepsilon'' = \frac{1}{\omega C_0 2W} \frac{\operatorname{Re} S_{11} (1 - \operatorname{Re} S_{11}) - \operatorname{Im} S_{11}^2}{\operatorname{Re} S_{11}^2 + \operatorname{Im} S_{11}^2}, \quad (1.2-7)$$

arba naudojant praėjimo koeficientą:

$$\varepsilon' = \frac{\operatorname{Im} S_{21}}{\omega C_0 2W ((1 - \operatorname{Re} S_{21})^2 + \operatorname{Im} S_{21}^2)} - \frac{C_p}{C_0}, \quad (1.2-8)$$

$$\varepsilon'' = \frac{1}{2W \omega C_0} \frac{\operatorname{Re} S_{21} (1 - \operatorname{Re} S_{21}) - \operatorname{Im} S_{21}^2}{(1 - \operatorname{Re} S_{21})^2 + \operatorname{Im} S_{21}^2}. \quad (1.2-9)$$

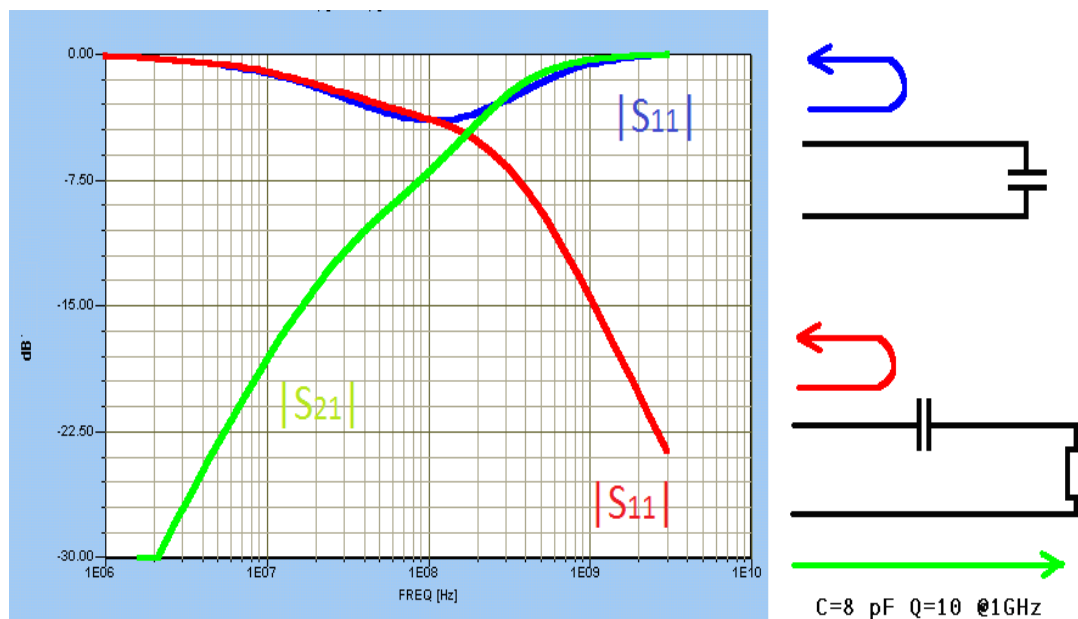
Analogiškai iš (1.2-3), b) atveju, dielektrinė skvarba bus:

$$\varepsilon' = \frac{2 \operatorname{Im} S_{11}}{W \omega C ((1 + \operatorname{Re} S_{11})^2 + \operatorname{Im} S_{11}^2)} - \frac{C_p}{C_0}, \quad (1.2-10)$$



$$\varepsilon'' = \frac{1}{W\omega C} \frac{1 - \operatorname{Re} S_{11}^2 - \operatorname{Im} S_{11}^2}{(1 + \operatorname{Re} S_{11})^2 + \operatorname{Im} S_{11}^2} \quad (1.2-11)$$

Esant tai pačiai talpai, išmatuoti S parametrus, kad jie tiktų dielektrinės skvarbos skaičiavimams, galima tik tam tikrame dažnių diapazone. Skirtingiems talpos jungimo būdams atitiks skirtingi dažnių diapazonai, kuriuose galimi patikimi matavimai. S parametrų priklausomybė nuo dažnio, esant skirtingiems talpos jungimams pavaizduoti 1.2.3 pav. Kreivės gautos naudojant grandinių analizavimo programą Ansoft Serenade 8.5, tačiau įstatę į (1.2-2) ir (1.2-3) kondensatoriaus impedanso išraišką – gautume tuos pačius rezultatus.



1.2.3 pav. S parametrų modulio priklausomybė, kai talpa prijungta pagal schemą a) ir pagal schemą b) pagal 1.2.1 pav.

Iš pav. matome, kad matuojant pagal schemą a), žemuose dažniuose geriau matuoti  $S_{21}$ , o aukštuose  $S_{11}$ . Tokiu būdu, turint tik vieną bandinį vienoje MG galima matuoti tris eiles apimančiame dažnių ruože. Šio jungimo trūkumas – nėra bandinio kontakto su korpusu, todėl galimas žymus temperatūrų skirtumas

tarp centrinio laidininko su bandiniu ir korpuso. Jei matuotumėme centrinio laidininko temperatūrą, jutiklio laidas sukeltų papildomą atspindį. Kartu matuojant  $S_{21}$  ir  $S_{11}$  bus sudėtingesnė kalibravimo procedūra, kadangi teks atlikti praėjimo kalibruojantį matavimą, o siekiant pamatuoti maksimaliai tiksliai – reiktų atlikti atspindžio kalibravimus abiemis vektorinio grandinių analizatoriaus įėjimams.

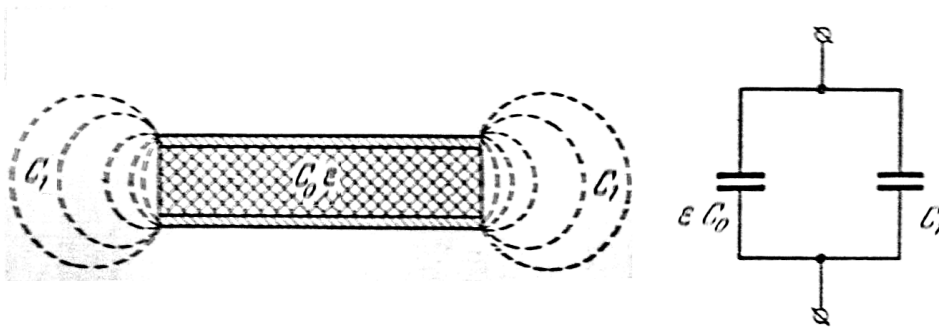
Naudojant MG su trumpikiu už bandinio – užtenka tik vieno įėjimo kalibravimo. Kartu žymiai supaprastėja MG konstrukcija, sumažėja temperatūrų skirtumas tarp centrinio laidininko ir korpuso. Dažnių diapazonas, matuojant šiuo būdu susiaurėja iki pusantros eilės, tačiau įskaitant, kad įprastai talpa mažėja, didėjant dažniui – galime matuoti ir platesniame dažnių diapazone.

### 1.2.1. Patikslinti plokščiojo kondensatoriaus modeliai

Plokščiojo kondensatoriaus formulė, naudojama dielektrinės skvarbos skaičiavimams, yra artinys, kadangi dielektriko storis nėra be galo mažas – kondensatoriaus kraštuose, elektrinio lauko linijos nebus statmenos elektrodų paviršiui, kaip parodyta 1.2.4 pav. Šis lauko pasiskirstymas sukuria papildomą parazitinę talpą  $C_1$ , kuri diskinio kondensatoriaus atveju išreiškiama formule [12]:

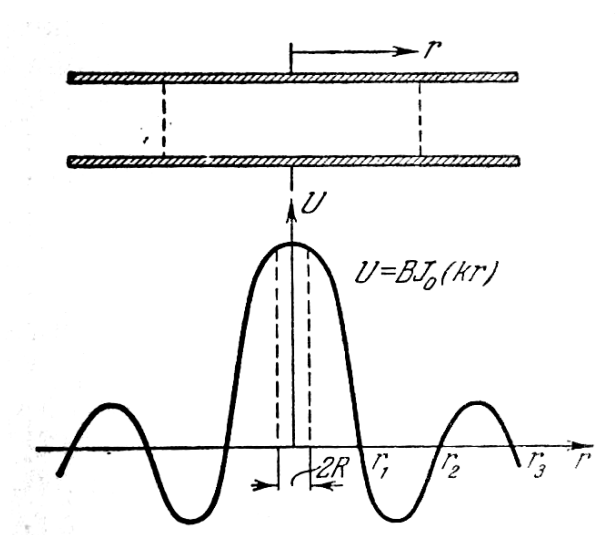
$$C_1 = \frac{R}{3.6\pi} \left( \ln \frac{16\pi R(d+b)}{d^2} + \frac{b}{d} \ln \frac{d+b}{d} + 1 \right), \quad (1.2-12)$$

čia  $R$  - elektrodų skersmuo,  $b$  - elektrodų storis, talpa – pF, kai matmenys išreikšti milimetrais .



1.2.4 pav. Papildomos parazitinės talpos  $C_l$  susidarymas.

Lauko pasiskirstymo kraštuose efektą galima įskaityti pasinaudojus (1.2-12) formule, arba atlikus matavimo sistemos kalibravimą be bandinio. Lauko kraštuose efektas, nuo dažnio nepriklauso.



1.2.5 pav. Įtampos pasiskirstymas kondensatoriuje, kuris žadinamas aukšto dažnio signalu.

Didinant dažnį, arba dielektrinę skvarbą – laukas kondensatoriaus viduje tampa netolygus (1.2.5 pav.), o įtampa ir srovė išreiškiama formule [13]:

$$I = A J_1(kr)$$

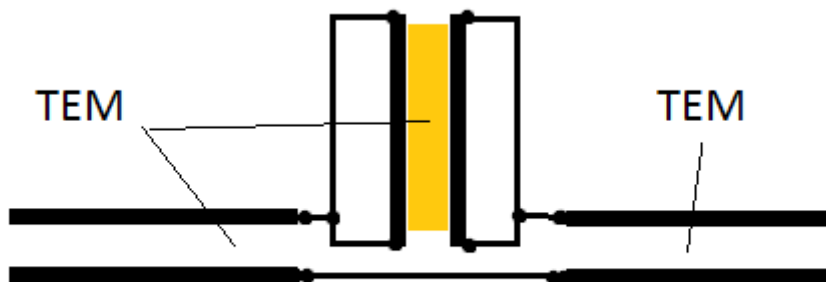
$$U = B J_0(kr), \tag{1.2-13}$$

čia  $A, B$  – konstantos, priklausančios nuo kondensatoriaus matmenų,  $r$  – atstumas nuo centro  $k=2\pi\sqrt{\epsilon\mu}/\lambda$ ,  $J_0(kr)$ ,  $J_1(kr)$  nulinės ir pirmos eilės Beselio funkcijos. Galime rasti, koku atstumu  $r_1$  nuo kondensatoriaus centro bus artimiausia vieta, kur įtampa lygi nuliui:

$$r_1 = \frac{2.405\lambda}{2\pi(\epsilon\mu)^{1/2}} \quad (1.2-14)$$

Jeigu lauko tolygumo kriterijumi pasirinkti sąlyga, kad  $R \leq r_1/10$  – tada,  $R \leq 0.038 \lambda/\sqrt{\epsilon}$ . Literatūroje, tai vadinama „kvazistacionarumo sąlyga“. Jeigu  $\lambda = 10$  cm,  $\epsilon = 1000$ , – tada bandinio matmenys turėtų būti:  $r < 0,12$  mm. Su tokiu mažu bandiniu būtų labai nepatogu dirbti. (1.2-12, 1.2-13) lygtys aprašo laisvoje erdvėje esantį kondensatorių, todėl į koaksialinę liniją įjungto kondensatoriaus atveju, kvazistacionarumo sąlyga bus šiek tiek kita -  $R \leq 0.07 \lambda/\sqrt{\epsilon}$  [14].

Netolygų lauko pasiskirstymą kondensatoriuje galima aiškinti tuo, kad aukštuose dažniuose kondensatorių galima laikyti perdavimo linija, kuria sklinda TEM (skersinė elektromagnetinė) banga, kaip parodyta ekvivalentinėje schemeje 1.2.6 pav..

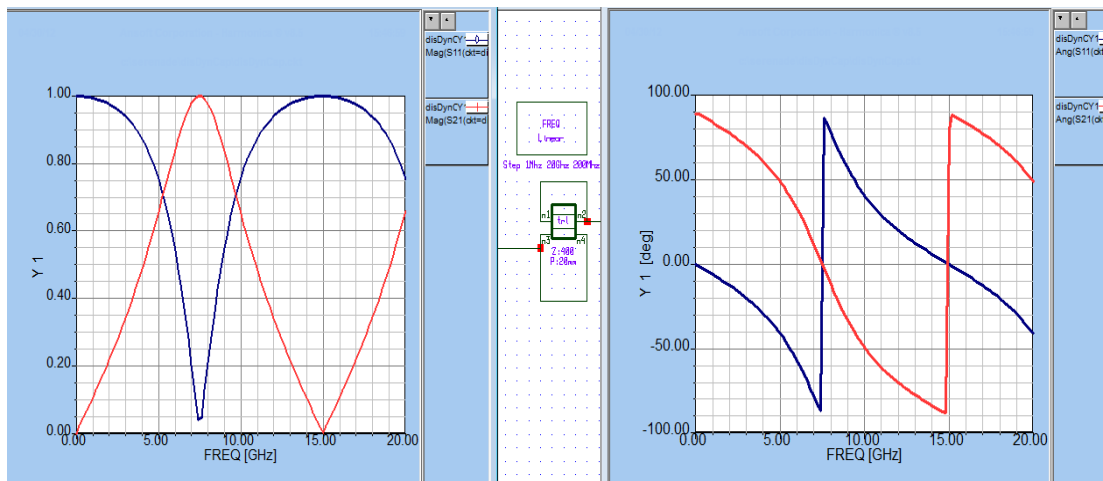


1.2.6 pav. Kondensatoriaus, kaip paskirstytų parametrų grandinės schema.

Šios schemos S parametrai kai perdavimo linijos ilgis yra 20mm pavaizduoti 1.2.7 pav. Kreivės gautos naudojant grandinių analizavimo programą Ansoft Serenade 8.5, tačiau tuos pačius rezultatus galėtume gauti naudodami perdavimo linijų lygtis.

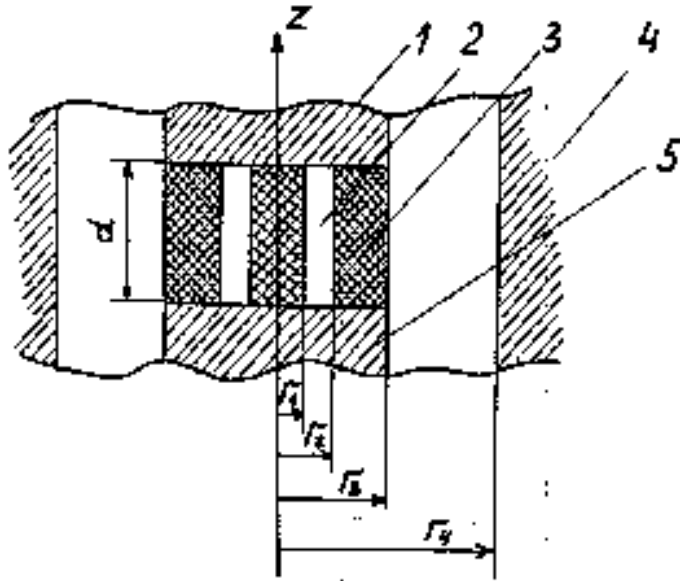
7.5GHz dažnyje, kuriame perdavimo linijos ilgis bus pusės bangos ilgio – stebime rezonansą. Kondensatoriaus, turinčio perdavimo linijos savybių, impedansas tam tikruose dažniuose gali būti ir induktyvinio pobūdžio. Palyginę S parametrus, pateiktus 1.2.7 pav. ir 3.5.5, 3.5.6 pav. (pastarieji gauti atlikus tikslius skaičiavimus), matome, kad charakteristikos žemesniuose dažniuose (iki 12GHz) kokybine prasme, yra panašios. Sukurti ekvivalentinę schemą, kad žemesniuose dažniuose stebėtume ir kiekybinį S parametrų atitikimą - negalime, nes perdavimo linijoje laukai kinta pagal sinuso dėsnį, o diskiniame kondensatoriuje, dėl ašinės simetrijos, - pagal Beselio funkcijas.

Kondensatoriaus modelis, kuris įskaito netolygų laukų pasiskirstymą, darant prielaidą, kad išilgai elektrodų sklinda TEM banga, yra vadinamas dinaminio kondensatoriaus modeliu.



1.2.7 pav. 1.2.6 pav. pavaizduotos schemos atspindžio (tamsios kreivės) ir praėjimo (šviesios kreivės) koeficientų (modulis – kairėje, fazė – dešinėje) priklausomybė nuo dažnio.

Jei bandinys trapus ir mažas - į koaksialinę liniją jį reiktų jungti naudojant papildomą dielektrinį žiedą -3 (1.2.7 pav.) [15]. Bandinio spindulys –  $r_1$ , žiedo vidinis spindulys -  $r_2$ , žiedo išorinis spindulys, sutampantis su vidinio laidininko -1, spinduliu –  $r_3$ . Vidinio laidininko - 4 , spindulys –  $r_4$ .



1.2.7 pav. Bandinio su laikikliu jungimas į koaksialinę liniją.

Šiuo būdu įjungto į koaksialinę liniją kondensatoriaus kompleksinė talpa bus [ 6 ]:

$$C = \frac{r_3(\epsilon_3)^{1/2}}{36kd} \left\{ \frac{J_1(\beta_3) \left[ J_0(\beta_1) + \beta_1 J_1(\beta_1) \left( \ln\left(\frac{\alpha}{2}\right) + C_e \right) + \beta_1 J_1(\beta_1) - \right. \right.}{J_0(\beta_3) \left[ J_0(\beta_1) + \beta_1 J_1(\beta_1) \left[ \ln\left(\frac{\alpha}{2}\right) + C_e \right] + \beta_1 J_1(\beta_1) - \right.} \right. \right. \quad (1.2-15)$$

$$\left. \left. - \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 J_0(\beta_1) \ln(\epsilon_3)^{1/2} \right] + N_1(\beta_3) \left[ \pi \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 J_0(\beta_1) - \frac{\pi}{2} \beta_1 J_1(\beta_1) \right] \right\}$$

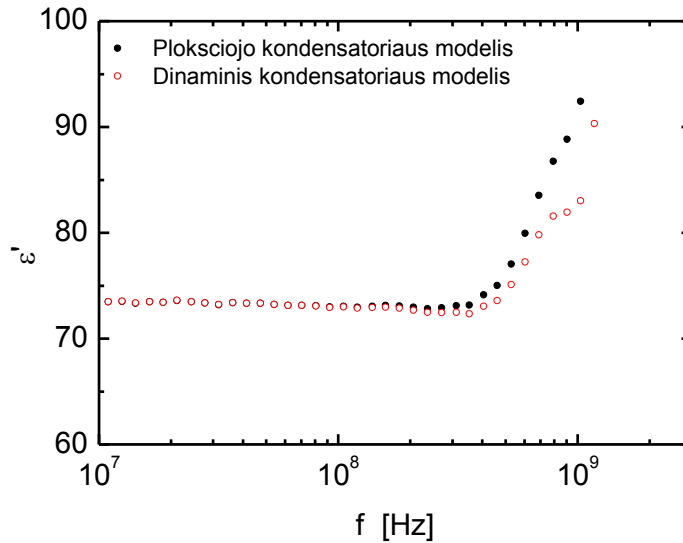
$$\left. \left. - \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 J_0(\beta_1) \ln(\epsilon_3)^{1/2} \right] + N_0(\beta_3) \left[ \pi \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 J_0(\beta_1) - \beta_1 J_1(\beta_1) \right] \right]$$

čia  $\beta_1 = 2\pi r_1 \sqrt{\epsilon_1} / \lambda$ ,  $\beta_3 = 2\pi r_3 \sqrt{\epsilon_3} / \lambda$ ,  $\alpha = 2\pi r_1 / \lambda$ ,  $C_e = 0.577216$  – Oilerio (Euler) konstanta.

Jei nenaudojame dielektrinio bandinio laikiklio - (1.2-15) tampa paprastesne:

$$C = \frac{\beta_1 J_1(\beta_1)}{18k^2 d J_0(\beta_1)}, \quad (1.2-16)$$

čia  $k=2\pi/\lambda$ .



1.2.8 pav. Dielektrinės skvarbos priklausomybė nuo dažnio, naudojant statinį ir dinaminį kondensatoriaus modelius [16].

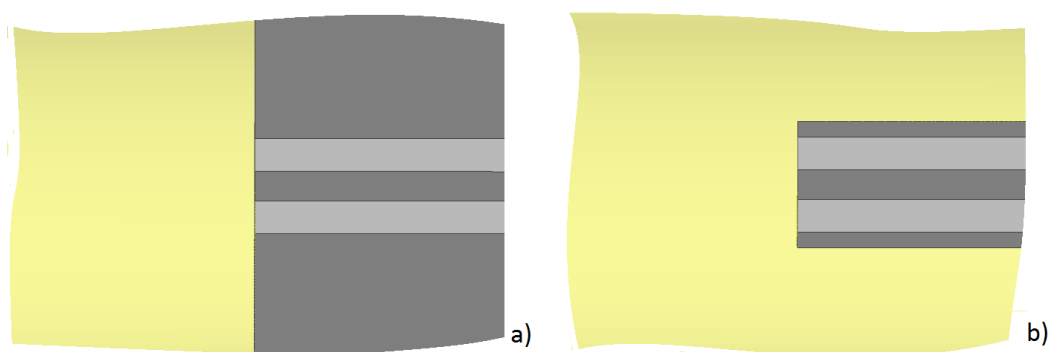
Naudodami plokščiojo kondensatoriaus artinio formules (1.2-6) - (1.2-11) dielektrinės skvarbos skaičiavimui, aukštuose dažniuose gausime dielektrinės skvarbos didėjimą. 1.2.8 pav. , kuris radijo dažniuose įprastai neturi fizikinės prasmės.

Pritaikius (1.2-15) formulę, matavimų diapazoną galima praplėsti maždaug pusę eilės į aukštųjų dažnių pusę (1.2.8 pav. ) [16] .

### 1.3. Atviro galo koaksialinės linijos metodai

Atviro galo koaksialinę liniją toliau sutrumpintai vadinsime AGKL. 1.3.1 pav. pavaizduoti du pagrindiniai šios linijos tipai: a) linija prie laidžios plokštumos, b) kabelio pavidalo linija dielektrike. Dielektrinės skvarbos matavimai, naudojant AGKL ypač populiarūs matuojant skysčių dielektrines savybes. Matuojant su linija b), pakanka kabelio galą įmerkti į skystį. Panaudojus labai ploną, ar adatos formos nusmailintą kabelį, galima įsiskverbti

į biologinius audinius [17]. Kietų kūnų savybėms matuoti metodas naudojamas rečiau, kadangi sunku užtikrinti gerą elektrinį kontaktą su tirama medžiaga, matavimams reikia palyginti didelių medžiagos kiekių. Vienas svarbiausių AGKL metodų privalumas - matavimų rezultatai silpnai priklauso nuo matuojamos medžiagos matmenų, todėl eliminuojama matavimo paklaida, gaunama dėl netiksliai pagamintų, ar išmatuotų bandinių. Kadangi MG sudaro koaksialinę liniją, matuoti galima labai plačiame dažnių diapazone. Įprastai plačiajuosčiai grandinių analizatoriai yra su koaksialiniais išvadais, todėl matuojant šiuo metodu, nereikia perėjimo elementų į skirtingus linijų tipus. Didelių matmenų bandinio atspindžio koeficiento priklausomybė nuo dažnio nėra rezonansinio pobūdžio, todėl paprasčiau spręsti dielektrinės skvarbos radimo uždavinį.

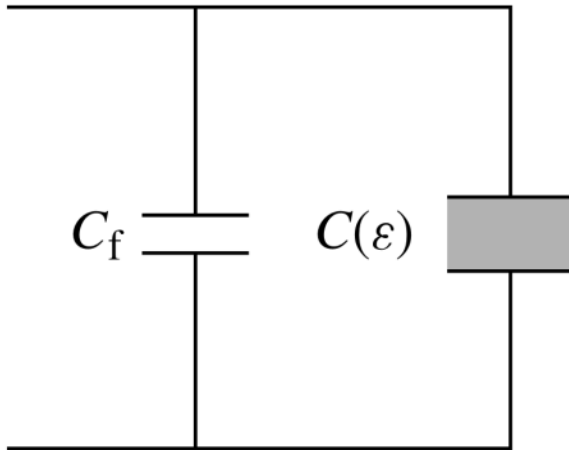


1.3.1 pav. AGKL tipai.

Kalibruoti taip pat pakankamai paprasta - įprastai pamatuojama atspindžio koeficientai ore, distiliuotame vandenyje ir prispaudus trumpiklį. Pagrindinis AGKL metodo trūkumas - sudėtingas matematinis modelis, susiejantis atspindžio koeficientą su medžiagos elektrinėmis savybėmis. Yra daug įvairaus sudėtingumo lygio matematinių modelių (šia tema paskelbta keli šimtai straipsnių). Apžvelgsime keletą iš jų.



### 1.3.1. Talpinis metodas



1.3.2 pav. Talpinio metodo ekvivalentinė grandinė

Talpinis metodas, kuris priskiriamas ekvivalentinių grandinių metodų tipui, yra vienas iš senesnių metodų, taikomų AGKL. Plačiau apie šį metodą bei jo taikymus galima pasiskaityti [18, 19]. Šis modelis tinka, kai bangos ilgis yra žymiai didesnis, nei linijos skersiniai matmenys. Tokiu atveju atspindžio koeficientas nuo linijos galo yra lygus:

$$R^* = \frac{1 - Z_0 Y_x}{1 + Z_0 Y_x} \quad (1.3-1)$$

Čia  $Z_0$  – linijos banginė varža,  $Y_x$  – ekvivalentinis atviro galo banginis admitansas, kuris yra lygus  $Y_x = j2\pi f(C_f + C(\varepsilon))$ , ir tariama, jog  $C(\varepsilon) = \varepsilon C_0$ . Šiuo atveju  $C_f$  yra nuo aplinkos nepriklausomo kondensatoriaus talpa, kuri sąlygojama konstrukcinių ypatumų, o  $C_0$  yra kintamojo kondensatoriaus talpa kai išorinė aplinka yra oras. Atlikus matematinius veiksmus galima parodyti, kad

$$\varepsilon = \frac{1 - R^*}{j2\pi f Z_0 C_0 (1 + R^*)} - \frac{C_f}{C_0} \quad (1.3-2)$$

Visa problema susiveda į koeficientų  $C_f$  ir  $C_0$  radimą, kurie, yra realūs skaičiai. Juos paprasčiausia rasti matuojant atspindžio koeficientą nuo žinomos

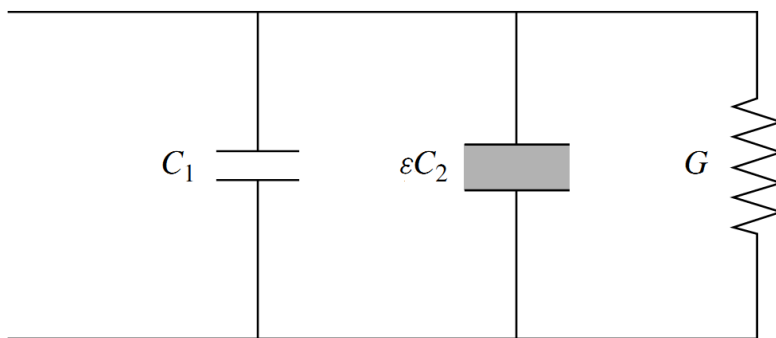
dielektrinės skvarbos medžiagos. Jeigu imtume nuostolių turinčią medžiagą (t. y. turinčią kompleksinę dielektrinę skvarbą), tai užtektų vienos tokios medžiagos. Įprastai naudojamas distiliuotas vanduo. Jei pažymėtume dielektrinės skvarbos realią dalį  $\varepsilon'$ , menamą  $\varepsilon''$ , atspindžio koeficiento modulį  $R$  ir fazę  $\phi$ , tai pagal [20]:

$$C_0 = \frac{1 - R^2}{2\pi f Z_0 (1 + 2R \cos(\phi) + R^2) \varepsilon''} \quad (1.3-$$

$$C_f = \frac{-2R \sin(\phi)}{2\pi f Z_0 (1 + 2R \cos(\phi) + R^2) \varepsilon''} - \varepsilon' C_0 \quad 3)$$

Tokiu būdu sukalibravus prietaisą galima pradėti matuoti. Beje, šį kalibravimą reikia atlikti tik vieną kartą.

### 1.3.2. Spinduliavimo metodas



1.3.3 pav. Spinduliavimo metodo ekvivalentinė grandinė.

Kitas ekvivalentinių grandinių metodas - spinduliavimo metodas. Didėjant matavimo dažniui AGKL pradeda spinduliuoti į jo išorėje esančią aplinką, dėl ko atsiranda papildomų nuostolių. Juos galima įskaityti įvedant ekvivalentinėje grandinėje papildomą elementą – spinduliavimo varžą, kurios laidumas  $G$  (1.3.3 pav.) [21]. Tokiu atveju, atspindžio koeficientui taip pat tinka formulė (1.3-1), o atvirojo galo banginis admitansas yra lygus  $Y_x = j2\pi f(C_1 + \varepsilon C_2) + G(f, \varepsilon)$ . Taip yra parodyta [22], jog labai mažos antenos atveju spinduliavimo laidumui galioja tokia formulė:

$$G(f, \varepsilon) = \varepsilon^{5/2} G_0(f)$$

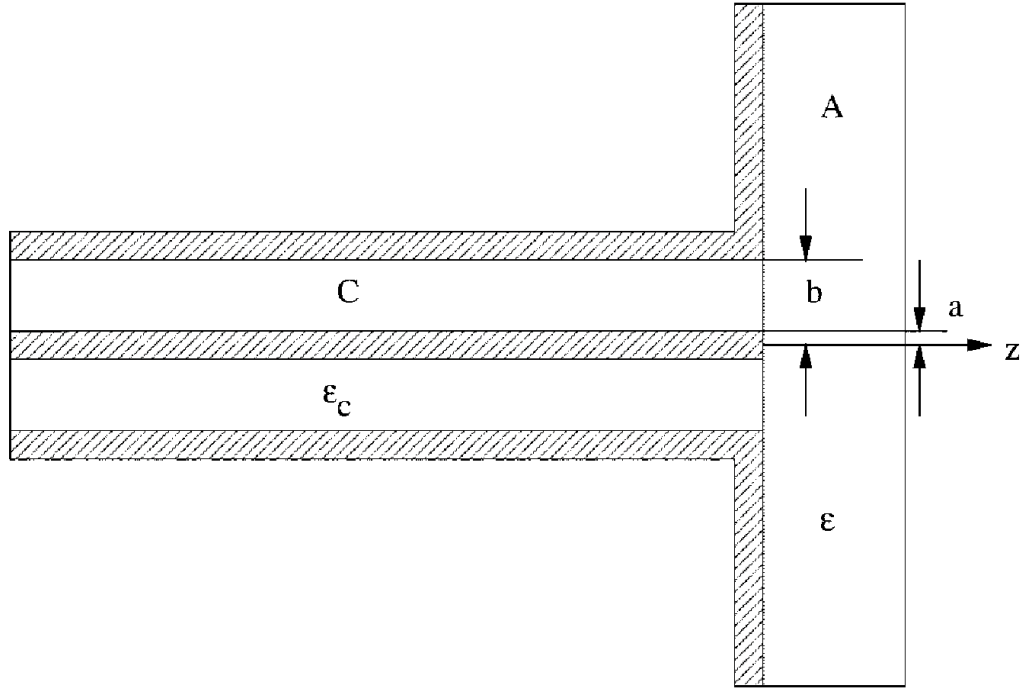
Turint omenyje paskutinę formulę galima gauti tokią atviro galo admitanso formą:

$$Y_x = K_1 + K_2\varepsilon + K_3\varepsilon^{5/2}$$

Bendru atveju konstantos  $K_i$  yra kompleksinės. Norint jas visas nustatyti reikia atlikti kalibravimą panaudojant 3 skirtingas žinomos dielektrinės skvarbos medžiagas. Aišku, jog tai nėra taip paprasta, tačiau galima padaryti papildomas prielaidas [23]. Pirmoji –  $C_1=0$ , antroji – visi koeficientai yra realūs skaičiai. Pirmoji prielaida nėra akivaizdi, tačiau praktiškai ji yra teisinga – ši talpa yra gerokai mažesnė už  $\varepsilon C_2$  kai dielektrinė skvarba yra pakankamai didelė. Antroji prielaida išplaukia iš to, jog tiek  $C_2$ , tiek  $G_0$  yra realūs skaičiai, t. y. išorinės terpės įtakojamas kondensatorius neturi parazitinių nuostolių, o spinduliavimo laidumas nevelina atsispindėjusios bangos. Tokiu atveju lieka tik du realūs koeficientai  $K_2$  ir  $K_3$ , kuriuos galima rasti atliekant kalibravimą tik su viena žinoma medžiaga.

### 1.3.3. Laukų sulyginimo taškuose metodas

Atspindžio koeficiento bei terpės dielektrinės skvarbos sąryšį galima rasti nenaudojant jokių empirinių formulių, o pasinaudojant elektrodinamika bei žiniomis apie sistemos struktūrą. Tai yra svarbu dėl dviejų priežasčių. Pirmą – atliekant kalibravimą yra atliekamas matavimas, kurio neįmanoma padaryti be paklaidų. Aišku, jas galima minimizuoti renkant statistinius duomenis, bet tai ne visada gali būti praktiška. Antra priežastis – kaip parodyta [24], empiriniai metodai neleidžia pilnai išnaudoti visų matavimo sistemos galimybių, kadangi ekvivalentinių grandinių metodai duoda neteisingą rezultatą esant didelėms medžiagų skvarboms ir/ar matuojant aukštuose dažniuose.



1.3.4 pav. Fizinis koaksialinio galo modelis.

Koaksialinės linijos galas yra perdavimo linijos netolygumas. Šiuo atveju netolygumo plokštumoje susiformuoja kelios bangos. Viena skersinė banga sklinda į išorinę terpę, ir kelios bangos atsispindi. Viena atsispindėjusių bangų yra TEM, kuri, idealiu atveju, visiškai neslopinama ir pasiekia matavimo prietaisą. Tačiau formuojasi ir kitos modos ( $TM_{0n}$ , tai išplaukia iš sistemos cilindrinės simetrijos), kurios greitai slopsta ir matavimo prietaiso nepasiekia. Tačiau jos keičia kraštines sąlygas trūkio plokštumoje, taigi turi būti įskaitytos. Tokiu atveju elektromagnetinio lauko tangentinių komponentių pasiskirstymo funkcijos koaksialinėje linijoje atrodo taip:

$$\begin{aligned}
 E_{\rho} &= U_0 \left( f_0(\rho) \exp(-j\gamma_0 z) + \sum_{n=0}^{\infty} R_n f_n(\rho) \exp(j\gamma_n z) \right), \\
 H_{\phi} &= j\omega \varepsilon_0 \varepsilon_c U_0 \left( f_0(\rho) \gamma_0^{-1} \exp(-j\gamma_0 z) - \sum_{n=0}^{\infty} R_n f_n(\rho) \gamma_n^{-1} \exp(j\gamma_n z) \right) \quad (1.3-4) \\
 &= U_0 \left( Y_0 f_0(\rho) \exp(-j\gamma_0 z) - \sum_{n=0}^{\infty} R_n Y_n f_n(\rho) \exp(j\gamma_n z) \right)
 \end{aligned}$$

čia  $U_0$  – amplitudė,  $R_n$  – apibendrintas  $n$ -tosios modos atspindžio koeficientas, o sklidimo konstanta lygi  $\gamma_n = \sqrt{\varepsilon_c \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - p_n^2}$ , čia  $c$  – šviesos greitis,  $\omega$  – bangos ciklinis dažnis,  $Y_n$  – atitinkamų modų banginės varžos. Be to, radialinės funkcijos yra apibrėžiamos taip:  $f_0(\rho) = \frac{N_0}{\rho}$ ,  $N_0 = [\ln(b/a)]^{-0.5}$ , o kai  $n > 0$ :  $f_n(\rho) = N_n [J_1(p_n \rho) Y_0(p_n a) - Y_1(p_n \rho) J_0(p_n a)]$ , čia  $J_m(x)$  ir  $Y_m(x)$  –  $m$ -tojo laipsnio pirmos ir antros rūšies Beselio funkcijos, ir  $N_n = \pi p_n [2(J_0^2(p_n a) / J_0^2(p_n a) - 1)]^{-0.5}$ . Sklidimo konstantos statmenai linijos ašiai  $p_n$  yra randamos iš sąlygos, jog ant metalo paviršių tangentinė elektrinio lauko dedamoji lygi 0. Tai susiveda į  $J_0(p_n b) Y_0(p_n a) = Y_0(p_n b) J_0(p_n a)$  lygties sprendimą.

Radialinėms funkcijoms  $f_n$  galioja ortogonalumo sąlyga:

$$\int_a^b \rho f_n(\rho) f_m(\rho) d\rho = \delta_{n,m}$$

Kadangi matavimo prietaisą pasiekia tik viena neslopstanti banga, tai mus domina tik atspindžio koeficientas  $R_0$ . Norint jį rasti, reikia įskaityti dar ir tai, jog sandūroje tarp linijos ir išorinės terpės elektrinis ir magnetinis laukai neturi trūkių, o išorinėje terpėje sukuriamas laukas dėka spinduliavimo nuo sandūros. Magnetinio lauko išorinėje terpėje priklausomybė nuo elektrinio lauko sandūroje atrodo taip:

$$H_\phi(\rho, z) = \frac{j\varepsilon \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}{2\pi\omega\mu_0} \int_a^b \int_0^{2\pi} E_\rho(\rho') \exp\left[-j\left(\frac{\omega}{c}\right)\sqrt{\varepsilon r}\right] r^{-1} \rho' \cos(\psi) d\rho' d\psi, \quad (1.3-5)$$

čia  $\psi = \phi - \phi'$  ir  $r = \sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\psi) + z^2}$ ,  $\rho'$  ir  $\phi'$  – spinduliavimo šaltinio ant sandūros polinės koordinatės,  $\rho$ ,  $\phi$  ir  $z$  – cilindrinės koordinatės iki taško išorinėje terpėje, kuriame skaičiuojamas laukas, o  $r$  – atstumas tarp taško-šaltinio bei taško terpėje.

Turint lygtis (1.3-4) ir (1.3-5) bei sulyginus taškus sandūroje ( $z=0$ ) galima rasti viską, kas yra reikalinga. Viena iš metodikų yra laukų sulyginimo taškuose metodas

[25, 26]. Jo esmė yra tokia. Sulyginus laukus, apibendrintiems atspindžio koeficientams turi galioti  $\sum_{n=0}^{\infty} R_n T_n = 1$  lygtis. Čia  $T_n = [f_n(\rho)/\gamma_n + (\varepsilon/\varepsilon_c)I_n]/[f_0(\rho)/\gamma_0 + (\varepsilon/\varepsilon_c)I_0]$  ir integralas:

$$I_n = 1/2\pi \int_a^b f_n(\rho') \rho' \int_0^{2\pi} \exp[-j(\omega/c)\sqrt{\varepsilon r}] r^{-1} \cos(\psi) d\psi d\rho'.$$

Kuo aukštesnės eilės moda, tai greičiau ji slopsta ir mažiau įtakoja rezultata, todėl skaičiuojant galima sumažinti įskaitomų modų kiekį:

$$\sum_{n=0}^N R_n T_n = 1 \quad (1.3-6)$$

Tuomet, taikant taškinio derinimo algoritmą, (1.3-6) lygtis yra užrašoma  $N$  kartų įvairioms koordinatės  $\rho$  vertėms  $\rho_i = a + \frac{b-a}{2} \left[ \frac{i-1}{N-1} + \frac{2i-1}{2N} \right]$ ,  $i=1, 2, \dots, N$ . Tokiu būdu yra gaunama  $N$  tiesinių lygčių sistema, kurią sprendžiant galima rasti pirmųjų  $N$  modų apibendrintus atspindžio koeficientus.

Nepaisant sąlyginio paprastumo, šis metodas turi keletą gana didelių trūkumų. Pirmas – integralų  $I_n$  pointegrinės funkcijos turi polių. Todėl, norint juos panaikinti, reikia atlikti papildomą darbą, o tai nėra trivialus uždavinys. Antra problema – ilga skaičiavimo trukmė. Kadangi integralų skaičiavimas užima laiko, tai netgi apsiribojant ganėtinai nedideliu modų skaičiumi (tarkim,  $N=5$ ) ir sprendžiant atvirkštinį uždavinį, t. y. ieškant išorinės terpės kompleksinės dielektrinės skvarbos remiantis atspindžio koeficientu, skaičiavimas gerokai užtrunka. Tiesa, skaičiavimus galima sutrumpinti, atlikus tinkamas optimizacijas ir gerus kintamųjų pakeitimus [27]. Deja, netgi tokiu atveju šis metodas lieka netinkamas realaus laiko skaičiavimams.

### 1.3.4. Modų ir dažnių srities metodas

Kitas, labai įdomus metodas, buvo aprašytas [28, 29]. Jo esmė yra tokia – lauko pasiskirstymas aprašomas erdvinių dažnių spektrais. To dėka, laukai yra suderinami ne erdvinių taškų, o erdvinių dažnių prasme. Tačiau skaičiavimo trukmė lieka vis vien ganėtinai ilga. [30] buvo pasiūlyta atlikti ne Furje transformaciją, o Hankelio. Tuomet gaunamas spektrinis aprašymas yra

sudėtingas matematiškai, o atlikus tinkamus kintamųjų pakeitimus galima dalį skaičiavimų atlikti tik vieną kartą, rezultatą išsaugoti lentelių pavidalu, ir paskui tuos duomenis naudoti ateityje ieškant dielektrinės skvarbos. Tokiu atveju, skaičiavimų metu reikalingų integravimų kiekis gerokai sumažėja. Žemiau pateikiama matematinė metodo esmė.

Pažymėkime  $w$  erdvinį dažnį po Hankelio transformacijos. Tuomet  $\beta = \sqrt{\varepsilon \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - w^2}$  – bangos sklidimo konstanta išilgai  $z$  ašies išorinėje terpėje.

Apibrėžkime lauko spektrą  $A(w)$  tokiu būdu, kad galiotų tokia išraiška:

$$\begin{aligned} E_\rho &= jU_0 \int_0^\infty \beta A(w) \exp(-j\beta z) J_1(w\rho) dw, \\ H_\phi &= j\omega \varepsilon \varepsilon_0 U_0 \int_0^\infty A(w) \exp(-j\beta z) J_1(w\rho) dw. \end{aligned} \quad (1.3-7)$$

Palyginę (1.3-4) ir (1.3-7) ir turėdami omenyje, jog laukai yra ištisiniai medžiagų sandūroje ( $z=0$ ) galime užrašyti:

$$\begin{aligned} j \int_0^\infty \beta A(w) J_1(w\rho) dw &= f_0(\rho) + \sum_{n=0}^\infty R_n f_n(\rho), \\ j\omega \varepsilon \varepsilon_0 \int_0^\infty A(w) J_1(w\rho) dw &= Y_0 f_0(\rho) - \sum_{n=0}^\infty R_n Y_n f_n(\rho), \end{aligned} \quad (1.3-8)$$

čia  $a < \rho < b$ . Iš šitų lygčių jau galima sudaryti lygčių sistemą (skirtingoms koordinatėms  $\rho$ ) ir rasti atspindžio koeficientus. Visgi šitoks sprendimas būtų pernelyg sudėtingas, kadangi lieka nežinoma spektrinė funkcija. Tačiau šią sistemą galima interpretuoti kaip atvirkštinę Hankelio transformaciją ir iš pirmosios (1.3-8) lygties išreikšti  $A(w)$ :

$$A(w) = -j \frac{w}{\beta} \left( F_0(w) + \sum_{n=0}^{\infty} R_n F_n(w) \right),$$

$$\text{čia } F_n(w) = \int_a^b \rho f_n(\rho) J_1(\rho w) d\rho = K_n k_n(w), \quad (1.3-9)$$

$$k_n(w) = \frac{w}{w^2 - p_n} [J_0(p_n b) J_0(p_n a) - J_0(p_n a) J_0(p_n b)]$$

Kitas žingsnis yra pritaikyti atvirkštinę Hankelio transformaciją antrajai lygčiai iš (1.3-8) sistemos, įstatyti (1.3-9), padauginti abi lygybės puses iš  $\rho f_m(\rho)$  bei suintegruoti nuo  $a$  iki  $b$  pagal  $\rho$  pritaikant funkcijų  $f_n$  ortogonalumo sąlygą. Tokiu būdu gaunama tiesinių lygčių sistema:

$$c_m \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon \gamma_n a} + \sum_{n=0}^{\infty} c_n K_n K_m I_{nm} = \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon \gamma_0 a} \delta_{0,m} - K_0 K_m I_{0m}, m = 0, 1, 2, \dots$$

$$\text{čia } I_{nm} = a^{-2} \int_0^{\infty} \frac{x}{\sqrt{\varepsilon \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - x^2}} k_n(x) k_m(x) dx \quad (1.3-10)$$

Griežtai kalbant šita lygčių sistema yra begalinė. Tačiau kadangi aukštesnių modų bangos greitai slopsta sklisdamos linijoje, galima apriboti tiek lygčių kiekį, tiek begalinį sumavimą pakeisti baigtiniu.



## Literatūros sąrašas

1. M. Tomozawa, J. Cordaro and M. Singh, “Low frequency dielectric relaxation from complex impedance and complex electric ‘modulus’,” *Journal of Materials Science*, vol. 14, no. 8, pp. 1945-1951, 1979.
2. J. Krupka, Wei-Te Huang and Mean-Jue Tung, „Complex Permittivity Measurements of Thin Ferroelectric Films Employing Split Post Dielectric Resonator“, *Ferroelectrics*, vol.335, issue 1, pp. 89-94, 2006.
3. А. Л. Фельдштейн, Л. Р. Явич, В. П. Смирнов, “Справочник по элементам волноводной техники, “ ГЭИ, 1963.
4. V. F. Fusco, “Microwave circuits: analysis and computer-aided design, “ Prentice-Hall ,1987.
5. S.Roberts, A. Hippel, “A New Method for Measuring Dielectric Constant and Loss in the Range of Centimeter Waves, “ *Journ. Appl. Phys.*, 17, no. 7, 610-616, 1947.
6. J. Grigas, “Microwave Dielectric Spectroscopy of Ferroelectrics and Related Materials”, Gordon and Breach Publishers, 1996.
7. E Buixaderas, D Nuzhnyy, S Veljko, M Savinov, P Vaněk, S Kamba, J Petzelt, M Kosec, “Broad-band dielectric spectroscopy of tetragonal PLZT x /40/60,” *Phase Transitions* , vol.79, 6-7, pp. 415-426, 2006.
8. J. de Los, S. Guerra, L.A. Bassora, and J.A. Eiras, “Microwave characterization of dielectric materials in the temperature range of 90–450 K,” *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 36, 65–70, 2006.
9. M. Maglione , R. Böhmer and A. Loidl , U. T. Höchli , “Polar relaxation mode in pure and iron-doped barium titanate,” *Phys. Rev. B* 40, 11441–11444, 1989.
10. Li Jin , Viktor Porokhonsky, and Dragan Damjanovic, “Domain wall contributions in Pb(Zr,Ti)O<sub>3</sub> ceramics at morphotropic phase

- boundary: A study of dielectric dispersion,” Applied Physics Letters 96, 242902, 2010.
11. K. Paulauskas, „Antenos ir mikrobangų įtaisai,“ „Mokslas“, 1985.
  12. Г. И. Сканава, Диэлектрическая поляризация и потери в стеклах и керамических материалах с высокой диэлектрической проницаемостью, ГЭИ, 1952.
  13. Я. Н. Фельд, Конденсатор, как система с распределенными постоянными, ЖЭТФ, 2, № 7-8, 814-821, 1932.
  14. А.А. Брандт, Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах, Физматгиз, 1963.
  15. В. М. Петров, Об измерении  $\epsilon$  и  $\operatorname{tg} \delta$  методами полукоаксиального резонатора и коаксиальной измерительной линии, ПТЭ, №4, 118-122, 1960.
  16. S. Greičius, A. Brilingas, J. Banys, Vektorinio grandinių analizatoriaus taikymas dielektrinės skvarbos tyrimams, 36-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, birželio 16-18 d., 2005.
  17. D. Popovic, L. McCartney, C. Beasley, M. Lazebnik, . Okoniewski, S. C. Hagness, J.H. Booske, “Precision Open-Ended Coaxial Probes for In Vivo and Ex Vivo Dielectric Spectroscopy of Biological Tissues at Microwave Frequencies,” IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 53, no 5, p. 1713, May 2005
  18. Maria A. Stuchly, Stanislaw S. Stuchly, “Coaxial Line Reflection Methods for Measuring Dielectric Properties of Biological Substances at Radio and Microwave Frequencies - A Review,” IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. IM-29, no. 3, Sept. 1980.
  19. J P Grant, R N Clarke, G T Symm and N M Spyrou, “A critical study of the open- ended coaxial line sensor technique for RF and microwave complex permittivity measurements,” J. Phys. E: Sci. Instrum. 22, pp. 757-770, 1989.

20. Berube, D. Ghannouchi, F. M. and Savard, P., “A comparative study of four open-ended coaxial probe models for permittivity measurements of lossy dielectric biological materials at microwave frequencies”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 44 (10), pp. 1928 – 1934, 1996.
21. Brady, M. M. Symons, S. A. and Stuchly, S. S., “Dielectric behavior of selected animal tissues in vitro at frequencies from 2 to 4 GHz”, *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 28 (3), pp. 305 – 307, 1981.
22. Deschamps A., “Impedance of an antenna in a conducting medium”, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 10, 648–650, 1972.
23. Radim Zajicek and Jan Vrba, “Broadband Complex Permittivity Determination for Biomedical Applications,” *Advanced Microwave Circuits and Systems*, editor Vitaliy Zhurbenko, InTech, pp. 365-385, 2010.
24. Mosig J. R., Besson J. C. E., Gex-Fabry M. and Gardiol F. E., “Reflection of an open-ended coaxial line and application to non-destructive measurement of materials,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, IM-30, pp 46-51, 1981
25. J. P. Grant, R. N. Clarke, G. T. Symm and N. M. Spyrou, “A critical study of the open-ended coaxial line sensor technique for RF and microwave complex permittivity measurements,” *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 22, 757, 1989.
26. N. I. Sheen; I. M. Woodhead, “ An Open-ended Coaxial Probe for Broad-band Permittivity Measurement of Agricultural Products,” *J. agric. Engng Res.*, 74, 193, 202, 1999
27. C.-L. Li and K.-M. Chen, “Determination of electromagnetic properties of materials using flanged open-ended coaxial probe— Full-wave analysis,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 44, pp. 19–27, Feb. 1995.

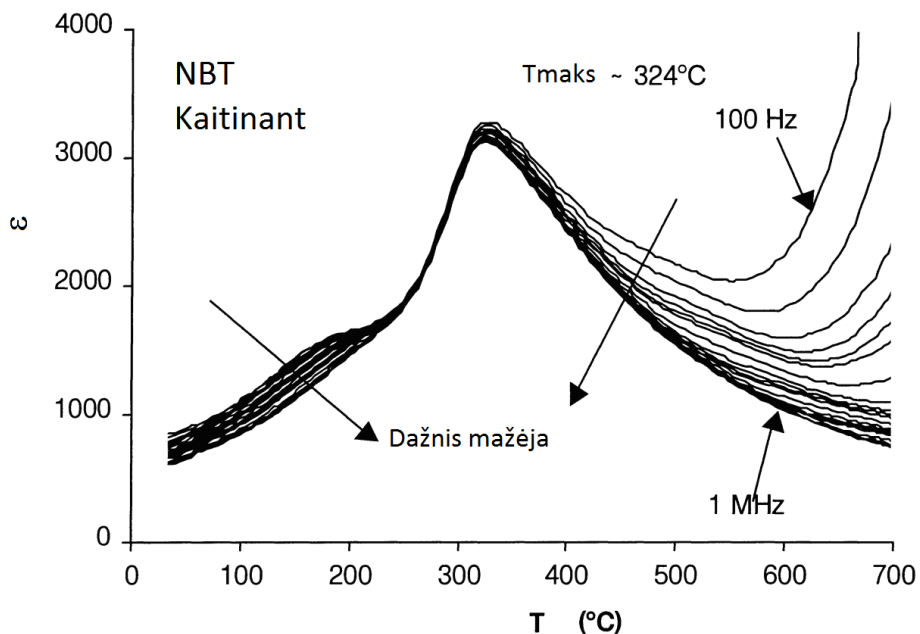
28. P. De Langhe, K. Blomme, L. Martens, and D. De Zutter, "Measurement of low-permittivity materials based on a spectral-domain analysis for the open-ended coaxial probe," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 42, pp. 879–886, Oct. 1993.
29. Gaetano Panariello, Luigi Verolino, and Gaetano Vitolo, "Efficient and Accurate Full-Wave Analysis of the Open-Ended Coaxial Cable," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 49, no. 7, Jul. 2001
30. William J. Ellison and Jacques-Marie Moreau, "Open-Ended Coaxial Probe: Model Limitations," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 57, no. 9, Sept. 2008

## 2. NBT-LMT keramikos tyrimų literatūros apžvalga

Pastaruoju metu intensyviai tyrinėjamos įvairios oksidų sistemos, kurioms būdingos feroelektrinių relaksorių (FR) savybės. FR – tai medžiagos, kuriose nestebima makroskopinė poliarizacija, tačiau tam tikrame temperatūrų intervale egzistuoja polinės nano sritys, kurios neužpildo viso medžiagos tūrio ir pradeda formotis temperatūrose, gerokai viršijančiose dielektrinės skvarbos anomalijos temperatūrą. Be to, tiek realios, tiek menamos dielektrinės skvarbos temperatūrinių priklausomybių dalys turi maksimumus, kurių temperatūra priklauso nuo dažnio, kuriame yra matuojama skvarba. Dar viena svarbi FR savybių – juose galima indukuoti feroelektrinę fazinę virsmą išoriniu elektriniu lauku. Praktiškai šios medžiagos svarbios tuo, kad anomalijos aplinkoje jos pasižymi didele dielektrine skvarba (šimtų – dešimčių tūkstančių eilės). Norint efektyviai taikyti šio tipo medžiagas praktikoje, reiki suprasti įvairių fizikinių reiškinių medžiagose prigimtį. Dauguma žinomų FR gaunami iš toksiškų, turinčių švino, komponentų. Griežtėjant ekologiniams reikalavimams, keliamiems oksidinių medžiagų gamybai, vyksta intensyvios paieškos neturinčių švino medžiagų, kurioms būdingos feroelektrinės savybės.

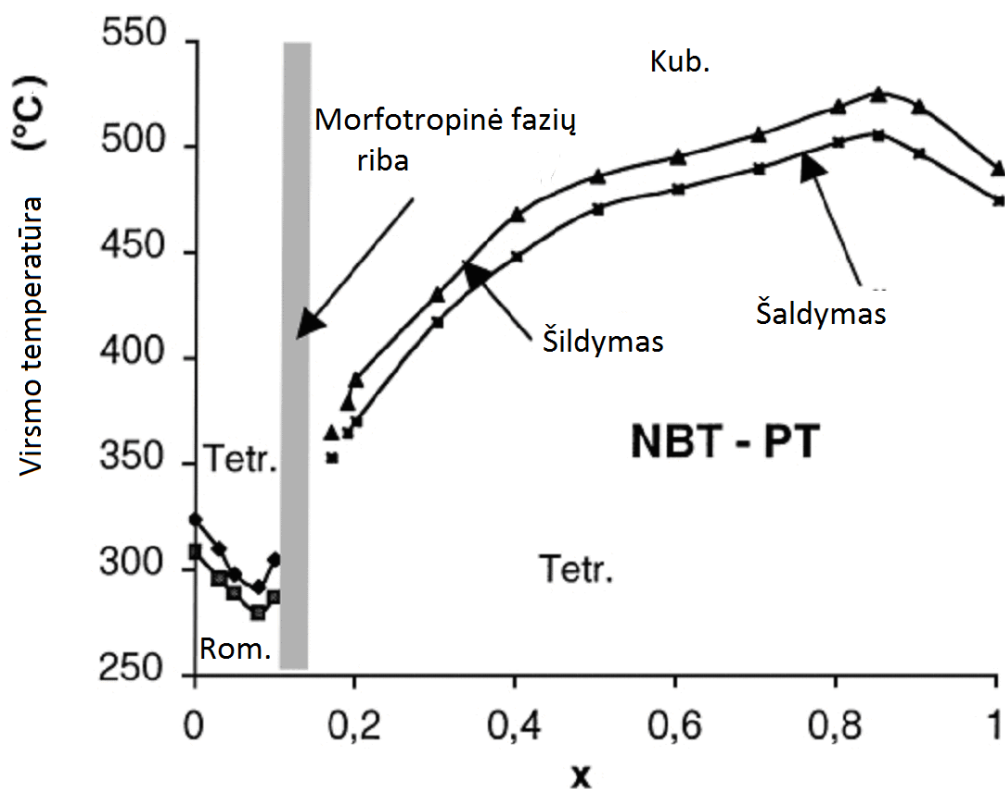
Vienas seniausių žinomų ir plačiai tyrinėjamų bešvinių kietųjų tirpalų yra  $\text{Na}_{0.5}\text{Bi}_{0.5}\text{TiO}_3$  (NBT), kuriam būdinga perovskitinė struktūra ir feroelektrinės savybės [1]. NBT taip pat būdinga, fazinių virsmų seka, skirtingų fazių su skirtinga dipoline tvarka koegzistavimas ir kiti ypatumai, kurie aprašyti apžvalgoje [2].

Nėra vieningos nuomonės kaip klasifikuoti šią medžiagą – ar kaip FR, ar kaip įprastą feroelektriką. Viena vertus, yra temperatūrų intervalas, kuriame stebima relaksoriams būdinga relaksacija (2.1 pav. , žemiau 250 °C). Ankstesnėje literatūroje šią medžiagą vadino relaksoriais [3]. Tačiau naujesnėje literatūroje [4-6] žymiai dažniau NBT vadina feroelektrine medžiaga.



2.1 pav. Grynos NBT keramikos dielektrinės skvarbos realiosios dalies temperatūrinė priklausomybė [4].

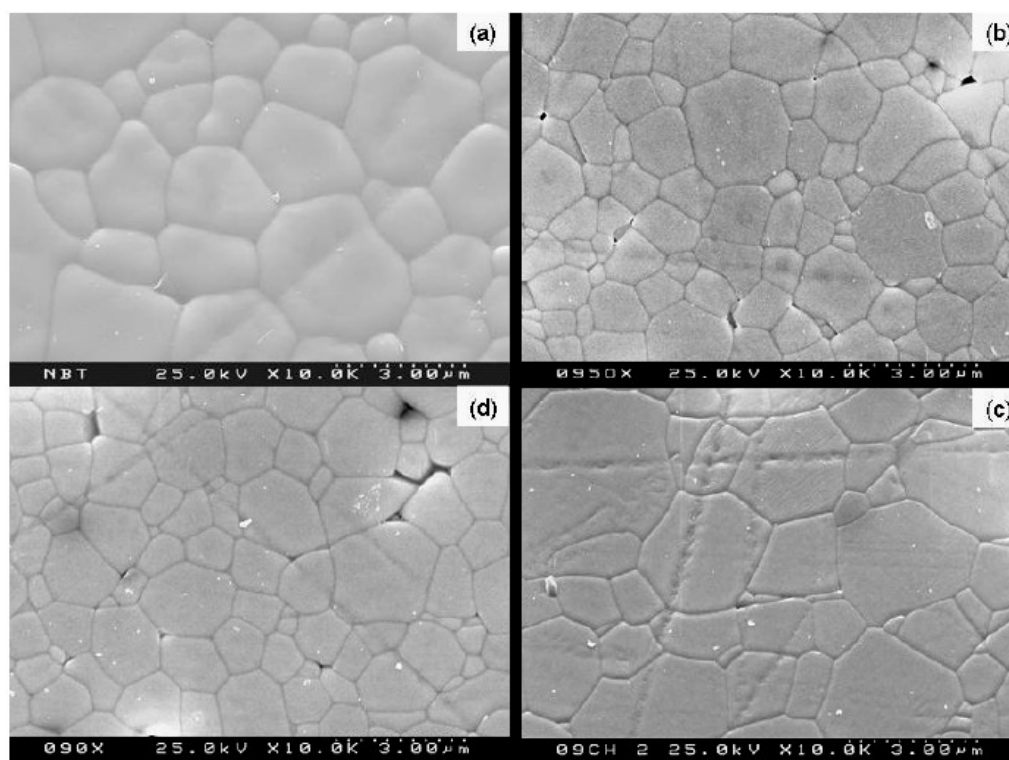
Yra ištirta daug NBT pagrindų susintetintų kietųjų tirpalų. NBT–PbTiO<sub>3</sub> [7-10], NBT–PbZrO<sub>3</sub> [11,12], NBT–BaTiO<sub>3</sub> [13-15], NBT–SrTiO<sub>3</sub> [16] ir netgi trinaris kietasis tirpalas NBT-ST-PT [17]. Daugelyje jų yra aptiktos morfotropinės fazių ribos, kurių artumoje stebimos didelės dielektrinės skvarbos ir pjezoelektrinių parametrų vertės. Gaunamų fazinių diagramų pavyzdys NBT-PT keramikoms pateiktas 2.2 pav.



2.2 pav. NBT-xPT kietojo tirpalo fazinė diagrama [4]

Sudėtingose oksidų sistemose, turinčiomis daugiau nei vieną katijonų tipą oktaedrinėse arba kubinėse-oktaedrinėse pozicijose, dėl katijonų matmenų ir krūvio skirtumų, atsiranda nevienodai stiprūs cheminiai ryšiai. Tai gali sukelti relaksoriaus būsenos atsiradimą, jei atsiranda kompozicinė netvarka [18]. Šį atvejį labai gerai iliustruoja  $\text{Pb}(\text{Sc}_{0.5}\text{Nb}_{0.5})\text{O}_3$  sistema [19]. Jei pagaminama medžiaga, kurioje Sc ir Nb jonai yra išdėstyti tvarkingai (yra tolimoji tvarka), tai stebimas normalus feroelektrinis fazinis virsmas. Jei tolimosios tvarkos nėra, tai stebimas virsmas iš relaksoriaus į normalaus feroelektriko fazę, o dielektrinės skvarbos anomalija yra žymiai didesnė. Be to, [20] parodyta, jog esant švino vakansijoms PSN keramikos atsiranda papildoma kompozicinė netvarka, feroelektrinis fazinis virsmas nestebimas, o dielektrinės savybės tampa identiškos įprastiems feroelektriniais relaksoriams. Reikėtų paminėti, jog NBT sistemoje Na ir Bi katijonai yra lokaliai išdėstyti tvarkingai, tvarkingų sričių dydis yra nanometrų eilės [21].

Relaksoriaus būseną taip pat gali atsirasti, kai vienam kietojo tirpalo komponentui nebūdingos feroelektrinės savybės. Taip yra ir kietųjų tirpalų sistemoje  $(1-x)\text{NBT}-x\text{LaMg}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}\text{O}_3$  ( $(1-x)\text{NBT}-x\text{LMT}$ ). LMT, kuris nėra feroelektrikas, būdingi monoklininiai perovskitinės kristalinės gardelės iškreipimai, susiję su oktaedrų posūkių ir  $\text{Mg}^{2+}$ , bei  $\text{Ti}^{4+}$  katijonų B-subgardelėje, susitvarkymu [22, 23]. Šios sistemos kietieji tirpalai, plačiame LMT koncentracijų diapazone, pasižymi FR savybėmis [24, 25]



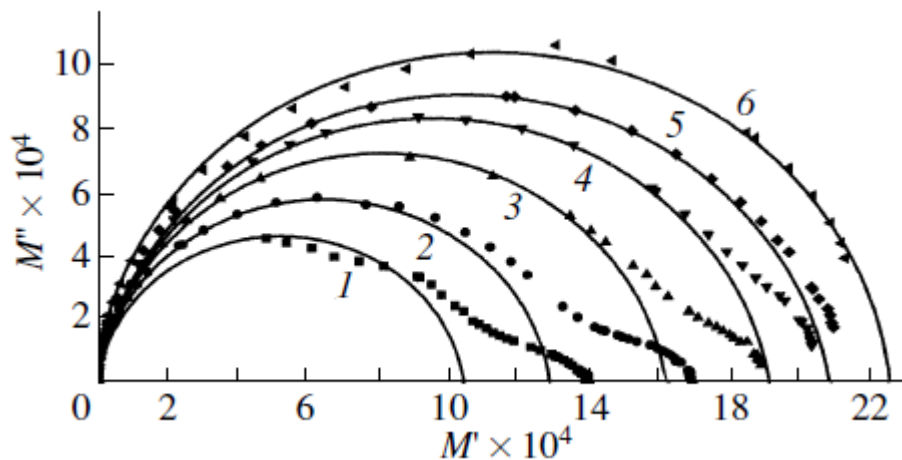
2.3 pav.  $(1-x)\text{NBT}-x\text{LMT}$  keramikos struktūros vaizdas, gautas skenuojančiu elektroniniu mikroskopu. Keramika pagaminta įprastu oksidų maišymo būdu:  $x=0$  (a), 0.05 (b), 0.1 (c) ir Pečinio metodu:  $x=0.1$  (d) [24].

$\text{NBT}-\text{LMT}$  keramikos, pagamintos įprastu oksidų maišymo būdu, ar Pečinio metodu (Pechini route), yra panašių tankio (2.3 pav) ir dielektrinių savybių [24].

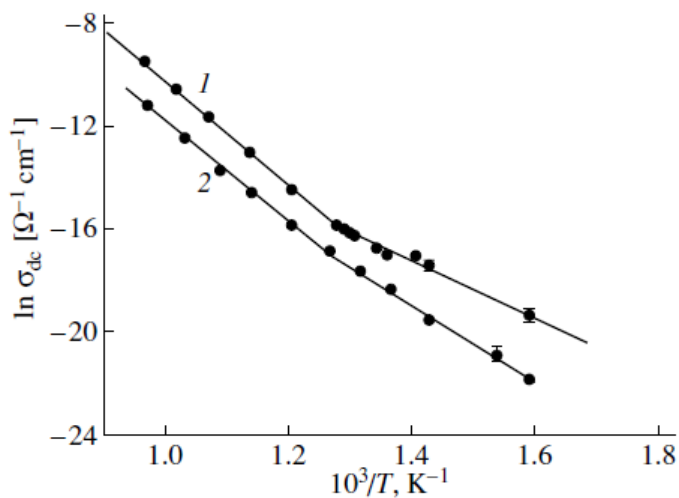
Impedanso spektroskopijos metodais  $\text{NBT}-\text{LMT}$  buvo tyrinėta (2.4 ir 2.5 pav) [26]. Iš 2.4 pav. matome, jog elektrinio modulio Koulo-Koulo diagramos susidaro iš dviejų dalių. Pagrindinė į pusapskritimą panaši kreivė yra susijusi su



tūrinėmis keramikos savybėmis. Šitų pusapskritimių centras yra kiek žemiau nei abscisių ašis, kas reiškia, jog elektrinio modulio relaksacijos trukmių pasiskirstymas yra ne nulinio pločio. Be to, yra stebimas dar vienas procesas prie didesnių modulio realiosios dalies verčių, kuris yra susijęs su krūvio arba dielektrine relaksacija tarpgrūdinėje medžiagoje arba ties kitais elektriniais barjeriais bandinyje (tarkim, ties elektrodais). Įdomu, jog ši sritis nyksta didėjant temperatūrai.

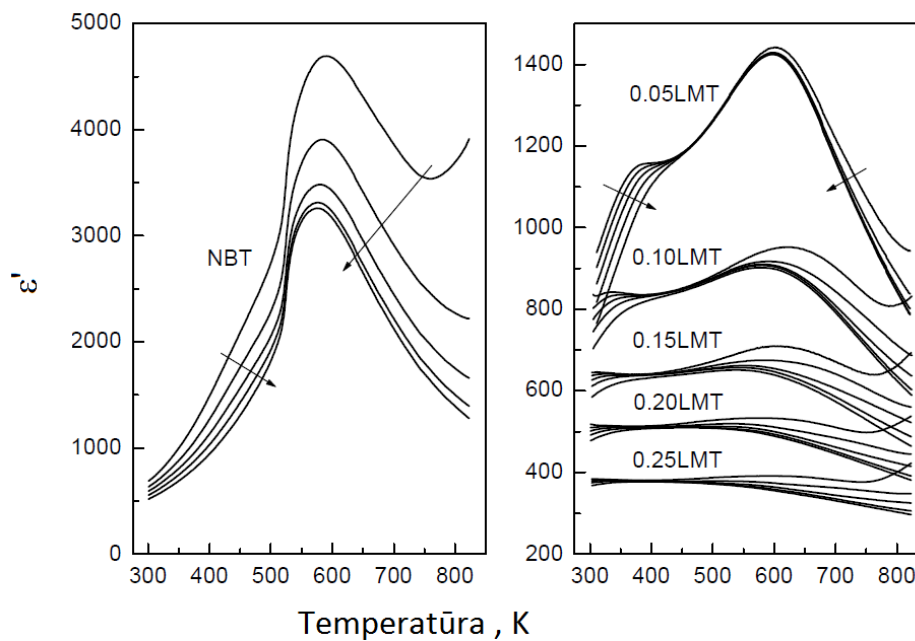


2.4 pav. (1-x)NBT-xLMT keramikos kompleksinio elektrinio modulio diagrama, kai  $x = 0.15$  įvairiose temperatūrose: (1) 678, (2) 792, (3) 861, (4) 923, (5) 957, ir (6) 1024 K [26].



2.5 pav. (1-x)NBT-xLMT keramikų nuolatinės srovės laidumo temperatūrinė priklausomybė, kai  $x = 0$  (1) ir  $x = 0.25$  (2) [26].

Iš 2.5 pav. matome, kad nuolatinės srovės laidumo temperatūrinė priklausomybė turi lūžį. Šio lūžio temperatūra yra sietina su feroelastiniu faziniu virsmu [6]. Įdomu yra tai, jog jo temperatūra praktiškai nepriklauso nuo priemaišų koncentracijos. Be to, paraelastinėje fazėje laidumo aktyvacijos energija irgi nepriklauso nuo priemaišų koncentracijos, o feroelastinėje – priklauso.



2.6 pav.  $(1-x)\text{NBT}-x\text{LMT}$  keramikų dielektrinės skvarbos temperatūrinė priklausomybė, kai  $x$  kinta nuo 0 iki 0.25. Rodyklės atitinka dažnio kitimą nuo  $10^2$  Hz iki  $10^6$  Hz [24].

Iš [24] atliktų dielektrinės skvarbos matavimų (2.6 pav.) matome, kad didėjant LMT koncentracijai, kambario temperatūros aplinkoje dielektrinė skvarba vis silpniau priklauso tiek nuo temperatūros, tiek nuo dažnio. Šios savybės yra svarbios renkantis medžiagas kondensatorių gamybai.

## Literatūros sąrašas

1. Г.А. Смоленский, В.А. Исупов, А.И. Аграновская, Н.Н. Крайник, ФТТ 2, 2982 (1960).
2. V.A. Isupov, *Ferroelectrics* 315, 123 (2005).
3. G. O. Jones, J. Kreisel, V. Jennings, M. A. Geday, P. A. Thomas & A. M. Glazer, *Ferroelectrics* 270, 1, 191-196 (2002).
4. Senda Saïd, Jean-Pierre Mercurio, *J. Eur. Ceram. Soc.* 21, 10–11, Pages 1333–1336 (2001).
5. Jean-Richard Gomah-Petry, Senda Saïd, Pascal Marchet, Jean-Pierre Mercurio, *J. Eur. Ceram. Soc.* 24, 6, 1165–1169 (2004).
6. V. Dorcet, G. Trolliard, and P. Boullay, *Chem. Mater.* 20, 5061–5073 (2008).
7. В.А. Исупов, П.Л. Стрелец, И.А. Серова, Н.Д. Яценко, Т.М. Широбоких, ФТТ 6, 790 (1964).
8. S. Kuharungrong, W. Schulze, *J. Am. Ceram. Soc.* 79, 1273 (1996).
9. K.S. Hong, S.E. Park, *J. Appl. Phys.* 79, 389 (1996).
10. S. Said, J.-P. Mercurio, *J. Eur. Ceram. Soc.* 21, 1333 (2001).
11. J.K. Lee, H.J. Youm, K.S. Hong, S.E. Park, *J. Appl. Phys.* 85, 368 (1999).
12. J.K. Lee, J.Y. Yi, K.S. Hong, *Jpn. J. Appl Phys.* 40, 6003 (2001).
13. T. Takenaka, K. Maruyama, J. Sakada, *Jpn. J. Appl. Phys.* 30, 2236 (1991).
14. J. Suchanicz, J. Kusz, H. Bohm, H. Duda, J.P. Mercurio, K. Konieczny, *J. Eur. Ceram. Soc.* 23, 1559 (2003).
15. J.-R. Gomah-Petty, S. Said, P. Marchet, J.-P. Mercurio, *J. Eur. Ceram. Soc.* 24, 1165 (2004).
16. Jean-Richard Gomah-Petry, Senda Saïd, Pascal Marchet, Jean-Pierre Mercurio, *J. Eur. Ceram. Soc.* 24, 6, 1165–1169 (2004).

17. Š. Svirskas, M. Ivanov, Š. Bagdzevičius, M. Duce, M. Antonova, E. Birks, A. Sternberg, A. Brilingas & J. Banys, *Integrated Ferroelectrics* 134, 1, 81-87 (2012).
18. G.A. Samara, *J. Phys. Cond. Matter* 15, 367 (2003).
19. C Malibert, B Dkhil, J M Kiat, D Durand, JF Berar and A Spasojevic-de Bire, *J. Phys. Condens. Matter.*, 9, 7485–7500 (1997).
20. F. Chu, I. M. Reaney, and N. Setter, *J. Appl. Phys.* 77, 4, 1671 – 1676 (1995).
21. G. Trolliard and V. Dorcet, *Chem. Mater.* 20, 5074–5082 (2008).
22. D.-Y. Lee, S.-J. Yoon, J.H. Yeo, S. Nahm, J.H. Paik, K.-C. Whang, B.-G. Ahn, *J. Mater. Sci. Lett.* 19, 131 (2000).
23. A.N. Salak, D.D. Khalyavin, P.Q. Mantas, A.M. Senos, V.M. Ferreira, *J. Appl. Phys.* 98, 034, 101 (2005).
24. A.N. Salak, N.P. Vyshatko, A.L. Kholkin, V.M. Ferreira, N.M. Olekhovich, Yu.V. Radyush, A.V. Pushkarev, *Mater. Sci. Forum* 514-516, 250 (2006).
25. Salak AN, Ferreira VM, *J. Phys. Condens. Matter.* 18, 24, 5703-5713 (2006).
26. N. M. Olekhovich, I. I. Moroz, A. V. Pushkarev, Yu. V. Radyush, A. N. Salak, N. P. Vyshatko and V. M. Ferreira, *Physics of the Solid State* 50, 3, 490-495 (2008).

### **3. Plačiajuostės dielektrinės spektroskopijos metodų tobulinimas ir tyrimas**

#### **3.1. Skaitmeninių metodų naudojimas dielektrinės skvarbos matavimams**

Kaip jau minėta anksčiau, norint išmatuoti dielektrinę skvarbą, ar kitą charakteristiką – būtina turėti matematinį modelį, siejantį matavimo prietaiso rodmenis su matuojama medžiagos charakteristika. Tais atvejais, kai matavimo grandinės (MG) matematinis modelis būtų labai sudėtingas, galima naudoti skaitmeninius Maksvelo lygčių sprendimo metodus. Pastaruoju metu kompiuterių pajėgumas ženkliai išaugo. Personalinio kompiuterio pakanka, kad būtų vykdomi skaitmeninių metodų algoritmai per priimtina laiką. Skaitmeninių metodų programų rašymas reikalauja daug pastangų ir laiko. Sistemos, kurias reikia aprašyti, gali būti nesimetriškos, ar būti labai sudėtingos.

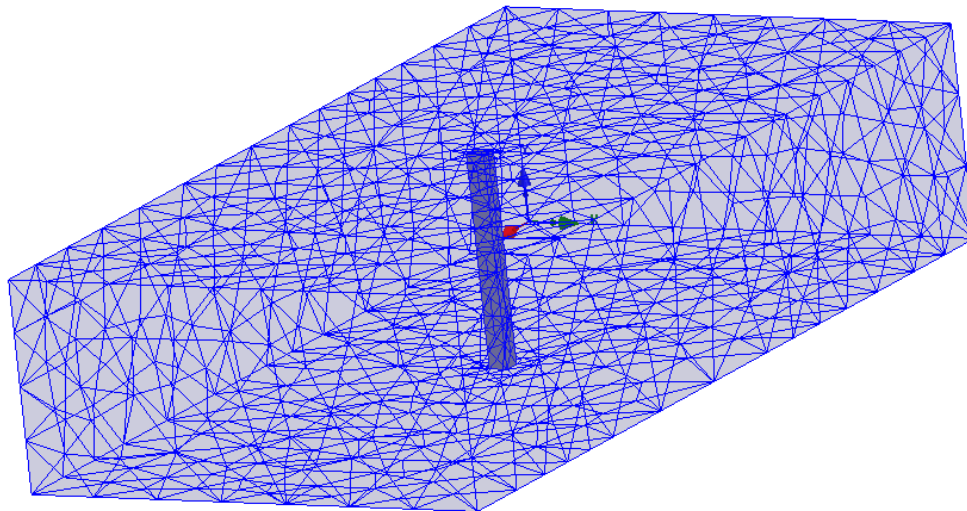
Pageidautina turėti universalią programinę įrangą, tinkančią bet kokios formos trimatės struktūros elektrinių parametrų apskaičiavimui. Šiuo metu rinkoje yra keletas įvairių gamintojų programinių produktų, naudojančių įvairius skaitmeninius Maksvelo lygčių sprendimo metodus. Tai - HFSS, CST, WIPL-D, FEKO, ZELAND, XFDTD, COMSOL ir kt. Šio darbo metu buvo naudojama Ansoft HFSS 11v. , naudojanti baigtinių elementų metodą [1].

Visos minėtos skaitmeninio modeliavimo programos skaičiuoja kokio nors įrenginio sklaidos parametrus (S parametrus) ir laukus, kai yra aprašyti įrenginio matmenys ir medžiagų, iš kurių padarytas įrenginys, savybės. Jei minėtas įrenginys yra MG su bandiniu viduje – aprašę MG matmenis ir tarkim, bandinio dielektrinę skvarbą – galime apskaičiuoti MG S parametrus. Dielektrinės skvarbos, naudojant išmatuotus S parametrus, su minėtų programų pagalba apskaičiuoti, deja, negalima.. Kai kurios programos turi optimizavimo funkciją, kurios pagalba, naudojant įvairius optimizavimo algoritmus, yra

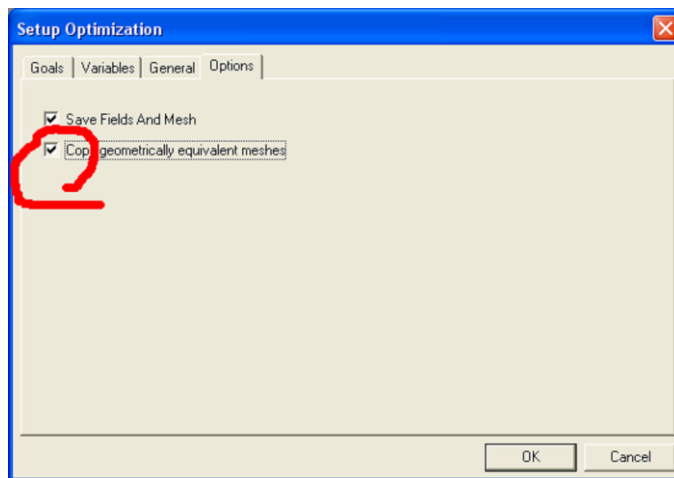
parinkinėjami įrenginio matmenys, ar medžiagos savybės tam, kad gautume iš anksto apibrėžtus S parametrus, kurie yra optimizacijos tikslas. Jei iš anksto apibrėžti S parametrai yra MG išmatuoti S parametrai, o medžiagos savybės yra bandinio dielektrinė skvarba – tokiu būdu galime išspręsti atvirkštinį uždavinį – rasti dielektrinę skvarbą. Suprantama, toks sprendimo būdas reikalauja didžiulio kiekio procesoriaus darbo laiko, nes vykdant optimizavimo algoritmą, tiesioginį S parametrų radimo uždavinį reikia spręsti daug kartų.

Keletas naudingų patarimų HFSS vartotojams:

1. Programos algoritmas, priklausomai nuo įrenginio struktūros, formuoja erdvinį tinklą (3.1.1 pav.). Ten kur laukų gradientai yra didesni, tinklas yra tankesnis. Tinklo tankinimo procesas vyksta per keletą iteracijų, kol pasiekiamas užduotas S parametrų skaičiavimo tikslumas. Šis procesas užima daug skaičiavimo laiko. Jei dielektrinės skvarbos vertė apytiksliai žinoma, galima naudoti vieną suformuotą tinklą su skirtingomis dielektrinės skvarbos vertėmis. Tai galima padaryti pažymėjus laukelį „copy equivalent meshes“, kaip parodyta 3.1.2 pav.
2. Formuluoiant optimizacijos tikslą, nereikėtų naudoti fazės, išreikštos laipsniais. Fazę geriau išreikšti radianais. Tada fazės reikšmė ( $\pm\pi$ ) ir S parametrų moduliai (nuo 0 iki 1) būtų vienos eilės dydžiai, o skaičiuojant paklaidos funkciją (funkcijos vertė artėja prie 0, S parametrams artėjant prie tikslo) - fazės ir modulio indėlis būtų panašus.
3. Jei buvo matuojama fazė – reikia nepamiršti nustumti (Deembed) matavimo polių (Port) į tą MG vietą, kur buvo atliekamas kalibravimas prieš matuojant.

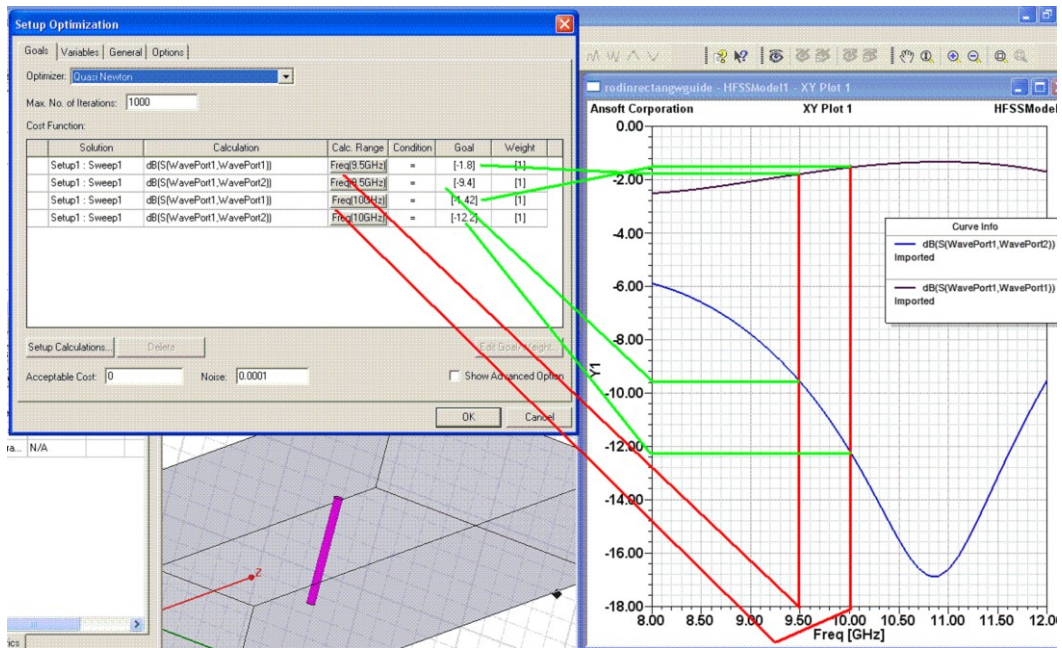


3.1.1 pav. Tinklelio pavyzdys kvadratinio skerspjūvio strypelio stačiakampiame bangolaidyje atveju. Tinklelis pavaizduotas tik ant objektų paviršių.



3.1.2 pav. Vieną kartą suformuoto tinklelio naudojimo optimizuojant, nustatymas.

Pavyzdys, kaip apibrėžti optimizacijos tikslą (Goal), parodytas 3.1.3 pav. Norint padidinti dielektrinės skvarbos radimo tikslumą, ar norint išvengti klaidingų sprendinių – apibrėžti optimizacijos tikslą rekomenduojama bent dviejuose dažniuose.

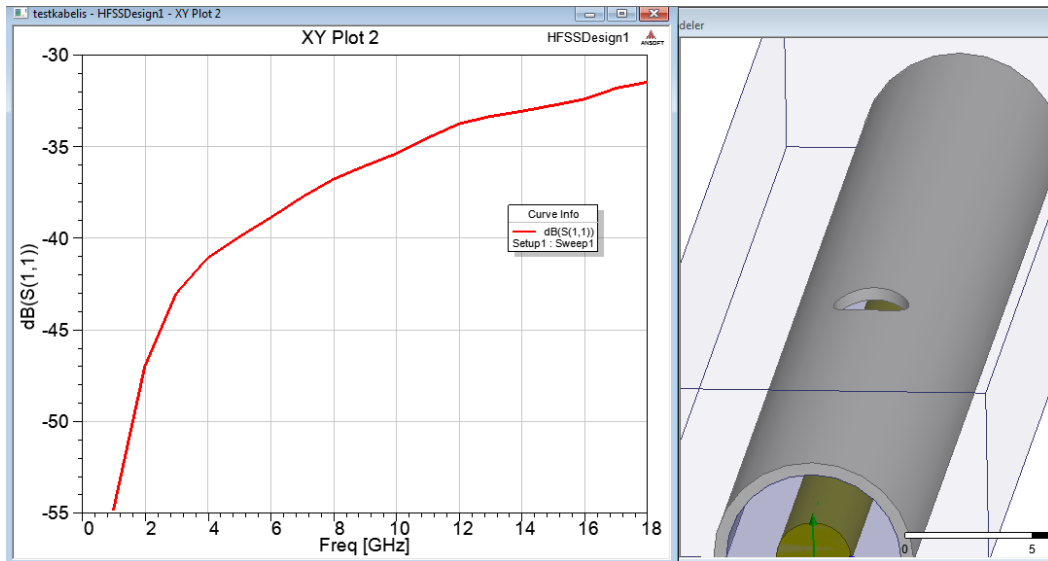


3.1.3 pav. Optimizacijos tikslo nustatymas.

Optimizacijos parametrus reikia įvesti rankiniu būdu, todėl dielektrinės skvarbos radimo laikas dar pailgėja. Dėl ilgo skaičiavimo laiko ir būtinybės įvesti optimizacijos duomenis naudojantis klaviatūra, HFSS programos optimizacijos metodo, negalima taikyti apdorojant didelius matavimo duomenų kiekius.

Skaitmeninio elektromagnetinio modeliavimo programos taip pat patogu naudoti, kai iškyla būtinybė įvertinti, kokių nors parazitinių faktorių įtaką matavimų rezultatams. Pavyzdžiui: 7 mm x 3 mm koaksialiniame kriostate iškilo būtinybė pagerinti azoto cirkuliaciją išgręžiant abiejose išorinio laidininko pusėse dvi didesnio skersmens kiaurymes, kaip parodyta 3.1.4 pav. Leistinas parazitinis atspindys nuo kiaurymių turi neviršyti -30 dB. Naudojant HFSS programą buvo suskaičiuotas MG atspindžio koeficientas, įskaitant linijos netolygumą ir kiaurymių spinduliavimą į atvirą erdvę. Maksimalus kiaurymių skersmuo, kuris atitinka -30 dB atspindžio koeficientą, yra 3 mm.





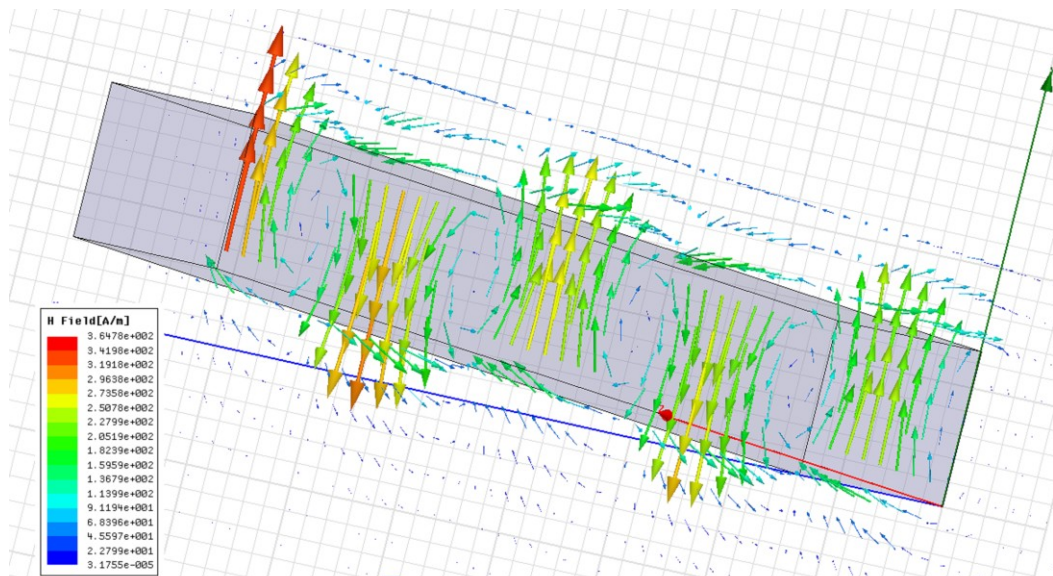
3.1.4 pav. Kiaurymių įtakos koaksialinės linijos atspindžiui skaičiavimas.

Ši programa buvo naudojama kvadratinio strypelio stačiakampiame bangolaidyje matematinio modelio patikrinimui, stačiakampio bangolaidžio bandinio kasetės parazitinių parametrų įvertinimui, daugiamodžio kondensatoriaus ir atviro galo koaksialinės linijos matematinių modelių patikrinimui, magnetinės ir dielektrinės skvarbų matavimams, naudojant beveik pilnai užpildytą bangolaidį, magnetinės ir dielektrinės skvarbų matavimams, naudojant mikrojuostelinę liniją.

Taigi, galime teigti, kad komercinė elektromagnetinio modeliavimo programinė įranga, tokia kaip HFSS – yra universalus ir galingas įrankis, pritaikomas medžiagų elektrinių savybių matavimams.

## 3.2. Mikrojuostelinės linijos metodas

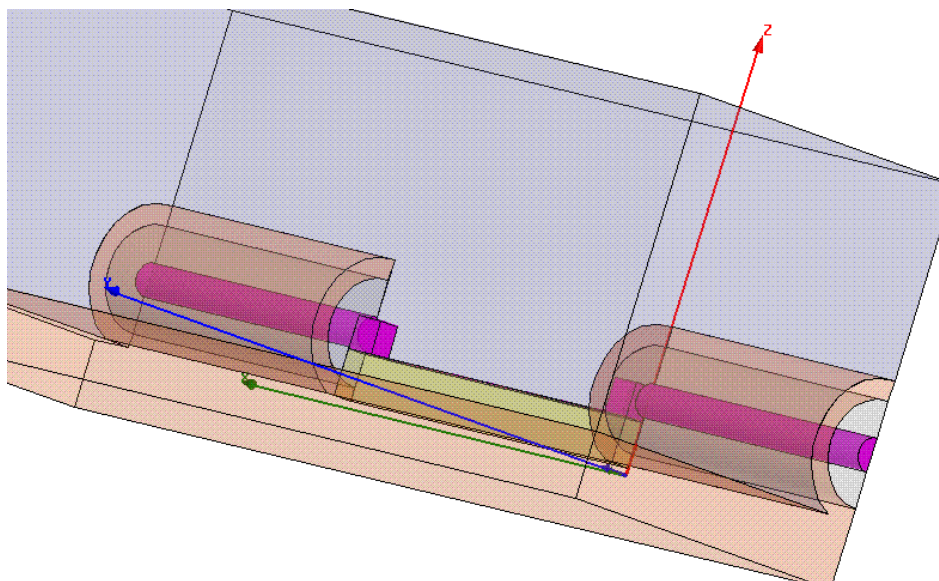
Mikrojuostelinės linijos metodas buvo panaudotas  $\text{Bi}_{1.5}\text{ZnNb}_{1.5}\text{O}_7$  (BZN) keramikos dielektrinės skvarbos matavimams. Bandiniai buvo gauti 0.5 x 0.5mm strypelių pavidale. Metalizavus priešingas plokštumas, galime tarti, jog tai yra mikrojuostelinė linija. Atlikus modeliavimą HFSS programa ir pažiūrėjus į laukų struktūrą perdavimo linijoje esant aukštiems dažniams, matome, kad banga linijoje nėra griežtai skersinė 3.2.1 pav.



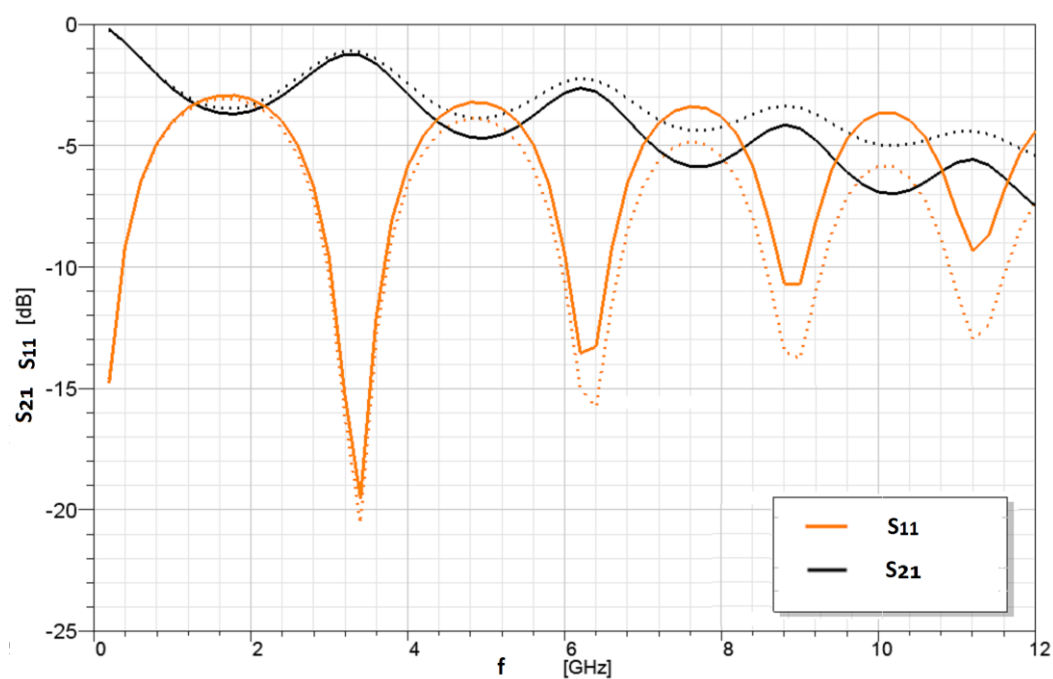
3.2.1 pav. Magnetinio lauko pasiskirstymas idealizuotoje mikrojuostelinėje linijoje.

vardinasi, mikrojuostelinės linijos modeliai, kuriuose daroma prielaida, kad linija sklinda TEM banga – yra nepriimtini. Net jeigu ir turėtume priimtina matematinę šios perdavimo linijos modelį – prie mikrojuostelinės linijos turėtume jungti grandinių analizatorių su koaksialiniais išvadais. Prijungimo vietoje atsirastų papildomos parazitinės talpos ir induktyvumai, kurie iškraipytų matavimo rezultatus. Prijungimo prie koaksialinės linijos problema yra bendra visoms mikrojuostelinėms metodikoms [2]. Matematinis modelis,

įskaitantis parazitinius parametrus nėra sukurtas. Tokiu atveju, analizuojant mikrojuostelinę MG, tenka naudotis skaitmeniniais metodais.

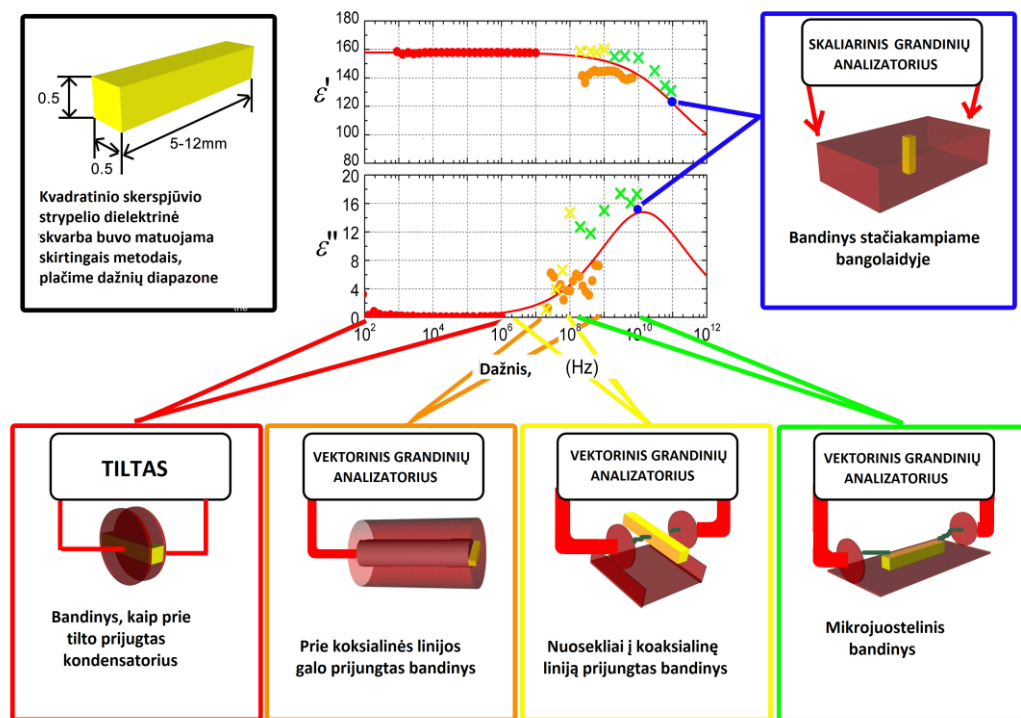


3.2.2 pav. Mikrojuostelinės linijos jungimas prie koaksialinių išvadų.



3.2.3 pav. Idealios (taškinės linijos) ir realistiškos (ištisinės linijos) mikrojuostelinės linijos atspindžio ir praėjimo koeficientų modulių priklausomybė nuo dažnio.

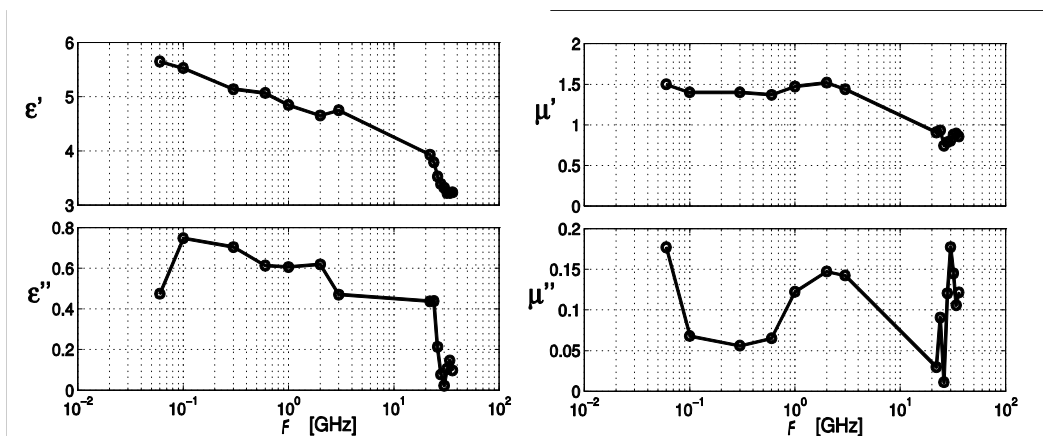
3.2.3 pav. pavaizduota, kaip priklauso atspindžio ir praėjimo koeficientai: idealizuota linija (3.2.1 pav.), kurioje sklinda kvazi TEM banga, prie kurios prijungta sutelktų parametų poliai ir maksimaliai tikroviška linija, padėta ant laidžios plokštumos ir prijungta koaksialiniais kabeliais (3.2.2 pav. ). Matome, kad tarp S parametų, atitinkančių idealizuotą ir realistišką linijas nėra žymaus skirtumo tik žemuose dažniuose.



3.2.4 pav. BZN keramikos dielektrinės skvarbos priklausomybė nuo dažnio, matuojant įvairiais metodais.

Realistiškas modelis buvo taikomas matuojant BZN dielektrinę skvarbą. Matavimų rezultatai, taikant įvairius metodus, pateikti 3.2.4 pav.

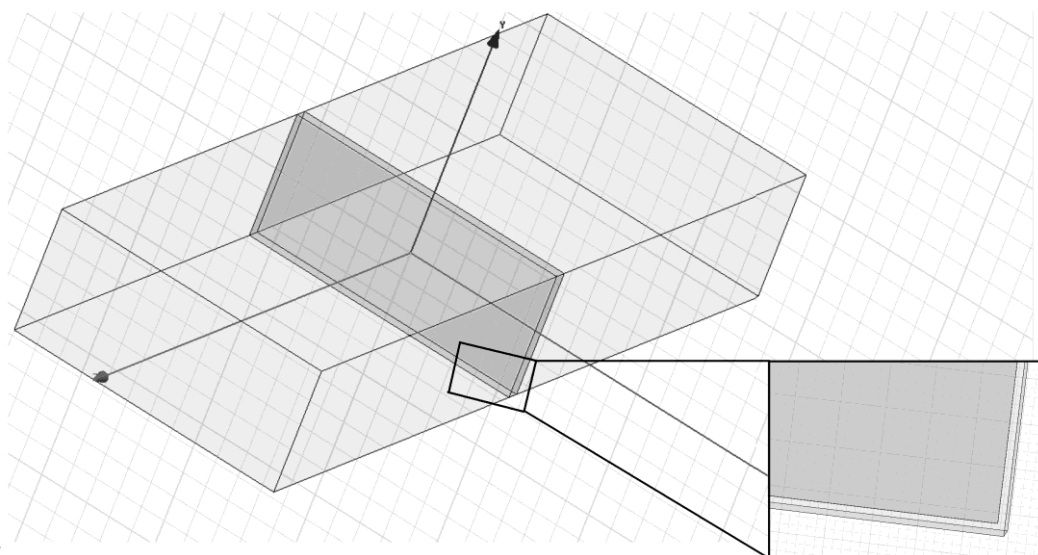
Mikrojuostelinis metodas buvo taikomas ir anglim dengtų nikelio nano grūdelių poliuretano matricioje ( $\text{Ni@C}$ ): kompozitų dielektrinės ir magnetinės skvarbos matavimams. Ši medžiaga buvo 0,1mm storio plėvelė, todėl taikyti įprastinį tokiems matavimas pilnai užpildytos koaksialinės linijos metodą nebuvo galimybės. Matavimų rezultatai pateikti 3.2.5 pav. Mikrojuostelininiu metodu buvo matuota iki 3 GHz.



3.2.5 pav. Ni@C dielektrinės ir magnetinės skvarbų priklausomybė nuo dažnio.

### 3.3. Pilnai užpildyto bangolaidžio metodas

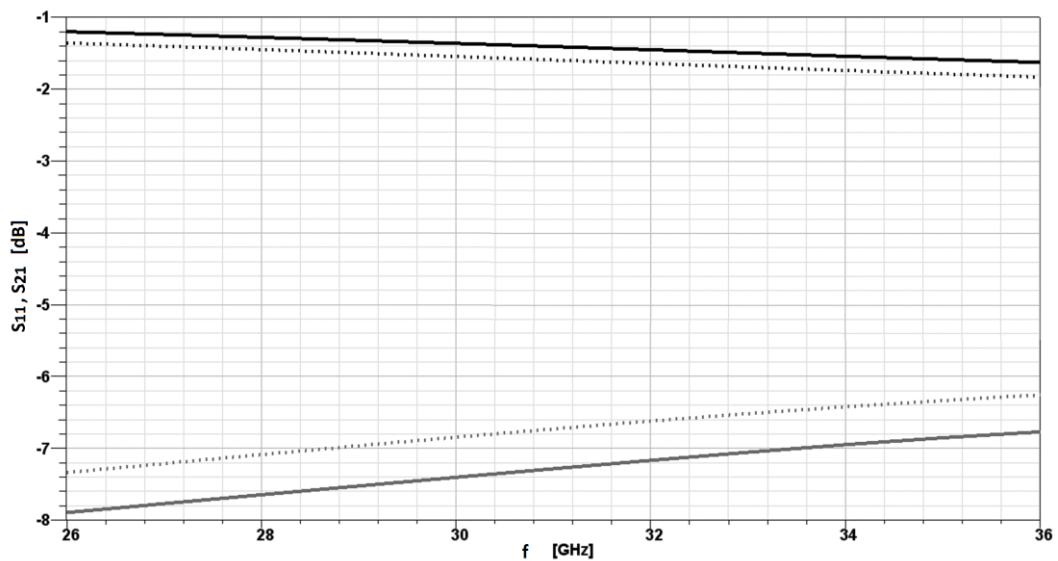
Matuojant Ni@C poliuretano matricoje kompozitinių medžiagų dielektrinę ir magnetinę skvarbas dešimčių gigahercų dažniuose buvo pasirinktas klasikinis pilnai užpildyto bangolaidžio metodas [3]. Pasirinkimą lėmė maža tiriamos medžiagos dielektrinė ir magnetinė skvarbos. Kadangi abi skvarbos buvo matuojamos vienu metu - buvo naudojamas UAB „Elmika“ gamybos R4 serijos bangolaidinis vektorinis grandinių analizatorius. Norint patikimai pamatuoti, reikia, kad praėjimo koeficiento modulis būtų bent -1.5 dB. Pasiesti šiai vertei, buvo supresuota keletas plėvės pavidalo medžiagos sluoksnių. Kadangi medžiaga buvo gana trapi - nepavyko padaryti bandinio, kurį būtų galima standžiai įterpti į bangolaidį, taip, kad neatsiskirtų vienas nuo kito sluoksniai. Taigi, saugantis nuo bandinio išsisluoksniavimo, bandinys buvo pagamintas mažesnis, kaip parodyta 3.3.1 pav. Tarp bandinio ir bangolaidžio sienelės buvo apytiksliai 0.2 mm, tarpas.



3.3.1 pav. Bandinio bangolaidyje, kai yra tarpas tarp bandinio ir sienelių, schema.

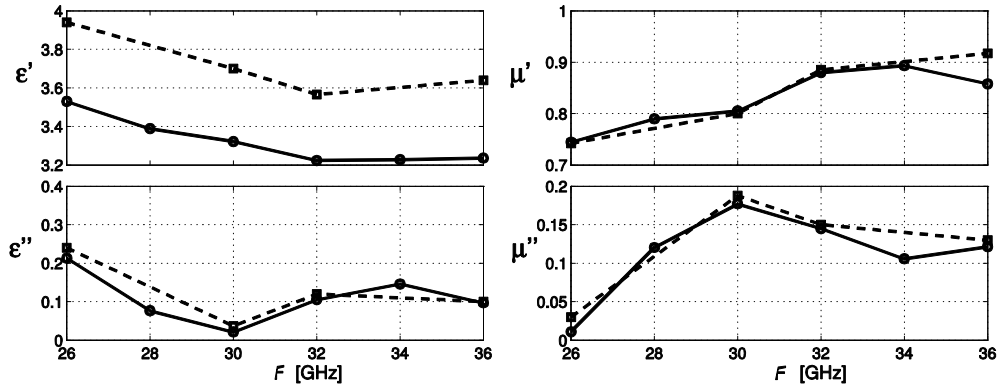
Kadangi bangolaidžio užpildyme atsirado tarpelis - prieš matuojant reiktų įsitikinti, ar galima naudoti klasikinį matematinį modelį skvarbų

skaičiavimams. Su HFSS programa buvo suskaičiuota S parametų priklausomybė nuo dažnio abiem atvejais - su tarpeliu ir be jo ( 3.3.2 pav. ). Apskaičiuotų verčių skirtumai, lyginant abu atvejus, yra didesni nei matavimo paklaida, todėl skaičiuojant, reiktų atsižvelgti į tarpelio buvimą. Šiam atskiram atvejui, kai reikia įskaityti tarpelį tarp bangolaidžio ir bandinio, kurti matematinį modelį ir rašyti skaičiavimo programą būtų netikslinga, todėl atsižvelgus ir į tai, kad nereiks skaičiuoti daug skvarbų verčių, buvo nuspręsta skaičiuoti HFSS programa, naudojantis optimizavimo funkcija.



3.3.2 pav. Atspindžio ( pilkos kreivės ) ir praėjimo ( juodos kreivės ) koeficientų modulių priklausomybė nuo dažnio, kai bandinys bangolaidyje įdėtas be tarpelio (taškinės kreivės ) ir su tarpeliu ( ištisinės kreivės ) .

Suskaičiuotos dielektrinės ir magnetinės skvarbų dažninės priklausomybės pateiktos 3.3.3 pav. Suskaičiuotų verčių svyravimus ir mažesnę už vienetą magnetinę skvarbą reiktų sieti ne su fizikiniais procesais medžiagoje, o su grandinių analizatoriaus matavimo paklaida ir bandinio nevienalytiškumu.



3.3.3 pav. Ni@C dielektrinės ir magnetinės skvarbų priklausomybė nuo dažnio. Ištininės kreivės gautos naudojant ( 1.1-1) formulę, padarius prielaidą, kad bandinys pilnai užpildo bangolaidį. Taškinės kreivės gautos skaičiuojant HFSS programa, įskaitant tarpelį tarp bandinio ir bangolaidžio.

Matome, kad tarpelio įtaka yra svarbi apskaičiuojant dielektrinės skvarbos realiąją dalį.

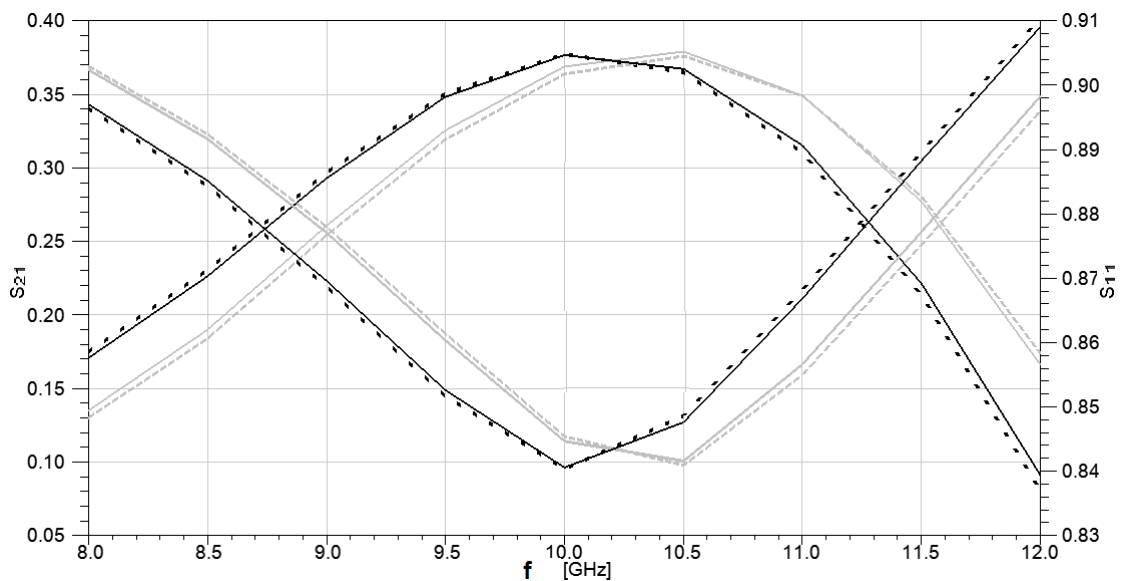


### **3.4. Kvadratinio skerspjūvio strypelio stačiakampiam bangolaidyje metodas**

Kvadratinio skerspjūvio strypelio metodas yra dalinai užpildyto bangolaidžio metodo atmaina. Kadangi ploni strypo pavidalo bandiniai įprastai gaunami viela pjaunant juos iš didesnio gabalo – bandinių skerspjūvis gaunamas artimas kvadratui. Dielektrinės skvarbos skaičiavimams anksčiau buvo naudojamas cilindrinio strypo modelis. Norint padidinti matavimų tikslumą, buvo sukurtas kvadratinio skerspjūvio strypelio stačiakampiam bangolaidyje modelis ir jo pagrindu parašyta programa „Strypelis Bangolaidyje“, kuri skaičiuoja kvadratinio skerspjūvio strypelio atspindžio ir praėjimo koeficientus, arba juos naudojant, randa dielektrinę skvarbą [4]. Kuriant šį modelį, kaip ir daugiamodžio kondensatoriaus ar atviro galo koaksialinės linijos modeliuose, buvo naudojama modų, kurios žadinasi perdavimo linijų netolygumų vietose, koncepcija. Modelis patikrintas naudojant HFSS programą. Taip pat patikrintas ribinis atvejis, kai kvadratinio skerspjūvio strypas pilnai užpildo bangolaidį. Gautas puikus atitikimas su formule ( 1.1-1). Atspindžio ir praėjimo koeficientų moduliai, gauti naudojant kvadratinio strypelio modelį ir HFSS programą, pateikti 3.4.1 pav. Stebime puikų atitikimą tarp dviejų skirtingų skaičiavimo metodikų.

Gaminant strypo formos bandinius, ne visuomet pavyksta gauti kvadratinį skerspjūvį. Natūraliai kyla klausimas, kaip geriau dėti bandinį į bangolaidį, kad gautume maksimalų atitikimą, naudojamam kvadratinio skerspjūvio strypelio modeliui. Strypą galima įdėti taip, kad plačioji bandinio pusė būtų nukreipta skersai arba išilgai bangos sklidimo krypties. Kadangi šiuo metu turime matematinį modelį tik kvadratinio skerspjūvio strypui (principinių problemų sukurti matematinį modelį stačiakampio skerspjūvio strypui- nėra ir tai bus padaryta vėliau) – skaičiavimams panaudosime HFSS programą. Rezultatai (pilkos kreivės) pateikti 3.4.1 pav. Matome, kad beveik nėra skirtumo, kaip orientuotas bandinys - net kai stačiakampio kraštinių santykis artimas 2. Taigi,

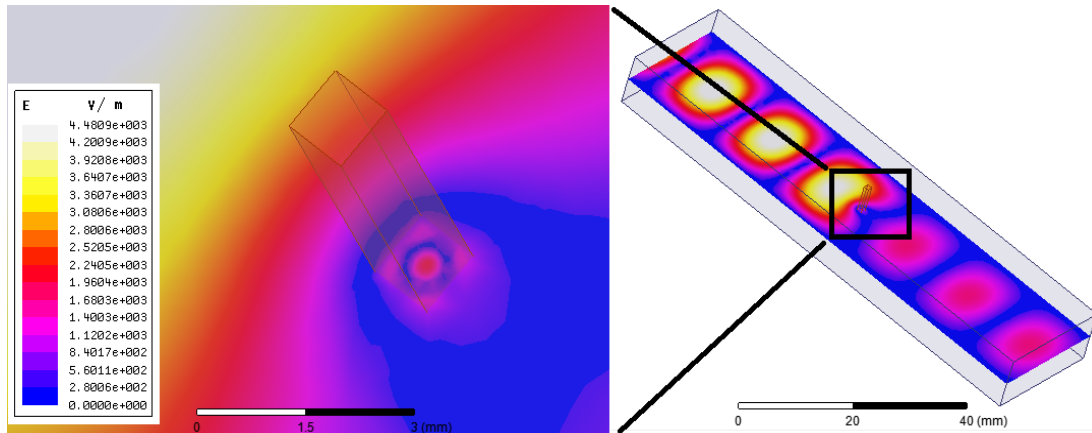
dėdami bandinį į bangolaidį, galime nekreipti dėmesio į tai, kuri bandinio pusė yra platesnė, o kuri siauresnė. Kol dar neturim matematinio modelio stačiakampio skerspjūvio strypui, gaminant bandinį reiktų stengtis gauti maksimaliai vienodų matmenų bandinio sieneles. Kaip matosi iš 3.4.1 pav. lyginant juodas ir pilkas kreives, paklaida dėl nukrypimo nuo kvadratinio skerspjūvio gali viršyti matavimo paklaidą.



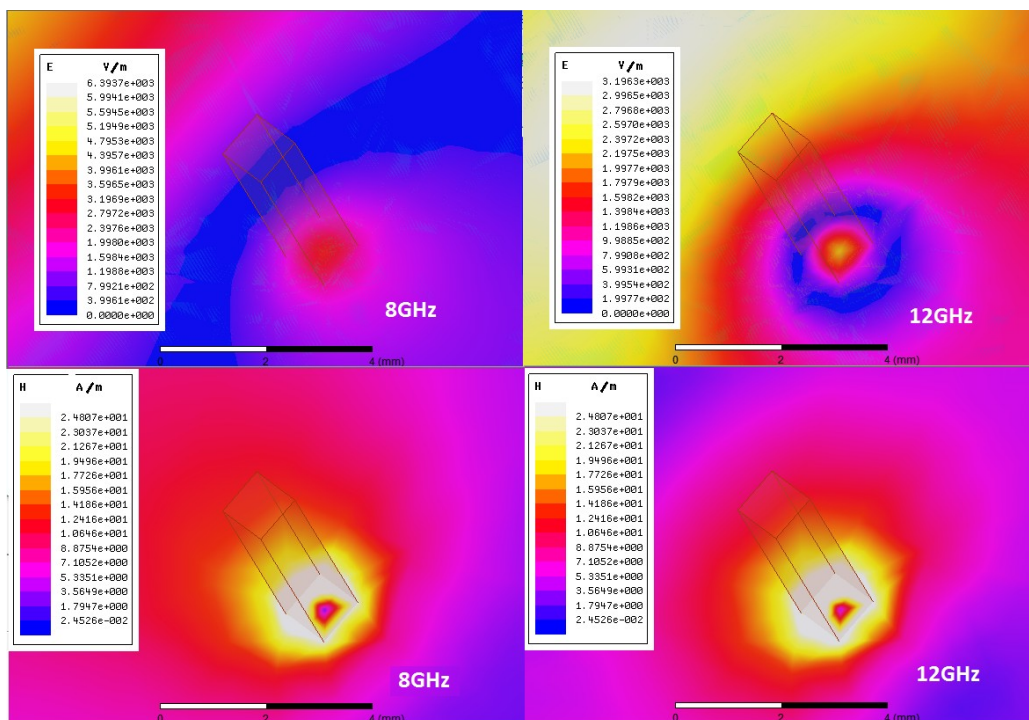
3.4.1 pav. Atspindžio (kreivės, turinčios maksimumą) ir praėjimo (kreivės, turinčios minimumą) koeficientų priklausomybė nuo dažnio. Juodos kreivės yra kvadratinio 0,9x0,9mm strypelio atvejis. Ištininė kreivė – skaičiavimų su HFSS rezultatas, taškinė kreivė – skaičiavimų naudojant daugiamodį matematinį modelį, rezultatas. Pilkos kreivės - stačiakampio, 0.6x1.35 mm, strypelio atvejis, skaičiuojant su HFSS. Ištininė kreivė gauta, kai plačioji bandinio pusė yra orientuota skersai bangolaidžio, brūkšninė kreivė gauta, bandinį įstačius išilgai.

Elektrinio lauko pasiskirstymas, suskaičiuotas HFSS programa, bandinio viduje, kai dielektrinė skvarba- 600, pavaizduotas 3.4.2 pav. Matome, kad elektrinis laukas bandinio viduje yra netolydus. Elektrinio ir magnetinio lauko bandinyje netolydumą galime stebėti esant ir gerokai mažesnei, pvz.:  $\epsilon' = 100$   $\epsilon'' = 10$  dielektrinei skvarbai (3.4.3pav.). Kaip matome, magnetinis laukas

bandinyje yra stipresnis nei žadinančioje bangoje. Taigi, galime tikėtis, kad sistemos sklaidos parametrai bus jautrūs bandinio magnetinės skvarbos dydžiui.

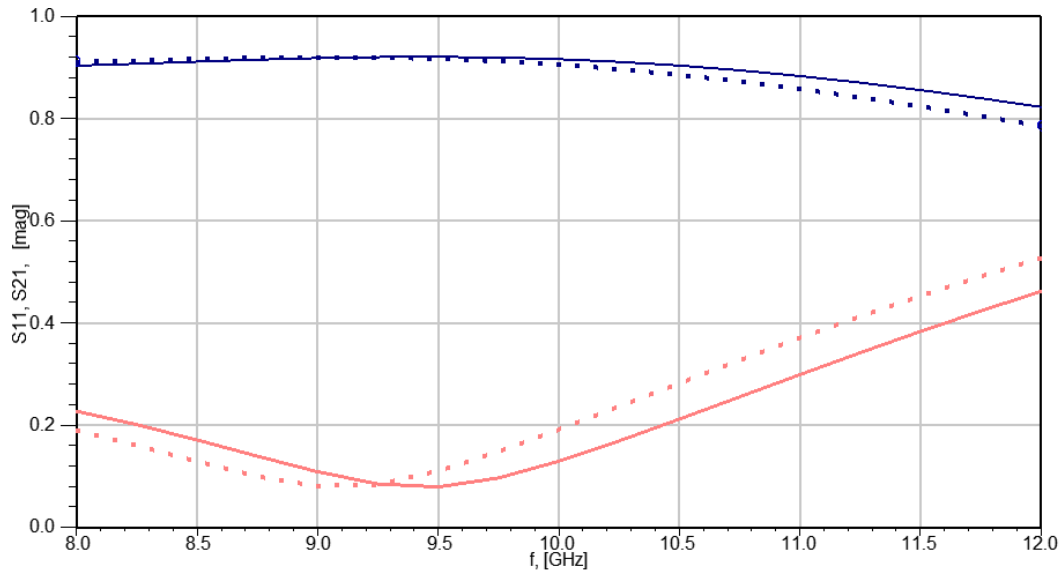


3.4.2 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas bandinyje, kai dielektrinė skvarba didelė -  $\epsilon' = 600$ ,  $\epsilon'' = 120$ ,  $f = 12\text{GHz}$ . Strypelio matmenys -  $1 \times 1 \times 10\text{mm}$ , bangolaidžio matmenys -  $23 \times 10\text{mm}$ .



3.4.3 pav. Elektrinio (viršuje) ir magnetinio (apačioje) lauko pasiskirstymas bandinyje, kai dielektrinė skvarba -  $\epsilon' = 100$ ,  $\epsilon'' = 10$ , esant skirtingiems dažniams.

Suskaičiuosime atspindžio ir praėjimo koeficientus atvejui (MG matmenys - tokie, kaip 3.4.2 pav.), kai  $\mu' = 1$ ,  $\mu'' = 0$  ir panašiam atvejui, kai magnetinė skvarba nežymiai didesnė -  $\mu' = 1.5$ ,  $\mu'' = 0$  (3.4.4 pav.).



3.4.4 pav. Atspindžio (juodos kreivės), ir praėjimo (pilkos kreivės) koeficientų priklausomybė nuo dažnio. Ištinė kreivė -  $\epsilon' = 100$ ,  $\epsilon'' = 10$ ,  $\mu' = 1$ ,  $\mu'' = 0$ ; taškinė kreivė -  $\epsilon' = 100$ ,  $\epsilon'' = 10$ ,  $\mu' = 1.5$ ,  $\mu'' = 0$ . MG matmenys - tokie, kaip 3.4.2 pav. Skaičiuota su HFSS programa.

Matome, kad šiais atvejais S parametrų modulių vertės gali skirtis daugiau nei matavimo paklaida, todėl, jei bandinys turi nors ir nedidelę magnetinę skvarbą (lyginant su dielektrine skvarba), galime gauti iškraipytus dielektrinės skvarbos matavimų rezultatus. Pabandysime įvertinti magnetinės skvarbos įtaką dielektrinės skvarbos matavimo rezultatams. Insime įvairias dielektrinės skvarbos vertes, kai  $\mu' = 1.5$ ,  $\mu'' = 0$  (viršutinė eilutė lentelės languose). Naudodami šias skvarbų vertes apskaičiuosime atspindžio ir praėjimo koeficientų modulius naudodami HFSS programą. Šias atspindžio ir praėjimo koeficientų modulių vertes įstatysime į programą „Strypelis bangolaidyje“ ir apskaičiuosime dielektrinę skvarbą (apatinė eilutė lentelės languose).

Lygindami viršutinės ir apatinės lentelės langelių vertes, galime spręsti apie bandinio magnetinės skvarbos įtaką dielektrinės skvarbos matavimų rezultatams.

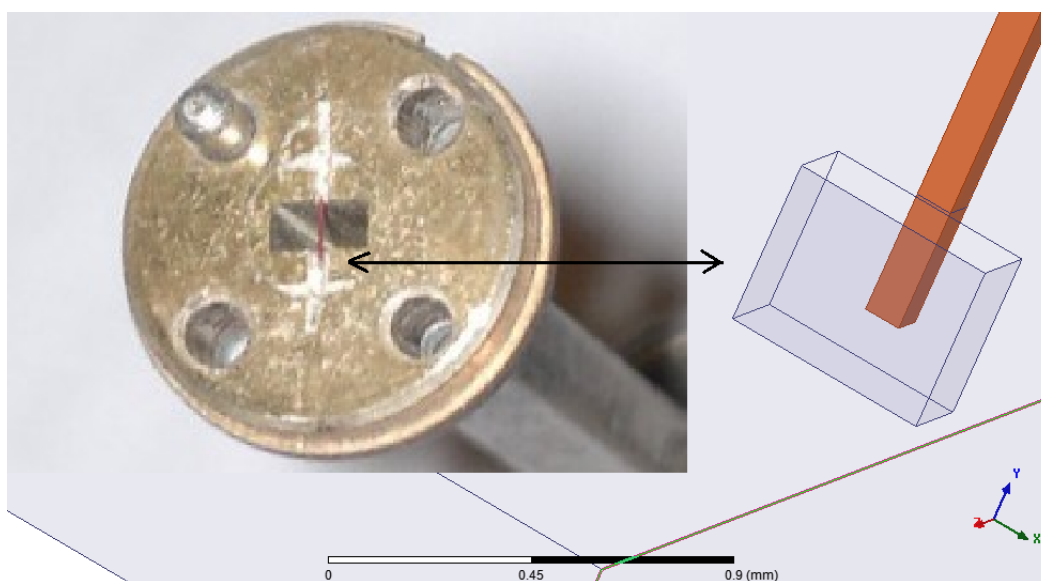
Dažnis 8 GHz				Dažnis 12 GHz			
$\epsilon' = 10$	$\epsilon'' = 1$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 10$	$\epsilon'' = 1$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$
$\epsilon' = 9.88$	$\epsilon'' = 1.001$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 9.79$	$\epsilon'' = 1.014$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$
$\epsilon' = 50$	$\epsilon'' = 5$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 50$	$\epsilon'' = 5$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$
$\epsilon' = 50.9$	$\epsilon'' = 5.2$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 52.8$	$\epsilon'' = 5.6$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$
$\epsilon' = 100$	$\epsilon'' = 10$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 100$	$\epsilon'' = 10$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$
$\epsilon' = 104.9$	$\epsilon'' = 11.2$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 115.4$	$\epsilon'' = 14$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$
$\epsilon' = 200$	$\epsilon'' = 40$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 200$	$\epsilon'' = 40$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$
$\epsilon' = 234.5$	$\epsilon'' = 33.8$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 275.1$	$\epsilon'' = 50.3$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$
$\epsilon' = 600$	$\epsilon'' = 120$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 600$	$\epsilon'' = 120$	$\mu' = 1.5$	$\mu'' = 0$
$\epsilon' = 677.9$	$\epsilon'' = 25.8$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$	$\epsilon' = 827.9$	$\epsilon'' = 134.8$	$\mu' = 1$	$\mu'' = 0$

3.4.1 lentelė. Magnetinės skvarbos įtaka dielektrinės skvarbos nustatymui naudojant atspindžio ir praėjimo koeficientų modulius, esant skirtingiems dažniams ir įvairioms dielektrinėms skvarboms. MG matmenys - tokie, kaip 3.4.2 pav.

Lygindami 3.4.1 lentelės duomenis, stebime tendenciją, kad neįskaitytos magnetinės skvarbos įtaka dielektrinės skvarbos nustatymui - mažėja, mažėjant dažniui ir mažėjant dielektrinei skvarbai. Linijos, kuria sklinda TEM banga atveju, linijos impedansą vienodai sąlygoja tiek magnetinė, tiek dielektrinė skvarbos, taigi, TEM bangos atveju mažinant dielektrinę skvarbą – magnetinės skvarbos įtaka - didėtų. Strypelio stačiakampiame bangolaidyje atveju – yra atvirkščiai, todėl, kad bangolaidyje sklinda ne TEM, o H (TE) tipo banga. Taigi matavimams naudodami dalinai užpildyto bangolaidžio metodiką, turime atsižvelgti į galimą, nors ir nedidelę, bandinio magnetinę skvarbą.

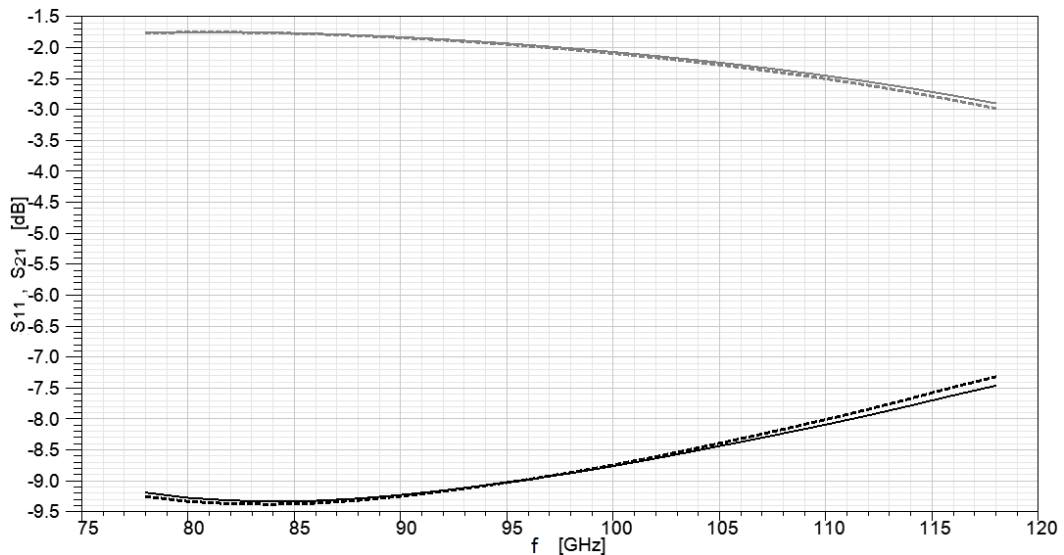
Strypelio formos bandinys dedamas į specialiai paruoštą vietą bangolaidyje. Įprastai tai būna griovelis, išfrezuotas bandinio kasetėje, ar flanše (3.4.3 pav). Bandinio ilgis būna didesnis, nei bangolaidžio siaurosios sienelės aukštis.

Bandinys dedamas į griovelio centrą ir griovelio ribose, užpilamas sidabro pasta. Taigi, realiai naudojama MG skiriasi nuo tos, kuri naudojama matematiniam modelyje. Realus bandinys su bangolaidžio plačiąja sienele kontaktuoja ne galu, o kraštais, įsiskverbdamas į bangolaidį. Šalia bandinio atsiranda ertmė, kuri taip pat nenumatyta matematiniam modelyje. Iš laukų ir paviršinių srovių struktūros, sklindant pagrindinei  $H_{10}$  modai, žinome [5], kad paviršinės srovės plačiosios sienelės centrinėje dalyje - neteka, tačiau matuojant milimetriniame diapazone ir naudojant mažo skerspjūvio bangolaidžius, griovelio matmenys yra palyginami su bangolaidžio matmenimis. Įvertinti minėtų parazitinių faktorių įtaką matavimų tikslumui, naudosime HFSS programą, nes sukurti matematinį modelį, atitinkantį šį atvejį būtų labai sunku.



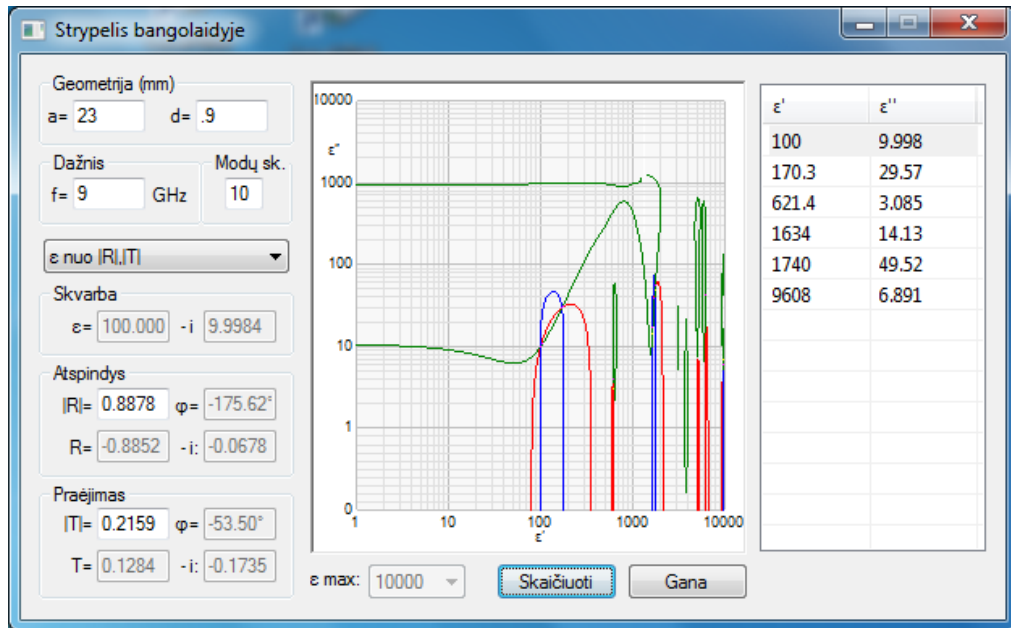
3.4.5 pav. Strypelio talpinimo į stačiakampį bangolaidį schema.

Iš skaičiavimo rezultatų, pavaizduotų 3.4.4 pav. matome, kad net esant pakankamai dideliems griovelio matmenims ir ilgesniam nei bangolaidžio sienelė strypui – parazitinių faktorių įtaka yra mažesnė nei matavimo paklaida.



3.4.6 pav. Atspindžio (juodos kreivės) ir praėjimo (pilkos kreivės) koeficientų priklausomybė nuo dažnio, naudojant idealizuota MG ir realią MG, kaip parodyta 3.4.3 pav. Bangolaidžio matmenys -  $2.4 \times 1.2 \text{ mm}$ , bandinio matmenys -  $1 \times 1 \times 1.8 \text{ mm}$ , dielektrinė skvarba -  $\epsilon' = 80$ ,  $\epsilon'' = 16$ .

Kaip jau buvo minėta, sprendžiant dielektrinės skvarbos radimo uždavinį, naudojant S parametrus - galimi nevienareikšmiai sprendiniai. Buvo sukurta programa, kuri pasirinktoje kompleksinės dielektrinės skvarbos plokštumoje pavaizduoja visus galimus sprendinius, esant duotiems S parametrams (3.4.5 pav.). Programa veikia kvadratinio strypo matematinio modelio pagrindu.



3.4.7 pav. Dielektrinės skvarbos radimo programos, esant duotiems S parametrams, vartotojo sąsaja.

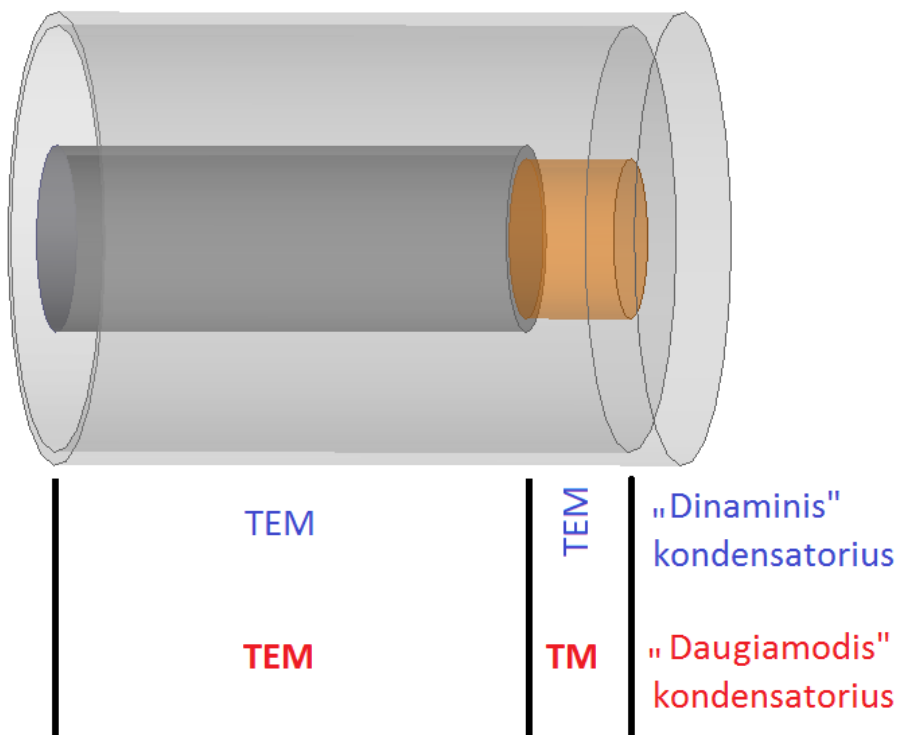
Kreivės dielektrinės skvarbos plokštumoje reiškia, kad duoti  $|R|$ ,  $|T|$ ,  $|R|^2 + |T|^2$  atitinka atidėtą plokštumoje dielektrinę skvarbą. Sprendiniai vienas nuo kito gali skirtis nedaug, todėl programa yra labai naudinga pasirenkant tikimiausius sprendinius, prieš vykdant automatinį dielektrinės skvarbos skaičiavimo procesą, kai naudojamas didelis kiekis duomenų.



### 3.5. Daugiamodis kondensatoriaus modelis

Dinaminis kondensatoriaus modelis neįskaito laukų, išilgai bangų sklaidimo krypties netolygumo. Taip pat neįskaitomas laukų pasiskirstymas už bandinio ribų.

Suprantama, kad kondensatoriaus koaksialinėje linijoje uždavinys gali būti išspręstas, pavyzdžiui, baigtinių skirtumų metodu. Tokia MG yra ašinės simetrijos, todėl skaičiavimų elementas būtų plonas, stačiakampio skerspjūvio žiedas. Taigi, atsižvelgus į simetriją uždavinys būtų dvimatis. Nors šį metodą sąlyginai paprasta įgyvendinti, jis reikalauja daug kompiuterio resursų. Kadangi ieškant dielektrinės skvarbos reiks spręsti atvirkštinį uždavinį iteracijų metodu, skaičiavimų efektyvumas yra labai svarbus, todėl esame suinteresuoti gauti, nors ir sudėtingesnį, bet efektyvų analitinį metodą.

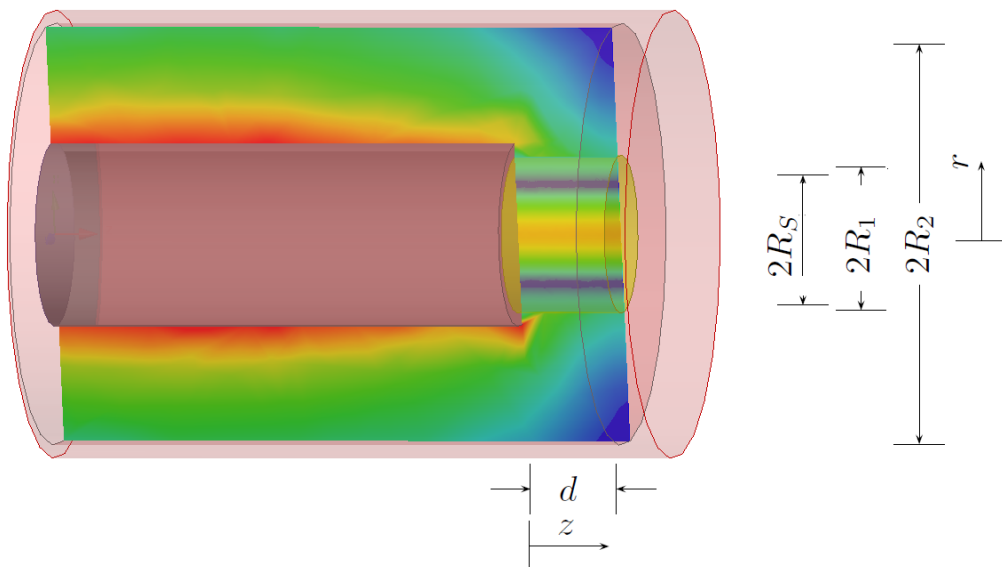


3.5.1 pav. Bangų tipai dinaminiam ir daugiamodžiam kondensatoriaus modeliuose.

Buvo sukurtas matematinis modelis ir parašyta S parametrų skaičiavimo programa [6], kuris įskaito minėtus faktorius. Šį modelį vadinsime „daugiamodžiu kondensatoriaus modeliu“.

Šio modelio ribose, koaksialine linija, taip pat kaip ir dinaminio kondensatoriaus modelyje, sklinda TEM banga 3.5.1 pav. Toje koaksialinės linijos atkarpoje, kur yra bandinys, tariama, kad TEM bangos koaksialinė perdavimo linija baigėsi ir prasidėjo dalinai dielektriku užpildytas bangolaidis, kuris baigiasi laidžia plokštuma (trumpikliu). Dalinai dielektriku užpildytu bangolaidžiu gali sklisti įvairūs, bangolaidžiams būdingi virpesių tipai (modos). Modų amplitudės bus skaičiuojamos, atsižvelgiant į elektrinio ir magnetinio laukų tapatumą bangolaidžio kraštuose. Atspindžio koeficientas skaičiuojamas atsižvelgiant į bangų sklaidą nuo trumpiklio ir nuo koaksialinės linijos su bangolaidžiu ribos.

### Koaksialinės linijos sritis a)



3.5.2 pav. Skaitmeniniais metodais suskaičiuotas elektrinio lauko pasiskirstymas kondensatoriuje, esant aukštiems dažniams ir žymėjimai, naudojami daugiamodžiam kondensatoriaus modelyje.

Pagrindinė TEM moda šioje srityje turi tik dvi nelygias nuliui komponentes:

$$E_r = C \frac{1}{r} e^{-jhz}, \quad (3.5-1)$$

$$H_\alpha = C \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{r} e^{-jhz}, \quad (3.5-2)$$

kur:  $h = k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ . Nors čia sklinda tik pagrindinė TEM moda, netolygumų vietose gali būti generuojami ir kiti bangų tipai, kuriuos reiks įskaityti. Dėl ašinės simetrijos galimos tik skersinio magnetinio lauko TM modos. Iš Maksvelo lygčių galime parašyti lygtį su  $E_z$  komponente:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + g^2 \right) E_z = 0, \quad (3.5-3)$$

Kur:  $g^2 = k^2 - h^2$ ,  $h$  - sklidimo konstanta. Sprendinys :

$$E_z = \frac{g}{h} [C J_0(gr) + D N_0(gr)] e^{-jhz}. \quad (3.5-4)$$

Skersiniai laukai:

$$E_r = -\frac{1}{g^2} \left[ h \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] = [C J_1(gr) + D N_1(gr)] e^{-jhz}, \quad (3.5-5)$$

$$H_\phi = -\frac{1}{g^2} \left[ j\omega\varepsilon_0\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon}{h} [C J_1(gr) + D N_1(gr)] e^{-jhz}. \quad (3.5-6)$$

Vienu metu turi būti tenkinamos abi kraštinės sąlygos  $E_z(r=R_1)$  ir  $E_z(r=R_2)$ :

$$C J_0(gR_1) + DN_0(gR_1) = 0 \quad , \quad (3.5-7)$$

$$C J_0(gR_2) + DN_0(gR_2) = 0 \quad . \quad (3.5-8)$$

Tai įmanoma tik tam tikroms  $g_i$  ( $i=1, 2, \dots, \infty$ ) vertėms, kurios yra šios lygties sprendiniai:

$$J_0(gR_1)N_0(gR_2) - J_0(gR_2)N_0(gR_1) = 0 \quad . \quad (3.5-9)$$

Indeksas  $i$  yra modos numeris, o atitinkamos modų amplitudės  $C_i$  ir  $D_i$  yra susietos sąryšiu:

$$D_i = -C_i \frac{J_0(gR_2)}{N_0(gR_2)} \quad . \quad (3.5-10)$$

Taigi kiekvieną modą galima apibūdinti amplitude  $C_i$  ir sklaidimo konstanta  $h_i = \sqrt{k^2 - g_i^2}$ . Indeksus  $i$  priskirsime didėjimo tvarka pagal  $|g_i|$  didėjimą. Nulinį indeksą  $i=0$  ( $h_0=k$ ) priskirsime TEM modai.

### **Dalinai užpildyto apvalaus bangolaidžio sritis b)**

Išoriniame sluoksnyje ( $R_1 \leq r \leq R_2$ ) laukų lygtys yra panašios TM modų lygtis koaksialinėje linijoje:

$$E_z^1 = \frac{g}{h} [C J_0(gr) + DN_0(gr)] e^{-jhz} \quad , \quad (3.5-11)$$

$$E_r^1 = [CJ_1(gr) + DN_1(gr)]e^{-jhz} , \quad (3.5-12)$$

$$H_\phi^1 = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon}{h}[CJ_1(gr) + DN_1(gr)]e^{-jhz} , \quad (3.5-13)$$

Vidiniame sluoksnyje ( $0 \leq r \leq R_s$ ) nėra  $N_0$  narių, vadinasi  $E_z$  gali būti baigtinis:

$$E_z^2 = \frac{g}{h}[BJ_0(gr)]e^{-jhz} , \quad (3.5-14)$$

$$E_r^2 = [BJ_1(gr)]e^{-jhz} , \quad (3.5-15)$$

$$H_\phi^2 = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon}{h}[BJ_1(gr)]e^{-jhz} , \quad (3.5-16)$$

Vėlgi, dėl simetrijos, gali egzistuoti tik ašinės simetrijos TM modos, kurios turi tenkinti šias kraštines sąlygas:

$$E_z^1|_{r=R_2} = 0 , \quad (3.5-17)$$

$$E_z^1|_{r=R_s} = E_z^2|_{r=R_s} , \quad (3.5-18)$$

$$H_\phi^1|_{r=R_s} = H_\phi^2|_{r=R_s} . \quad (3.5-19)$$

Įstatę šias išraiškas į laukų lygtis, kurios galioja visoms  $z$  (vadinasi atskiros modos sklaidimo konstanta  $h$  turi būti ta pati abiejuose sluoksniuose), gausime:

$$CJ_0(g^1 R_2) + DN_0(g^1 R_2) = 0 \quad , \quad (3.5-20)$$

$$g^1 [CJ_0(g^1 R_s) + DN_0(g^1 R_s)] - g^2 [BJ_0(g^2 R_s)] = 0 \quad , \quad (3.5-21)$$

$$[CJ_1(g^1 R_s) + DN_1(g^1 R_s)] - \varepsilon BJ_1(g^2 R_s) = 0 \quad . \quad (3.5-22)$$

Nelygus nuliui sprendinys bus , tik tada jei :

$$\begin{vmatrix} J_0(g^1 R_2) & N_0(g^1 R_2) & 0 \\ g^1 J_0(g^1 R_s) & g^1 N_0(g^1 R_s) & -g^2 J_0(g^2 R_s) \\ J_1(g^1 R_s) & N_1(g^1 R_s) & -\varepsilon J_1(g^2 R_s) \end{vmatrix} = 0 \quad . \quad (3.5-23)$$

Kadangi  $g^1$  ir  $g^2$  priklauso nuo tos pačios sklidimo konstantos  $h$  pagal sąryšius  $g^{12}=k^2-h^2$  ir  $g^{22}=k^2\varepsilon-h^2$  – lygties sprendinys bus rinkinys atskirų  $h_i$ ,  $g_i^1$  ir  $g_i^2$  verčių, priskiriamų,  $i$  indeksu žymimai, TM modai. Sprendiniai gali būti gaunami iteracijų būdu, atmetant fizikinės prasmės neturinčius sprendinius. Sprendiniai taip pat apibrėžia sąryšius tarp amplitudžių  $C_i$ ,  $D_i$ ,  $B_i$  :

$$D_i = -C_i \frac{J_0(g^1 R_2)}{N_0(g^1 R_2)} \quad , \quad (3.5-24)$$

$$B_i = C_i \frac{1}{\varepsilon J_1(g^2 R_s)} \left[ J_1(g^1 R_s) - N_1(g^1 R_s) \frac{J_0(g^1 R_2)}{N_0(g^1 R_2)} \right] \quad . \quad (3.5-25)$$

Taigi ,  $i$ -toji moda yra visiškai apibrėžiama su  $h_i$  ir  $C_i$ .

### Modų derinimas (laukų „susiuvimas“)

Atspindžio koeficientas  $R$ , kurį bandome suskaičiuoti, yra sklindančių koaksialine linija atspindėtos ir krintančios TEM modų amplitudžių santykis. Šios amplitudės gali būti gautos sprendžiant bendrą visų modų amplitudžių, dalyvaujančių sklaidos procese, radimo uždavinį. Kadangi galime apibrėžti elektromagnetinio lauko komponentes, apibrėždami modas - modų amplitudės gali būti apskaičiuojamos remiantis lauko tolygumo reikalavimu:

$$E_r^a|_{z=0} = E_r^b|_{z=0}, \quad (3.5-26)$$

$$H_\phi^a|_{z=0} = H_\phi^b|_{z=0}, \quad (3.5-27)$$

kur  $z=0$  yra riba tarp „a“ ir „b“ sričių, kurią pasirinkome, kaip fazės atskaitos plokštumą.

Tariant, kad krintančios TEM bangos amplitudė yra lygi 1 - išreiškime laukus modų amplitudėmis:

$$E_r^a = (1 + R)f_0^{Ea}e^{-jh_0z} + \sum_{i=1}^n C_i^a f_i^{Ea} e^{-jh_i z}, \quad (3.5-28)$$

$$H_\phi^a = (1 - R)f_0^{Ha}e^{-jh_0z} - \sum_{i=1}^n C_i^a f_i^{Ha} e^{-jh_i z}, \quad (3.5-29)$$

kur,  $f_i^{Ea}$ ,  $f_i^{Ha}$  yra sutrumpinimai, kurie lygūs

$$f_0^{Ea} = \frac{1}{r}, f_1^{Ea} = J_1(g_1 r) - N_1(g_1 r) \frac{J_0(g_1 R_2)}{N_0(g_1 R_2)} \text{ ir t.t.}$$

Srityje „b“, kiekviena moda sklinda pirmyn ir atgal, taigi :

$$E_r^b = \sum_{i=1}^m f_i^{Eb} [C_i^{b+} e^{-jh_i z} + C_i^{b-} e^{jh_i z}] \quad , \quad (3.5-30)$$

$$H_\phi^b = \sum_{i=1}^m f_i^{Hb} [C_i^{b+} e^{-jh_i z} - C_i^{b-} e^{jh_i z}] \quad . \quad (3.5-31)$$

Kadangi apvaliame bangolaidyje atstumu  $z=d$  yra trumpiklis – skersinis elektrinis laukas  $E_r^b|_{z=d}=0$  ir todėl:

$$C_i^{b+} e^{-jh_i d} + C_i^{b-} e^{jh_i d} = 0, \text{ arba } C_i^{b-} = -C_i^{b+} e^{-j2h_i d} .$$

Taigi, galime praleisti „+“, arba „-“, ženklus viršutiniuose indeksuose ir gausime:

$$E_r^b = \sum_{i=1}^m C_i^b f_i^{Eb} [e^{-jh_i z} - e^{jh_i z} e^{-j2h_i d}] \quad , \quad (3.5-32)$$

$$H_\phi^b = \sum_{i=1}^m C_i^b f_i^{Hb} [e^{-jh_i z} + e^{jh_i z} e^{-j2h_i d}] \quad . \quad (3.5-1)$$

Kadangi laukas turi būti tolydus, kai  $z=0$  – gausime:

$$(1 + R) f_0^{Ea} + \sum_{i=1}^n C_i^a f_i^{Ea} = \sum_{i=1}^m C_i^b f_i^{Eb} [1 - e^{-j2h_i d}] \quad , \quad (3.5-33)$$

$$(1 - R) f_0^{Ha} - \sum_{i=1}^n C_i^a f_i^{Ha} = \sum_{i=1}^m C_i^b f_i^{Hb} [1 + e^{-j2h_i d}] \quad , \quad (3.5-34)$$

Šios lygtys yra tarpinės funkcijos. Tam, kad jas paverstume į tiesinių lygčių sistemą, pasinaudosime bangolaidinių modų ortogonalumo savybe:



$$\int_{R_{min}}^{R_{max}} 2\pi r [\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_j] \cdot \mathbf{u}_z dr = 0, i \neq j. \quad (3.5-35)$$

Konkretus mūsų atvejis atitiks šią išraišką:

$$\int_{R_1}^{R_2} 2\pi r f_i^{Ea} f_j^{Ha} dr = 0, i \neq j, \quad (3.5-36)$$

$$\int_0^{R_2} 2\pi r f_i^{Eb} f_j^{Hb} dr = 0, i \neq j. \quad (3.5-37)$$

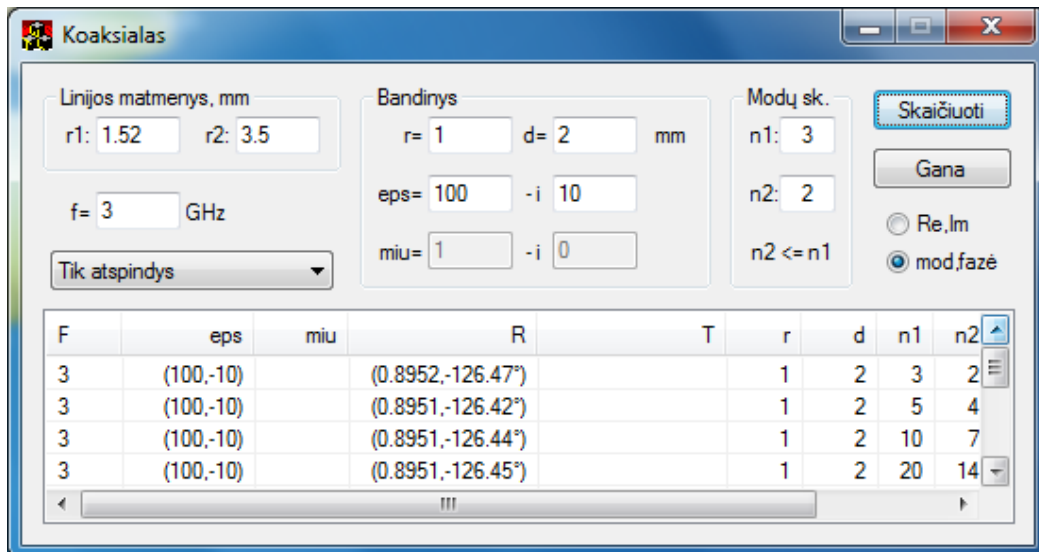
Jeigu (3.5-33) lygties abi pusės padauginume iš  $2\pi r f_i^{Hb}$ ,  $i = 1 \dots m$ , 0 (3.5-34) lygtį, atitinkamai iš  $2\pi r f_i^{Ea}$ ,  $i = 0 \dots n$  ir suintegruotume nuo  $R_1$  iki  $R_2$  – gautume  $n+m+1$  tiesinių lygčių sistemą su tokiu pat kiekiu nežinomų modų amplitudžių. Žinomi koeficientai yra sanklotos integralai :

$$\begin{aligned} I_{ij}^{ab} &= \int_{R_1}^{R_2} 2\pi r f_i^{Ea} f_j^{Hb} dr, \\ I_i^a &= \int_{R_1}^{R_2} 2\pi r f_i^{Ea} f_i^{Ha} dr, \\ I_j^b &= \int_{R_1}^{R_2} 2\pi r f_j^{Eb} f_j^{Hb} dr, \\ & i = 0 \dots n, j = 1 \dots m, \end{aligned} \quad (3.5-38)$$

kurie turi analizines išraiškas.

Sprendami tiesinių lygčių sistemą,  $R$  gauname iš modų amplitudžių. Norint gauti reikiamą skaičiavimų tikslumą, reikia pasirinkti  $n$  ir  $m$  modų skaičių.

Tam, kad skaičiavimo tikslumas viršytų matavimo tikslumą – įprastai pakanka keletu modų, kaip parodyta 3.5.3 pav. Lentelėje  $n_1$  atitinka  $n$ , o  $n_2 - m$ .

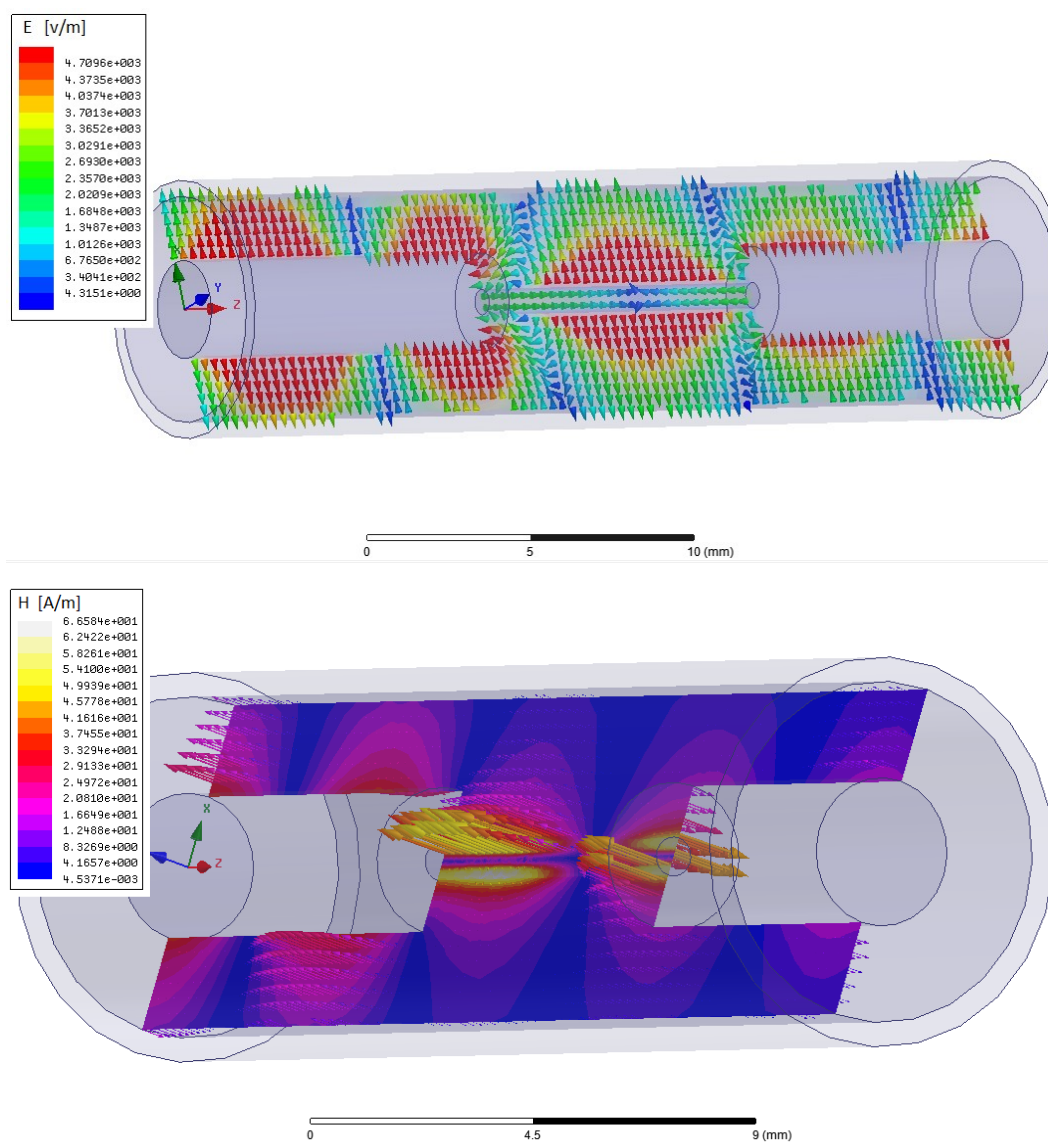


3.5.3 pav. Suskaičiuotų atspindžio koeficiento R verčių priklausomybė nuo modų skaičiaus  $n_1$  ir  $n_2$ .

Daugiamodis kondensatoriaus modelis patikrintas skaitmeniniais metodais, naudojantis HFSS programa. Modeliavimui buvo pasirinktas ilgas, siekiantis iki pusės bangos ilgio bandinys (tokiame ilgame bandinyje akivaizdžiai negalima taikyti TEM bangos artinio, kaip tai daroma dinamiame kondensatoriaus modelyje) ir didelė bandinio dielektrinė skvarba, kad laukas bandinyje būtų akivaizdžiai nevienalytis. Elektrinis ir magnetinis laukai tokioje MG pavaizduoti 3.5.4 pav. Kad būtų vaizdžiau, elektrinis laukas pavaizduotas vektorine forma, vienodo ilgio rodyklėmis. Rodyklių spalva priklauso nuo lauko stiprumo. Magnetinio lauko vektorių, ne tik spalva, bet ir ilgis priklauso nuo lauko stiprumo. Magnetinio lauko modulis pavaizduotas, nuspalvinant plokštumą skirtingomis spalvomis.

Matome, kad, kaip ir reikėjo tikėtis, elektrinis laukas bandinio viduje yra išilginis, o magnetinis laukas visoje MG yra skersinis. Tai vaizdžiai patvirtina prielaidų apie modų tipus teisingumą. Kaip matome iš 3.5.2 ir 3.5.4 pav. –

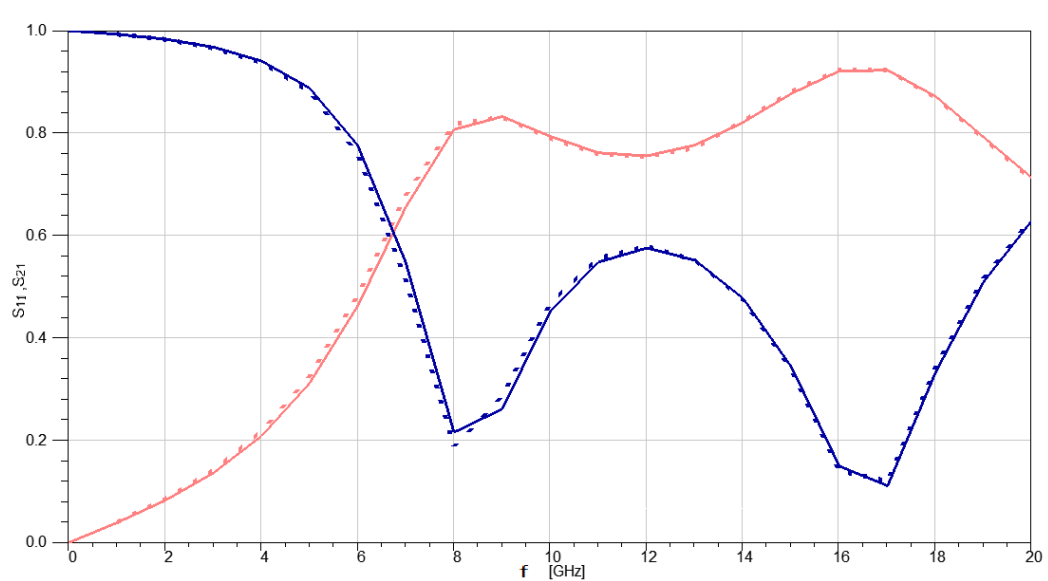
elektrinis ir magnetinis laukai z kryptimi kinta žymiai mažiau nei radialine – t,y, lauko kitimas z kryptimi (skirtingai nei radialine kryptimi) - nepriklauso nuo bandinio dielektrinės skvarbos.



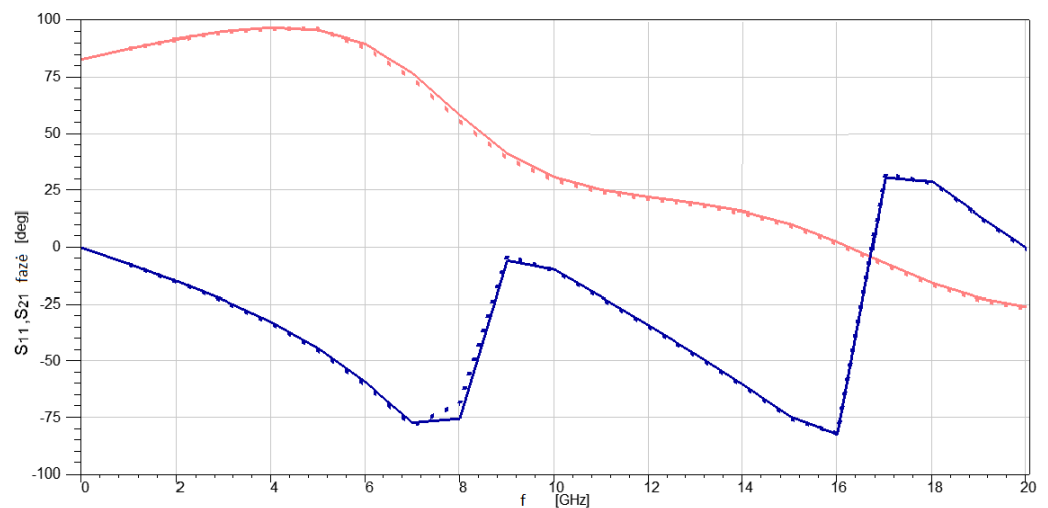
3.5.4 pav. Elektrinio ir magnetinio lauko pasiskirstymas MG , kai  $\epsilon' = 200$ ,  $\epsilon'' = 20$ ,  $f = 20$  GHz.

Atspindžio ir praėjimo koeficientų moduliai, suskaičiuoti HFSS programa ir naudojant daugiamodį kondensatoriaus matematinį modelį, pavaizduoti

3.5.5 pav. , kai  $R_s=0.4\text{mm}$ ,  $d=10\text{mm}$ ,  $\epsilon'=200$ ,  $\epsilon''=20$ . Skirtingais būdais suskaičiuotos atspindžio ir praėjimo koeficientų fazės pavaizduotos 3.5.6 pav.



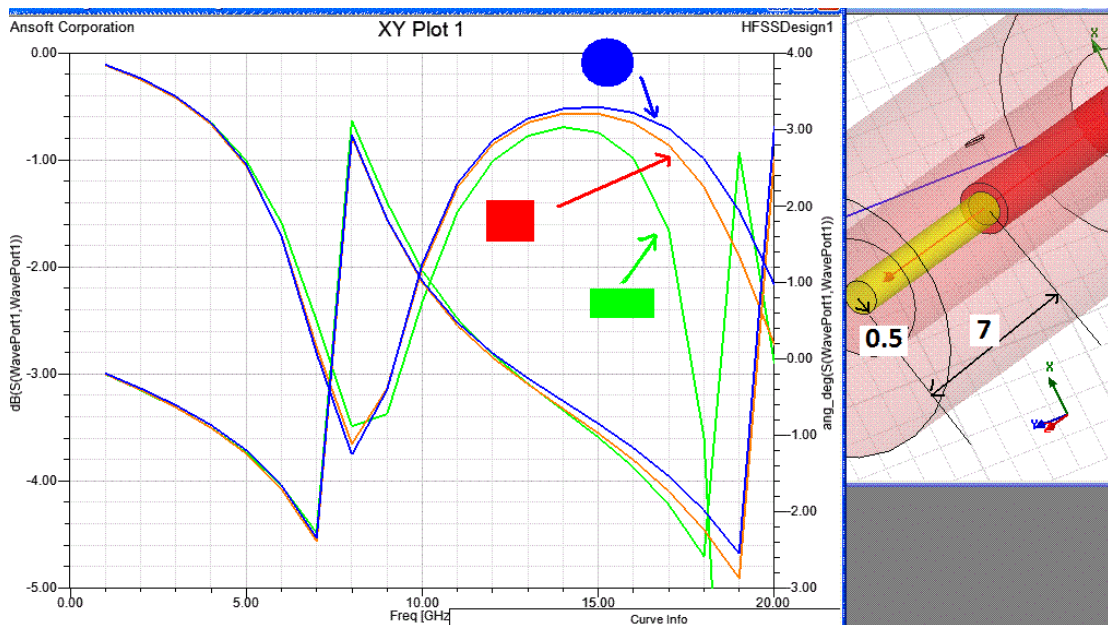
3.5.5 pav. Atspindžio (mėlynos linijos) ir praėjimo (raudonos linijos) koeficientų moduliai, suskaičiuoti HFSS programa (ištisinės linijos) ir naudojant daugiamodį kondensatoriaus matematinį modelį (taškinės linijos).



3.5.6 pav.. Atspindžio (mėlynos linijos) ir praėjimo (raudonos linijos) koeficientų fazės, suskaičiuotos HFSS programa (ištisinės linijos) ir naudojant daugiamodį kondensatoriaus matematinį modelį (taškinės linijos).

3.5.5 pav. ir 3.5.6 pav. Pateiktos kreivės demonstruoja puikų atitikimą tarp skirtingų skaičiavimo metodų. Kaip ir reikėjo tikėtis, programa naudojanti daugiamodį kondensatoriaus matematinį modelį, skaičiavo žymiai sparčiau nei HFSS. Suskaičiuoti S parametrus viename dažnyje su daugiamodžio kondensatoriaus modelio programa „Koaksialas“ užtrukdavo sekundės dalis, o HFSS - keletą minučių.

Daugiamodis kondensatoriaus modelis yra sukurtas cilindro formos bandiniui, todėl yra svarbu žinoti, kiek modelis yra tinkamas, vietoj apskritiminio skerspjūvio bandinių, naudojant stačiakampio skerspjūvio bandinius. Pastaruosius žymiai paprasčiau gaminti. Suprantama, kad sukurti naują matematinį modelį šiam atvejui būtų žymiai sunkiau, nes daliai MG negaliojūt ašinė simetrija. Taigi - naudosimės HFSS programa. Skaičiuosime apvalaus, kvadratinio ir stačiakampio strypelių atspindžio koeficientus, kai visų strypelių skerspjūvio plotas yra vienodas 3.5.7 pav.

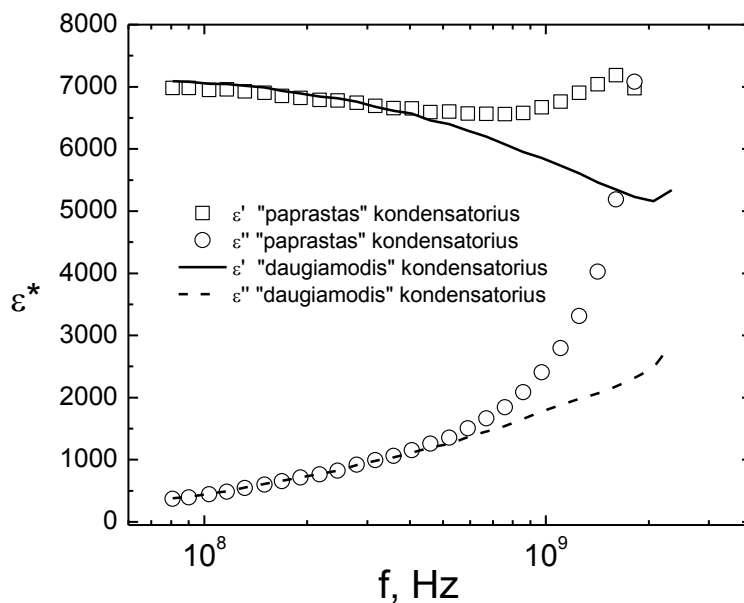


$$\epsilon' = 200 \quad \epsilon'' = 20$$

3.5.7 pav. Atspindžio koeficiento priklausomybė nuo dažnio, esant įvairioms bandinio formoms. Kreivės, į kurias nukreiptos rodyklės - atspindžio koeficiento modulis, apatinė kreivių šeima – fazė.

Galime teigti, kad cilindrinio daugiamodžio kondensatoriaus modelį dielektrinės skvarbos skaičiavimui, turint kvadratinio skerspjūvio bandinį, galima naudoti iki dažnių, dvigubai viršijančių pirmojo rezonanso dažnį. Atkreipsime dėmesį, kad  $S_{11}$  fazė aukštuose dažniuose pereina  $-180$ , o vėliau ir  $0$  laipsnių ribą, todėl sprendžiant atvirkštinį uždavinį, gausime nevienareikšmius dielektrinės skvarbos sprendinius.

3.5.8 pav. pavaizduotas praktinis daugiamodžio kondensatoriaus modelio taikymas, matuojant feroelektrinių relaksorių dielektrines savybes. Palyginimui pateiktos dielektrinės skvarbos vertės, kurios yra gautos naudojant plokščiojo kondensatoriaus modelį.



3.5.8 pav.  $0.86\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-0.14\text{PbTiO}_3$  relaksoriaus dielektrinės skvarbos priklausomybė nuo dažnio, gauta taikant plokščiojo kondensatoriaus formulę (taškai) ir daugiamodį kondensatoriaus modelį (plonos linijos).

Bandinyje, ten kur yra minimalus elektrinis laukas, stebime labai stiprų magnetinį lauką (3.5.4 pav.). Šis laukas yra žymiai stipresnis už lauką, esantį TEM bangos sklidimo atkarpoje, vadinasi MG su bandiniu, kuriame yra netolygus elektrinis laukas, S parametrai turėtų stipriai priklausyti nuo

bandinio magnetinės skvarbos. Tuo įsitikinti galime pažvelgę į lentelę, kurioje įrašyti 3.5.4 pav. pavaizduotos MG S parametrai, kai magnetinė skvarba  $\mu' = 1$  ir  $\mu' = 1.5$ . Matome, kad nežymus absoliutus magnetinės skvarbos padidėjimas, aukštuose dažniuose sukelia ženklų sklaidos parametrų pokytį. Tai reiškia, kad matuodami dielektrinę skvarbą, esant netolygiam radialiniam elektrinio lauko pasiskirstymui bandinyje, nesvarbu, kokį matematinį modelį naudotume, - turime atsižvelgti į galimą, nors ir nedidelę, bandinio magnetinę skvarbą. Ši aplinkybė yra aktuali atliekant, pavyzdžiui, multiferoikų ar kompozitinių medžiagų, kurių sudėtyje yra feromagnetikų, dielektrinės svarbos matavimus. Šioms medžiagoms įprastai būdinga nedidelė magnetinė skvarba (vienetai) ir didelė dielektrinė skvarba (šimtai, ar net tūkstančiai).

Dažnis, GHz	S <sub>11</sub>				S <sub>21</sub>			
	Modulis		Fazė		Modulis		Fazė	
	$\mu' = 1$	$\mu' = 1.5$	$\mu' = 1$	$\mu' = 1.5$	$\mu' = 1$	$\mu' = 1.5$	$\mu' = 1$	$\mu' = 1.5$
2	0.9829	0.9828	-15.04	-15.06	0.0855	0.0860	91.20	91.15
4	0.9383	0.9360	-33.14	-33.43	0.2159	0.2204	95.70	95.85
8	0.1921	0.1625	-69.94	-44.13	0.8168	0.8256	55.66	49.31
12	0.5790	0.5952	-34.77	-38.6	0.7552	0.7452	21.08	16.42

3.5.1 lentelė. 3.5.4 pav. pavaizduotos MG sklaidos parametrų priklausomybė nuo dažnio ir magnetinės skvarbos. Suskaičiuota, naudojant daugiamodį kondensatoriaus modelį.

Didesnės už vienetą magnetinės skvarbos buvimas bandinyje, kai dažniai aukšti, apsunkina dielektrinės skvarbos matavimus atspindžio būdu. Vienu metu, matuojant atspindžio ir praėjimo koeficientus, galime išmatuoti tiek dielektrinę skvarbą, tiek daug kartų už ją mažesnę magnetinę skvarbą. Skirtingai, nei pilnai užpildytos linijos metodas (1.2 pav. b)), kai MG banginė varža vienodai priklauso tiek nuo magnetinės, tiek ir nuo dielektrinės skvarbos

ir yra proporcinga  $1/(\sqrt{\epsilon}\sqrt{\mu})$  – nuosekliai įjungto kondensatoriaus metodas bus žymiai jautresnis matuojant mažas magnetines skvarbas. Suprantama, tai galioja, tik esant netolygiam elektriniam laukui kondensatoriaus pavidalo bandinyje.

Apibendrinant, pažymėsime, kad daugiamodžio kondensatoriaus matematinis modelis yra tikslus ir lyginant su skaitmeniniais metodais, reikalaujantis mažai kompiuterinių resursų. Naudojant šį modelį, įmanoma matuoti mažą magnetinę skvarbą, kai dielektrinė skvarba didelė. Matuojant tik dielektrinę skvarbą, esant netolygiam lauko pasiskirstymui bandinyje, turime atsižvelgti į galimą, nors ir nedidelę, bandinio magnetinę skvarbą.



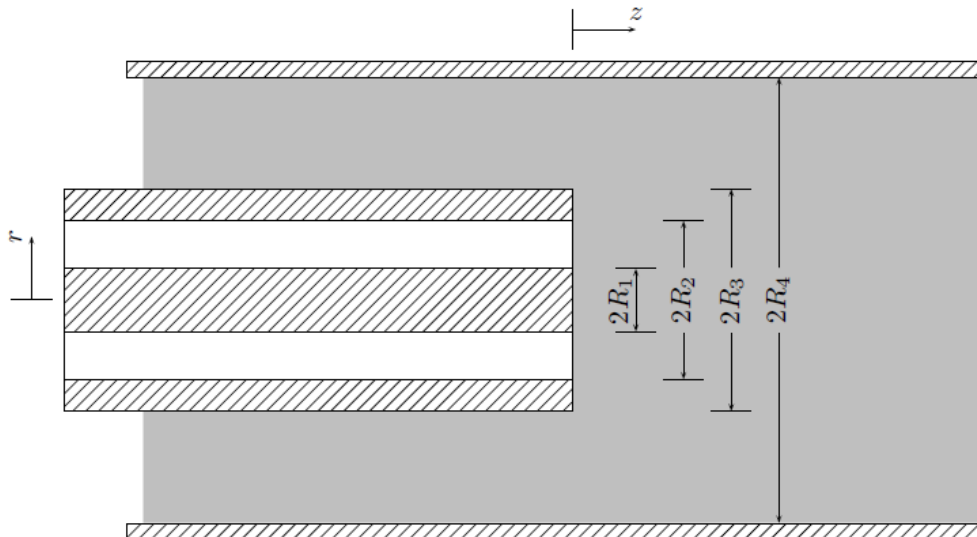
### 3.6. Atviro galo koaksialinės linijos metodas

MG grandinė, atitinkanti šį metodą yra labai paprasta - tai atvira koaksialinio kabelio atkarpa, patalpinta į dielektrinę aplinką, arba atviras koaksialinės linijos galas su dideliu flanšu, priglaustas prie dielektriko. Tiriant dielektrinę skvarbą, matuojamas atspindžio koeficientas. Kadangi MG sudaro koaksialinė linija, matuoti galima labai plačiame dažnių diapazone. Įprastai plačiajuosčiai grandinių analizatoriai yra su koaksialiniais išvadais, todėl matuojant šiuo metodu nereikia perėjimo elementų į skirtingus linijų tipus. Atspindžio koeficiento priklausomybė nuo dažnio nėra rezonansinio pobūdžio, todėl ieškant dielektrinės skvarbos gausime vienareikšmius sprendinius. Tariaama, kad už koaksialinės linijos galo yra laisva erdvė su tiriamo dielektriko parametrais, todėl galima neatsižvelgti į bandinio matmenis. Visos šios savybės atviro galo koaksialinės linijos (AGKL) metodą daro labai patrauklų, jį taikant plačiajuostės dielektrinės spektroskopijos srityje.

Pagrindinis šio metodo trūkumas – sudėtingas matematinis modelis. Sutelktų parametrų ekvivalentinės schemos modeliai neužtikrina pakankamo tikslumo, esant aukštiesiems dažniams, o skaitmeniniai - reikalauja daug skaičiavimo laiko. Skaičiavimo laiko klausimas yra ypač aktualus tyrinėjant ne tik dažninę, bet ir temperatūrinę dielektrinės skvarbos priklausomybę, kai gaunami dideli duomenų masyvai.

Gaunamos tyrimams medžiagos, dažniausiai būna nedidelių matmenų - apie 10mm ir mažesnės. Jeigu AGKL matuotume tokius bandinius - ne visada galime taikyti atviros erdvės artinį. Jei naudotumėmės šiuo artiniu, AGKL iš esmės yra antena, spinduliuojanti į atvirą erdvę, todėl tektų spręsti anteninį uždavinį. Taigi, būtų naudingas matematinis modelis, įskaitantis ribotus bandinio matmenis. Ribotų matmenų sistemą galime traktuoti, kaip perdavimo liniją. Spręsti perdavimo linijų elektrodinaminius uždavinius yra lengviau nei anteninių sistemų uždavinius. Atsižvelgus į minėtas aplinkybes, buvo kuriamas

matematinis modelis sistemai, sudarytai iš koaksialinės linijos ir cilindrinio, dielektriku užpildyto bangolaidžio (3.6.1 pav.)



3.6.1 pav. AGKL MG schema.

Suprantama, kad kaip ir kondensatoriaus koaksialinėje linijoje atveju, AGKL uždavinys gali būti išspręstas, pavyzdžiui, baigtinių skirtumų metodu. Tokia MG taip pat yra ašinės simetrijos, todėl skaičiavimų tūrinis elementas būtų plonas, stačiakampio skerspjūvio žiedas. Taigi, atsižvelgus į simetriją uždavinys būtų dvimatis. Nors šį metodą sąlyginai paprasta įgyvendinti, jis reikalauja daug kompiuterio resursų. Kadangi ieškant dielektrinės skvarbos reiks spręsti atvirkštinių uždavinių iteracijų metodu, skaičiavimų efektyvumas yra labai svarbus, todėl ieškosime, nors ir sudėtingesnio, bet efektyvesnio analitinio metodo.

Matematinis modelis buvo kuriamas remiantis ta pačia daugelio modų koncepcija, kaip ir kuriant daugiamodį kondensatoriaus modelį. MG galime suskirstyti į tris dalis:

- a) Prijungta prie matavimo prietaiso koaksialinė linija (zondas). Tariama, kad vidinės koaksialinės linijos skersmuo  $R_2$  pakankamai mažas, todėl šia linijos dalimi sklinda tik TEM banga.

- b) Cilindrinis dielektrinis bangolaidis su laidžiu cilindrinio paviršiumi. Erdvė prieš koaksialines linijas yra dielektriku užpildytas cilindrinis bangolaidis, kuriame gali sklisti TH tipo bangos.
- c) Kita koaksialinė linija, kurią sudaro a) linijos išorinis laidininkas ir cilindras su dielektriku. Šiuo koaksialiniu bangolaidžiu, kadangi cilindro skersmuo gali būti didelis, jau gali sklisti ne tik TEM, bet ir TH tipo bangos.

Atspindžio koeficientas  $R$ - skaičiuojamas atsižvelgiant į bangų sklaidą nuo a) linijos galo į sritis b) ir c). Šiame modelyje neįskaitomi atspindžiai nuo tolimųjų bangolaidžių galų. Tariaama, kad prie galų yra prijungtos suderintos apkrovos, arba nuostoliai bangolaidžiuose yra pakankamai dideli, kad būtų galima neįskaityti atspindėtos nuo galų, bangų amplitudžių.

### Koaksialinės linijos sritis a)

Pagrindinė TEM moda šioje srityje turi tik dvi nelygias nuliui komponentes:

$$E_r = C \frac{1}{r} e^{-jhz}, \quad (3.6-1)$$

$$H_\phi = C \sqrt{\frac{\epsilon_p \epsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{r} e^{-jhz}, \quad (3.6-2)$$

Kur:  $h = k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega \sqrt{\epsilon_p \epsilon_0 \mu_0}$ ,  $\epsilon_p$  – koaksialinės linijos izoliatoriaus dielektrinė skvarba. Nors čia sklinda tik pagrindinė TEM moda, netolygumų vietose gali būti generuojami kiti bangų tipai, kuriuos reiks įskaityti. Dėl ašinės simetrijos galimos tik skersinio magnetinio lauko TM modos. Iš Maksvelo lygčių galime parašyti lygtį su  $E_z$  komponente:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + g^2 \right) E_z = 0 \quad , \quad (3.6-3)$$

kur:  $g^2 = k^2 - h^2$ ,  $h$ - sklidimo konstanta. Sprendinys :

$$E_z = \frac{g}{h} [C J_0(gr) + D N_0(gr)] e^{-jhz} \quad . \quad (3.6-4)$$

Skersiniai laukai:

$$E_r = -\frac{1}{g^2} \left[ h \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] = [C J_1(gr) + D N_1(gr)] e^{-jhz} \quad , \quad (3.6-5)$$

$$H_\phi = -\frac{1}{g^2} \left[ j\omega \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] = \frac{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon}{h} [C J_1(gr) + D N_1(gr)] e^{-jhz} \quad . (3.6-6)$$

Vienu metu turi būti tenkinamos abi kraštinės sąlygos  $E_z(r=R_1)$  ir  $E_z(r=R_2)$ :

$$C J_0(gR_1) + D N_0(gR_1) = 0 \quad , \quad (3.6-7)$$

$$C J_0(gR_2) + D N_0(gR_2) = 0 \quad . \quad (3.6-8)$$

Tai įmanoma tik tam tikroms  $g_i$  ( $i=1, 2, \dots, \infty$ ) vertėms , kurios yra šios lygties sprendiniai:

$$J_0(gR_1)N_0(gR_2) - J_0(gR_2)N_0(gR_1) = 0 \quad . \quad (3.6-9)$$

Indeksas  $i$  yra modos numeris, o atitinkamos modų amplitudės  $C_i$  ir  $D_i$  yra susietos sąryšiu :

$$D_i = -C_i \frac{J_0(gR_2)}{N_0(gR_2)} \quad (3.6-10)$$

Taigi kiekvieną modą galima apibūdinti amplitude  $C_i^a$  ir sklaidimo konstanta  $h_i = \sqrt{k^2 - g_i^2}$ . Indeksus  $i$  priskirsime didėjimo tvarka pagal  $|g_i|$  didėjimą. Nulinį indeksą  $i=0$  ( $h_0=k$ ) priskirsime TEM modai.

### Užpildyto apvalaus bangolaidžio sritis b)

Laukų lygtys yra panašios TM modų lygtis koaksialinėje linijoje, tik nėra narių su Noimano funkcijomis, kadangi jie diverguoja, kai  $r=0$ , o  $E_z|_{r=0}$  turi būti baigtinė:

$$E_z = \frac{g}{h} C J_0(gr) e^{-jhz} \quad (3.6-11)$$

$$E_r = C J_1(gr) e^{-jhz} \quad (3.6-12)$$

$$H_\phi = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon}{h} C J_1(gr) e^{-jhz} \quad (3.6-13)$$

Vėlgi, dėl simetrijos, gali egzistuoti tik ašinės simetrijos TM modos, kurios turi tenkinti šias kraštines sąlygas:

$$E_z|_{r=R_4} = 0 \quad (3.6-14)$$

Iš čia:

$$J_0(gR_4) = 0 \quad (3.6-15)$$

Šios lygties sprendinys bus rinkinys atskirų  $h_i$ ,  $g_i$  verčių, priskiriamų,  $i$  indeksu žymimai, TM modai.  $i$ -toji moda yra visiškai apibrėžiama su  $h_i$  ir  $C_i^b$

### Koaksialinės linijos sritis c)

Sritis c) aprašoma taip pat, kaip ir sritis a), tik formulėse reikia padaryti šiuos pakeitimus:  $R_1 \rightarrow R_3$ ,  $R_2 \rightarrow R_4$ ,  $\epsilon_b \rightarrow \epsilon^*$ .

### Modų derinimas

Atspindžio koeficientas  $R$ , kurį bandome suskaičiuoti, yra sklindančių koaksialine linija atspindėtos ir krintančios TEM modų amplitudžių santykis. Šios amplitudės gali būti gautos sprendžiant bendrą visų modų amplitudžių, dalyvaujančių sklaidos procese, radimo uždavinį. Kadangi galime apibrėžti elektromagnetinį lauką, apibrėždami modas - modų amplitudės gali būti apskaičiuojamos remiantis lauko tolygumo sąlyga:

$$E_r^a|_{z=0} = E_r^b|_{z=0}, \quad (6-16)$$

$$H_\phi^a|_{z=0} = H_\phi^b|_{z=0}, \quad (3.6-17)$$

$$E_r^c|_{z=0} = E_r^b|_{z=0}, \quad (3.6-18)$$

$$H_\phi^c|_{z=0} = H_\phi^b|_{z=0}, \quad (3.6-19)$$

Kur  $z=0$  yra riba tarp a), b) ir c) sričių, kurią pasirinkome, kaip fazės atskaitos plokštumą.

Tariant, kad krintančios TEM bangos amplitudė a) srityje yra lygi 1 - išreiškime laukus modų amplitudėmis:

$$E_r^a = (1 + R)f_0^{Ea} + \sum_{i=1}^{n_a} C_i^a f_i^{Ea}, \quad (3.6-20)$$

$$H_\phi^a = (1 - R)f_0^{Ha} - \sum_{i=1}^{n_a} C_i^a f_i^{Ha}, \quad (3.6-21)$$

kur,  $f_i^{Ea}, f_i^{Ha}$  yra sutrumpinimai, kurie lygūs

$$f_0^{Ea} = \frac{1}{r}, f_1^{Ea} = J_1(g_1 r) - N_1(g_1 r) \frac{J_0(g_1 R_2)}{N_0(g_1 R_2)} \text{ ir t.t.}$$

Srityje b), kiekviena moda sklinda į dešinę pusę (3.6.1 pav.), o  $z$  yra teigiamas skaičius, taigi :

$$E_r^b = \sum_{i=1}^{n_b} f_i^{Eb} C_i^b, \quad (3.6-22)$$

$$H_\phi^b = \sum_{i=1}^{n_b} f_i^{Hb} C_i^b. \quad (3.6-23)$$

Srityje c), kiekviena moda sklinda į kairę pusę (3.6.1 pav.), o  $z$  yra neigiamas skaičius, taigi:

$$E_r^c = \sum_{i=0}^{n_c} C_i^c f_i^{Ec}, \quad (3.6-24)$$

$$H_\phi^c = - \sum_{i=0}^{n_c} C_i^c f_i^{Hc}. \quad (3.6-25)$$

Kadangi laukas turi būti tolydus, kai  $z=0$  – gausime:

$$(1 + R)f_0^{Ea} + \sum_{i=1}^{n_a} C_i^a f_i^{Ea} + \sum_{i=0}^{n_c} C_i^c f_i^{Ec} = \sum_{i=1}^{n_b} C_i^b f_i^{Eb} \quad , \quad (3.6-26)$$

$$(1 - R)f_0^{Ha} - \sum_{i=1}^{n_a} C_i^a f_i^{Ha} - \sum_{i=0}^{n_c} C_i^c f_i^{Hc} = \sum_{i=1}^{n_b} C_i^b f_i^{Hb} \quad . \quad (3.6-27)$$

Atkreipsime dėmesį, kad kairėje MG pusėje esančios sritys a) ir c) yra apibrėžtos, esant skirtingiems spinduliams  $r : R_1 \leq r \leq R_2$  - srityje a) ir  $R_3 \leq r \leq R_4$  - srityje c).

Lygtys (3.6-26) ir 2(3.6-27) yra tarpinės funkcijos. Tam, kad jas paverstume į tiesinių lygčių sistemą, pasinaudosime bangolaidinių modų ortogonalumo savybe:

$$\int_{R_{min}}^{R_{max}} 2\pi r [\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_j] \cdot \mathbf{u}_z dr = 0, i \neq j. \quad (3.6-28)$$

Konkretus mūsų atvejis atitiks šią išraišką:

$$\int_{R_1}^{R_2} 2\pi r f_i^{Ea} f_j^{Ha} dr = 0, i \neq j, \quad (3.6-29)$$

$$\int_0^{R_4} 2\pi r f_i^{Eb} f_j^{Hb} dr = 0, i \neq j \quad , \quad (3.6-30)$$

$$\int_{R_3}^{R_4} 2\pi r f_i^{Ec} f_j^{Hc} dr = 0, i \neq j \quad , \quad (3.6-31)$$

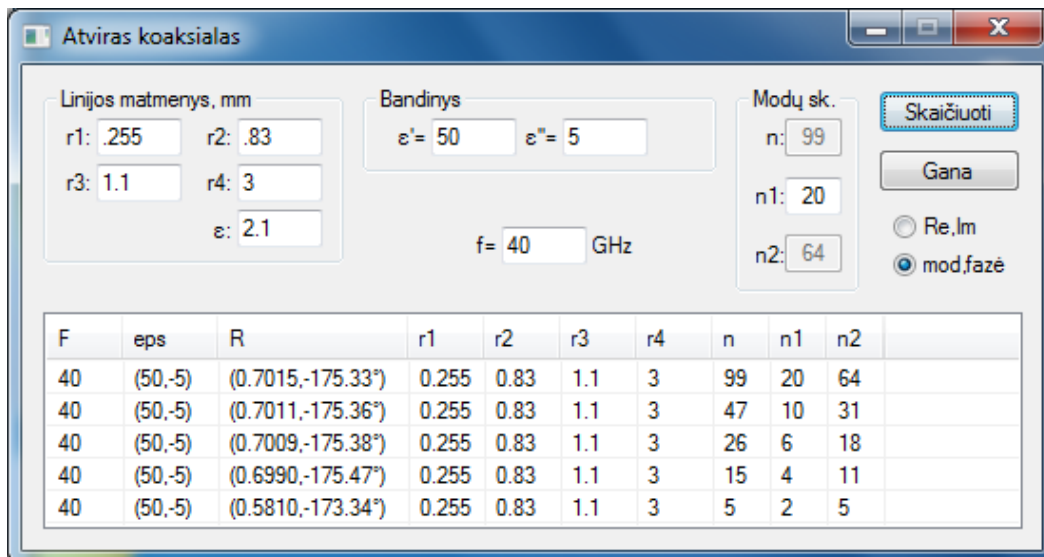


Jeigu (3.6-26) lygties abi puses padaugintume iš  $2\pi r f_i^{Hb}$ ,  $i = 1 \dots n_b$  ir suintegruotume nuo  $r=0$  iki  $R_2$ , o (3.6-27) lygtį padaugintume, atitinkamai iš  $2\pi r f_i^{Ea}$ ,  $i = 0 \dots n_a$  ir suintegruotume nuo  $R_1$  iki  $R_2$  ir dar kartą padaugintume iš  $2\pi r f_i^{Ec}$ ,  $i = 0 \dots n_c$  ir suintegruotume nuo  $R_3$  iki  $R_4$  – gautume  $n_a + n_b + n_c + 2$  tiesinių lygčių sistemą su tokiu pat kiekiu nežinomų modų amplitudžių. Žinomi koeficientai yra sanklotos integralai :

$$\begin{aligned}
 I_{ij}^{ab} &= \int_{R_1}^{R_2} 2\pi r f_i^{Ea} f_j^{Hb} dr, \\
 I_{kj}^{cb} &= \int_{R_3}^{R_4} 2\pi r f_k^{Ec} f_j^{Hb} dr, \\
 I_i^a &= \int_{R_1}^{R_2} 2\pi r f_i^{Ea} f_i^{Ha} dr, \\
 I_j^b &= \int_0^{R_4} 2\pi r f_j^{Eb} f_j^{Hb} dr, \\
 I_k^c &= \int_{R_3}^{R_4} 2\pi r f_k^{Ec} f_k^{Hc} dr, \\
 i &= 0 \dots n_a, j = 1 \dots n_b, k = 0 \dots n_c,
 \end{aligned} \tag{3.6-32}$$

kurie turi analizines išraiškas. Spręsdami tiesinių lygčių sistemą -  $R$  gauname iš modų amplitudžių.

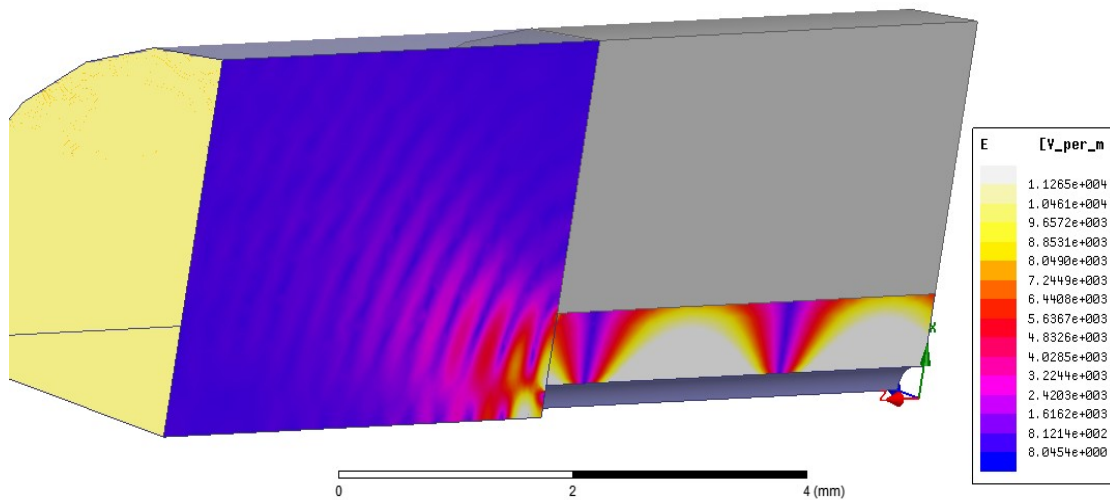
AGKL modelio pagrindu buvo parašyta programa, skaičiuojanti atspindžio koeficientą [7]. Norint gauti reikiamą skaičiavimų tikslumą, reikia pasirinkti  $n_a$ ,  $n_b$  ir  $n_c$  modų skaičių. Tam, kad skaičiavimo tikslumas viršytų matavimo tikslumą – įprastai pakanka keletu modų, kaip parodyta 3.6.2 pav. Lentelėje n atitinka  $n_a$ , n1 atitinka  $n_b$ , o n2 -  $n_c$ .



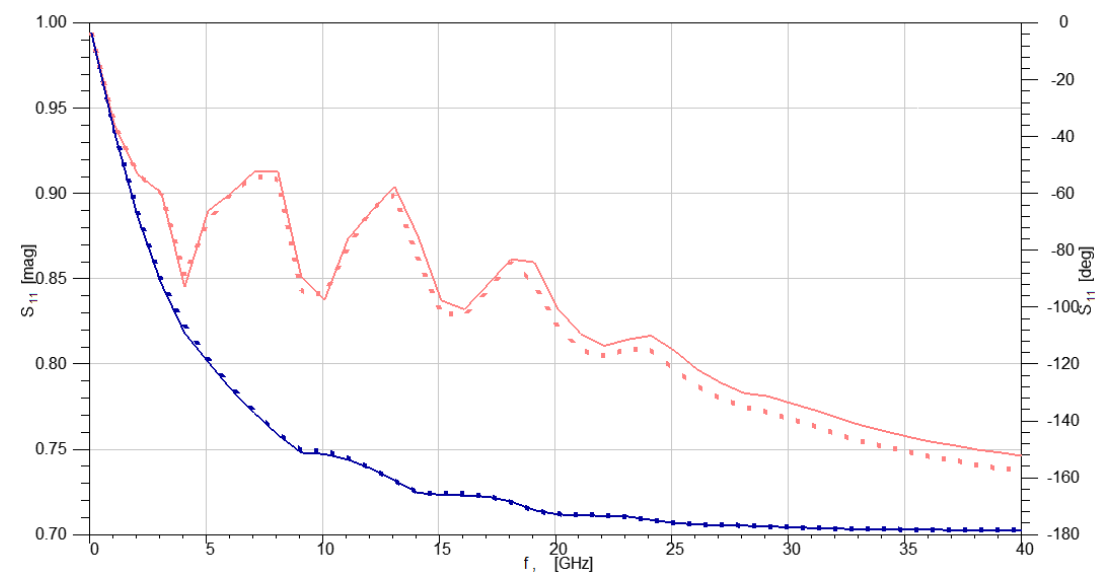
3.6.2 pav. Suskaičiuotų atspindžio koeficiento R verčių priklausomybė nuo modų skaičiaus n, n1 ir n2.

Jeigu medžiagoje nuostoliai dideli ir bangolaidis pakankamai didelis - MG tampa panaši į atvirą kabelį dielektrike. Tokią sistemą patogu taikyti skysčių matavimams. Jei  $R_3=R_4$  (3.6.3 pav.) sistema tampa panaši į atvejį, pavaizduotą 1.3.1 pav. a) – t.y. į koaksialinės linijos galą laidžioje plokštumoje. Kai  $R_3$  ir jam lygus  $R_4$  - nedidelis, galima matuoti kietus, metalizuotus cilindrinis bandinius, o pagamins antgali koaksialinei linijai, patogu matuoti nedidelius skysčių kiekius.

AGKL matematinis modelis buvo patikrintas naudojant HFSS programą. Buvo pasirinkti šie MG parametrai:  $R_1=0.255$  mm,  $R_2=0.83$  mm,  $R_3=R_4=3$  mm, kabelio dielektriko dielektrinė skvarba - 2.1, bandinio dielektrinė skvarba -  $\epsilon'=100$ ;  $\epsilon''=10$  (3.6.3 pav.). Šie matmenys yra tokie pat, kaip Agilent matavimo zondo, skirto skysčių dielektrinės skvarbos matavimams. Matome puikų atitikimą tarp dviejų skirtingų matavimo metodikų (3.6.4 pav.).



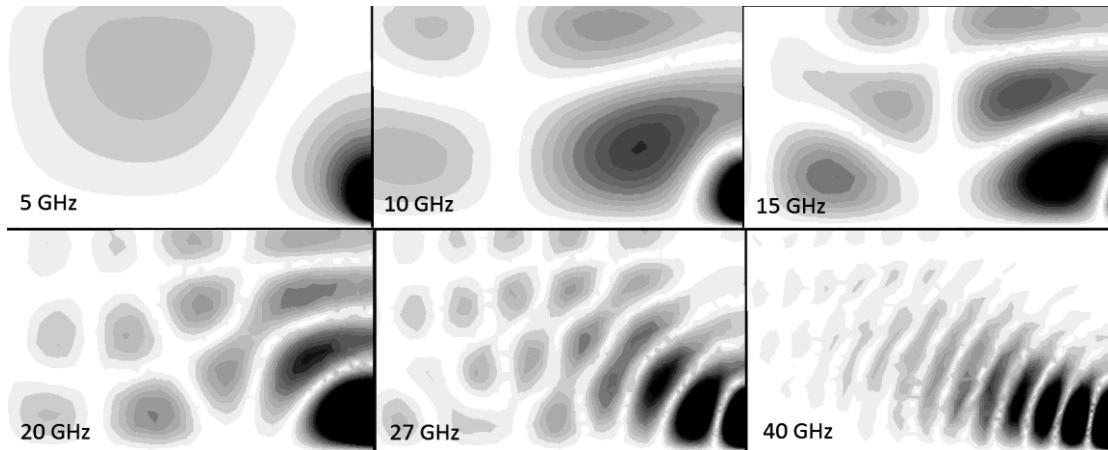
3.6.3 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas bandinyje ir AGKL ( $R_3=R_4$ ), kai dažnis 40 GHz. Pavaizduota tik ketvirtis MG.



3.6.4 pav. AGKL, pavaizduotos 3.6.3 pav. atspindžio koeficiento modulio (raudonos linijos) ir fazės (mėlynos linijos) priklausomybė nuo dažnio. Tariama, kad bandinio ilgis begalinis. Ištisinės kreivės suskaičiuotos HFSS programa, taškinės kreivės - naudojant daugiamodį AGKL modelį.

Minimumus atspindžio koeficiento modulio dažninėje charakteristikoje, kai dažniai, apytiksliai, 5, 10,15,20,27 GHz, reiktų sieti su vis aukštesnių modų tipų žadinimusi bandinyje (3.6.5 pav). Virš 30 GHz  $|S_{11}|$  kreivė tampa tolydi,

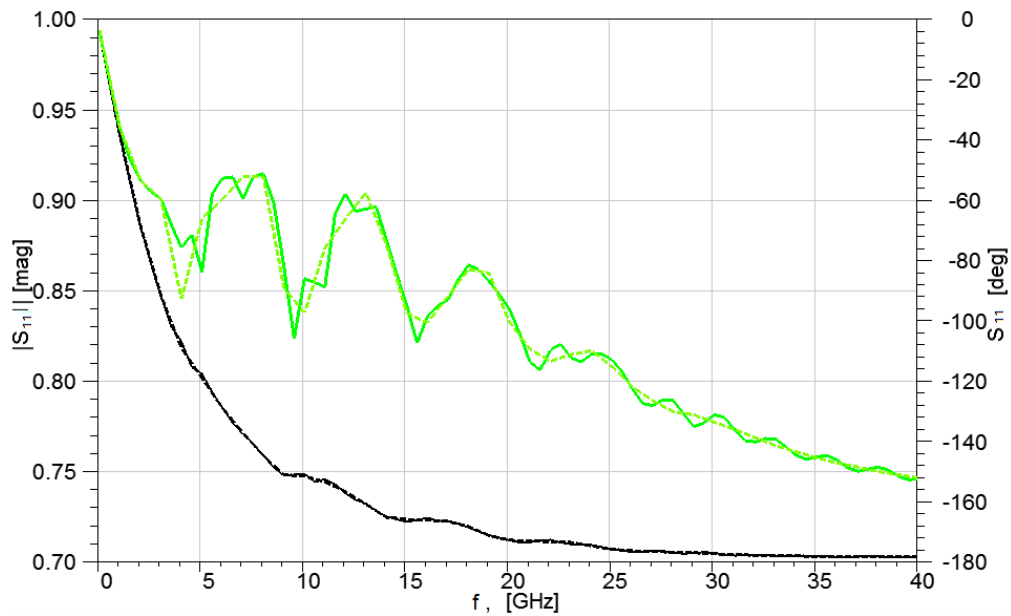
kadangi banga nuslopsta anksčiau, nei pasiekia išorinio cilindro vidinį paviršių. Jei banga nepasiekia bangolaidžio sienelių - įprastinės, diskretinės, bangolaidžiams būdingos modos bangolaidžio tūryje nesiformuoja ir banga tampa panaši į laisvoje erdvėje sklindančią bangą.



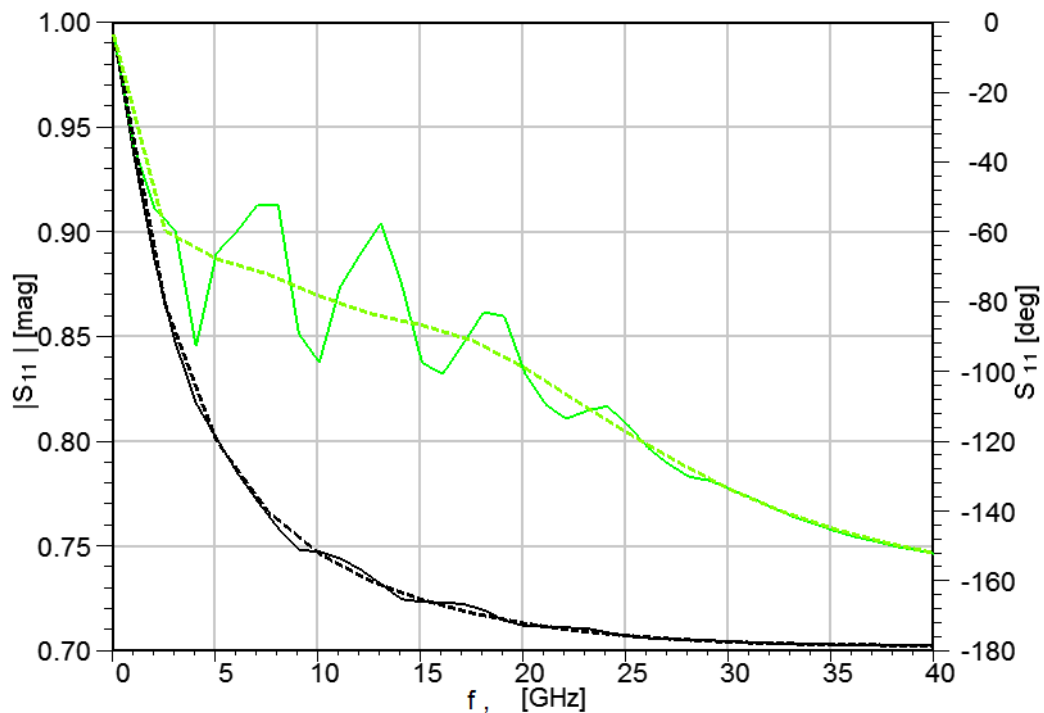
3.6.5 pav. Magnetinio lauko pasiskirstymas bandinyje, esant įvairiems dažniams. Pavaizduota tik pusė bandinio plokštumos. MG tokia pat , kaip ir pavaizduota 3.6.3 pav.

3.6.4 pav. pavaizduota atspindžio koeficiento priklausomybė suskaičiuota, kai bandinys yra begalinio ilgio. Būtų aktualu žinoti, ar galime taikyti turimą matematinį modelį tada, kai bandinys yra trumpas, pavyzdžiui 4 mm ilgio. Principinių problemų patobulinti daugiamodį modelį, kad būtų įskaitomas atspindys nuo bandinio galo - nėra, tačiau galbūt tai bus padaryta vėliau.

Pagal dažnines charakteristikas 3.6.6 pav. - matome, kad vyksta nežymi interferencija tarp atspindėtos nuo bandinio galo ir krintančios bangos. Taigi, esant 4mm ilgio bandiniui, kai bandinio dielektrinė skvarba -  $\epsilon' = 100$ ;  $\epsilon'' = 10$  -  $S_{11}$  iškraipomas nežymiai. Šiuos bangelių formas iškraipymus galima papildomai sumažinti, panaudojus kreivių netolygumų filtravimą. Ši filtravimo funkcija yra įmontuota į Agilent grandinių analizatorių [8].

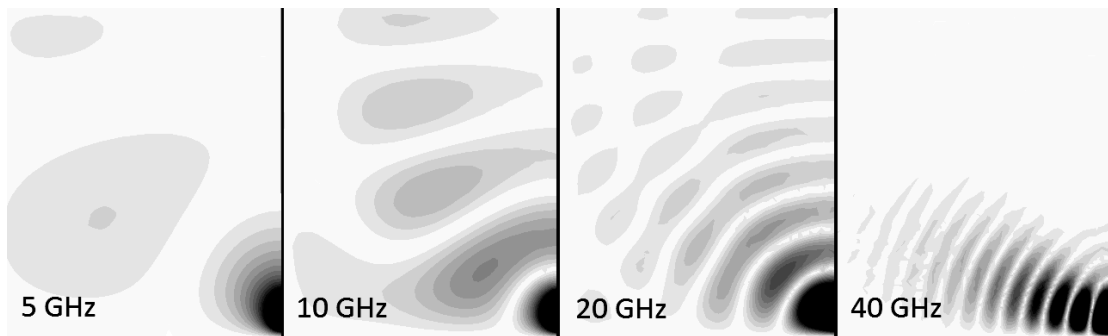


3.6.6 pav. AGKL, pavaizduotos 3.6.3 pav. atspindžio koeficiento modulio (šviesios linijos) ir fazės (tamsios linijos) priklausomybė nuo dažnio. Ištinės kreivės - atvejis, kai bandinio gale yra laidų plokštuma. Brūkšninės kreivės - atvejis, kai bandinio ilgis begalinis. Kreivės suskaičiuotos HFSS programa.



3.6.7 pav. AGKL atspindžio koeficiento modulio (šviesios linijos) ir fazės (tamsios linijos) priklausomybė nuo dažnio. Ištinės kreivės - kai bandinio spindulys  $R_4$  yra 3 mm brūkšninės kreivės - kai  $R_4$  yra 6 mm. Kreivės suskaičiuotos HFSS programa.

Esant mažam bandinio skerspjūviui, atspindžio koeficiento dažninė priklausomybė nėra tolygi. Padidinus nagrinėjamo pavyzdžio bandinio diametrą nuo 3 mm iki 6 mm – ekstremumai  $S_{11}$  dažninėje charakteristikoje išnyksta (3.6.7 pav.). Jei pažiūrėsime į magnetinio lauko struktūrą 3.6.8 pav. – pamatysime, kad bandinyje neliko taip stipriai išreikštų bangolaidinių modų, kaip 3.6.5 pav.



3.6.8 pav. Magnetinio lauko pasiskirstymas bandinyje, esant įvairiems dažniams. Pavaizduota tik pusė bandinio plokštumos. MG tokia pat, kaip ir pavaizduota 3.6.3 pav., bet bandinio spindulys dvigubai didesnis -  $R_4=6$  mm.

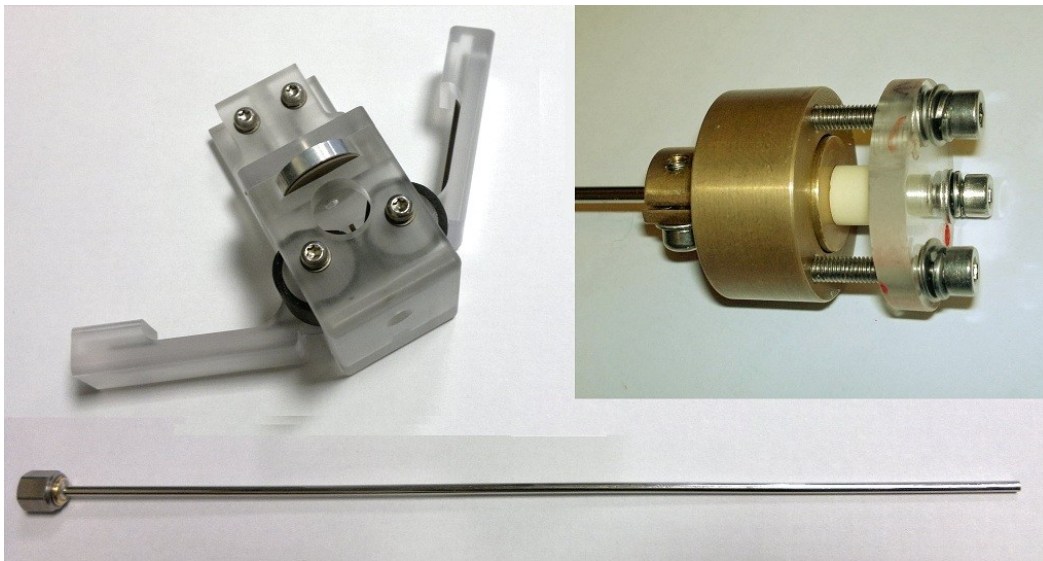
Esant netolygiai  $S_{11}$  dažninei charakteristikai, sprendžiant dielektrinės skvarbos radimo uždavinį, galimi nevienareikšmiai sprendiniai. Sprendiniai įprastai ieškomi iteracijų būdu, iš anksto pasirinkus tikimiausią vertę. Iš 3.6.7 pav. matyti, kad atspindžio koeficiento kreivės, kai bandinys siauras - svyruoja apie plataus bandinio  $S_{11}$  kreives. Jeigu koku nors būdu, kad ir panaudoję grandinių analizatoriaus glotninimo funkciją, suglotnintume  $S_{11}$  kreives (3.6.7 pav. išsitiesinę linijas) - glotnintos kreivės būtų labai panašios į plataus bandinio atitinkamas kreives. Taigi, skaičiuodami dielektrinę skvarbą, vietoj tikrosios  $S_{11}$  vertės panaudoję glotnintos kreivės  $S_{11}$  vertę ir vietoj tikrojo  $R_4$  – didesnį spindulį - gautume dielektrinės skvarbos vertę, kuri bus artima tikrajai vertei. Jei rezultato tikslumas netenkina - galime pakartoti skaičiavimus naudodami tikrąsias  $R_4$  ir  $S_{11}$  vertes, o anksčiau gautą dielektrinės skvarbos

vertę –naudoti, kaip tikimiausią, iteraciniuose skaičiavimuose. Taip pagreitintume tinkamų sprendinių paieškos procesą.

### Kalibravimas

AGKL neturi vienas į kitą sulendančių spyruoklinių kontaktų, todėl kalibruojant, negalėsime naudoti pavyzdinių apkrovų iš kalibravimo rinkinio. Norint matuoti kompleksinį atspindžio koeficientą, reikia turėti bent tris pavyzdines apkrovas.

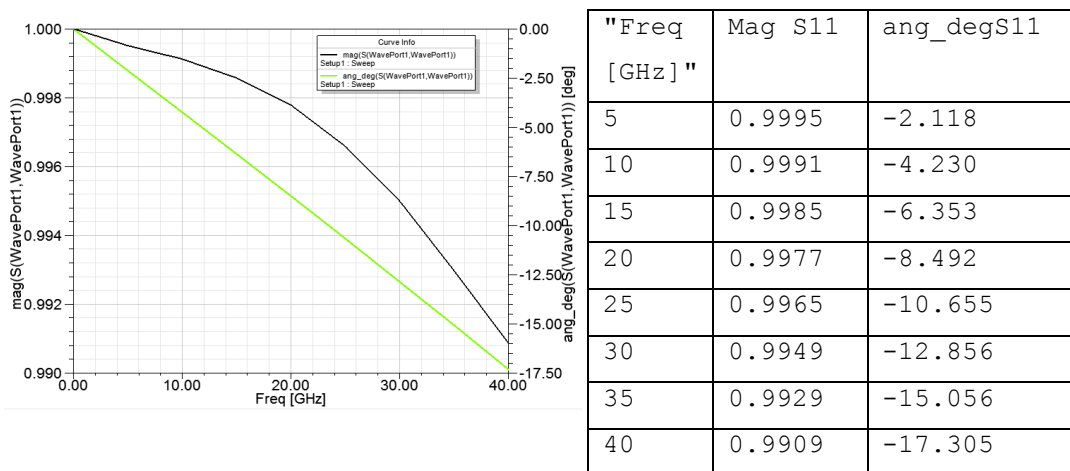
Trumpiklį galima būtų nesunkiai pagaminti iš atkaitinto ir sidabru dengto vario. Matuojant su Agilent zondais galima naudoti komplektuojamą su zondais trumpiklį.



3.6.9 pav. Agilent zondas (Slim Form Probe 85070-20037) - apačioje. Agilent trumpiklis zondui - kairėje, bandinio prispaudimo įrenginys - dešinėje.

Vietoj suderintos apkrovos AGKL kalibravimui įprasta naudoti distiliuotą ir dejonizuotą vandenį [9]. Kalibravimo metu, kabelio ar kietos linijos galas tiesiog merkiamas į indą su vandeniu. Vanduo pagal savo dielektrinės skvarbos dažninę charakteristiką artimas daugeliui skysčių ir net daugeliui kietų

medžiagų. Jeigu naudojam prietaisą, kuris yra sukalibruotas su apkrova, kurios impedansas yra artimas matuojamai apkrovai - gauname tikslesnius rezultatus. Tam, kad susieti iš žinyno paimtas vandens dielektrines skvarbas su atspindžio koeficientu, galime naudotis mūsų turimu daugiamodžiu AGKL modeliu. Dėl dielektrinių nuostolių vandenyje, indo sienelių įtakos kalibravimo metu - galima nepaisyti. Kalibravimo konstantų skaičiavimui naudojamas dielektrinio cilindro skersmuo  $2R_4$ , taupant skaičiavimo laiką, gali būti mažesnis nei realus indo su vandeniu skersmuo.

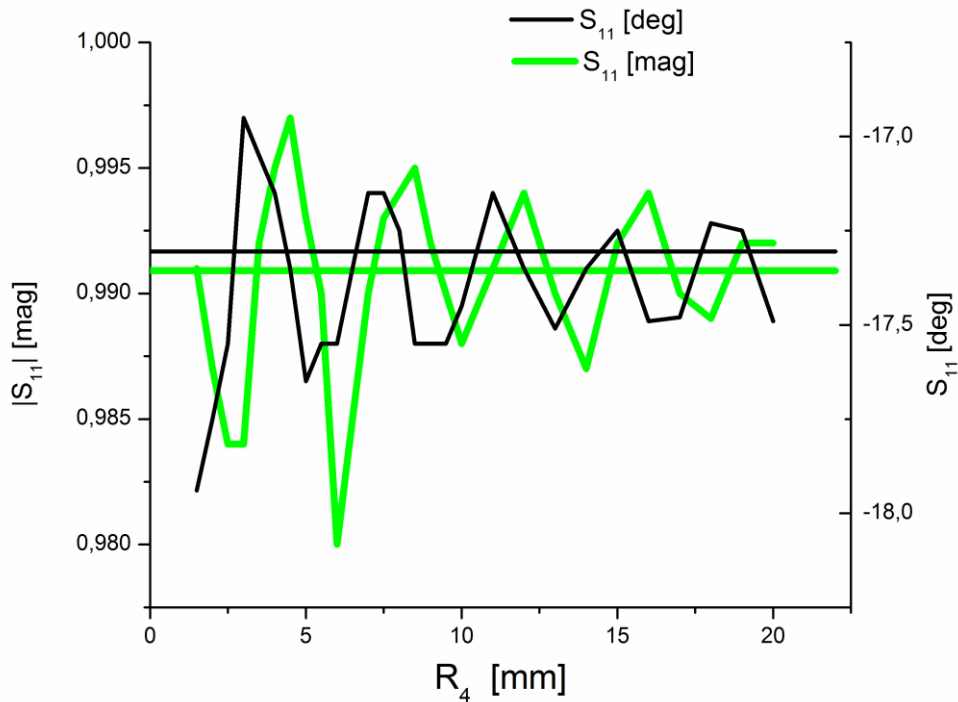


3.6.10 pav. Suskaičiuotas su HFSS programa Agilent zondo atviro galo ore atspindžio koeficientas. Tamsi kreivė – modulis, šviesi kreivė – fazė.

Kalibruoti atvirą galą (Open) patogiausiai būtų tiesiog nieko nejungiant prie koaksialinės linijos. Skaičiuoti atspindžio koeficientą ore esančiam kabeliui galima bandyti taip pat naudojant daugiamodį AGKL modelį. Pažvelgus į atspindžio koeficiento priklausomybę (3.6.11 pav.) nuo cilindro diametro, matome, kad cilindro sienelės, vis tik, daro įtaką atspindžio koeficiento vertei. Atspindžio koeficiento priklausomybės nuo spindulio ekstremumų prigimtis yra tokia pat, kaip ir dažninėje priklausomybėje (3.6.7 pav.) - tai vis aukštesnio tipo TH modų formavimasis. Priklausomai nuo  $R_4$  fazė kinta 0.6 laipsnio, modulis - 0.017. Tokia paklaida matavimų metu, gal būt, būtų priimtina, tačiau kalibruojant - ne. Norint panaudoti daugiamodį



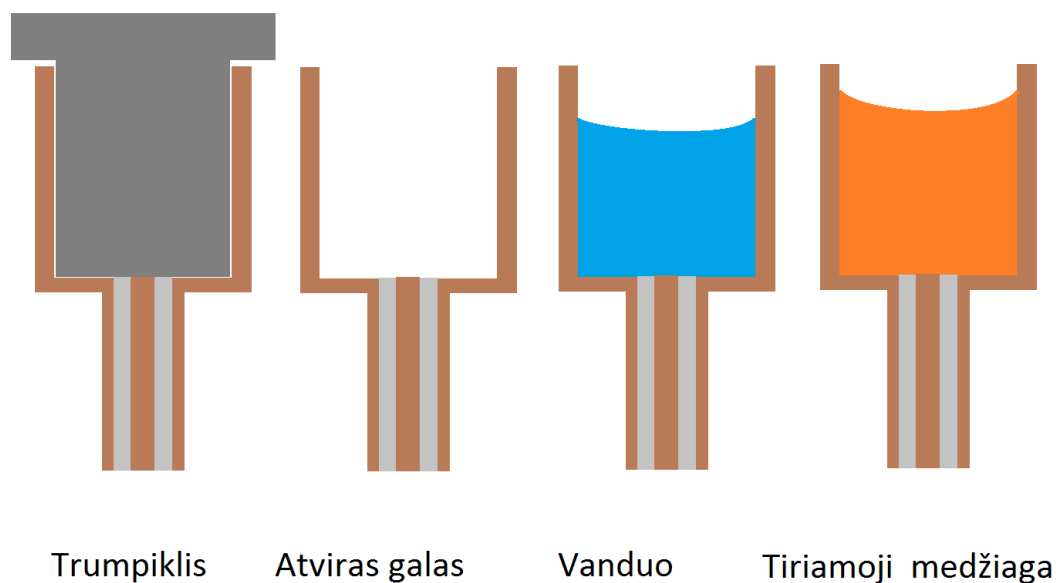
AGKL modelį reiktų suvidurkinti 3.6.11 pav. pavaizduotas atspindžio koeficiento vertės .



3.6.11 pav. Atspindžio koeficiento priklausomybė nuo  $R_4$  ore, kai  $R_1=0.255\text{mm}$ ,  $R_2=0.83\text{mm}$ ,  $R_3=1.08\text{mm}$ , dažnis 40GHz. Skaičiuota naudojant AGKL daugiamodį modelį. Tiesės atitinka vertes iš 3.6.10 pav.

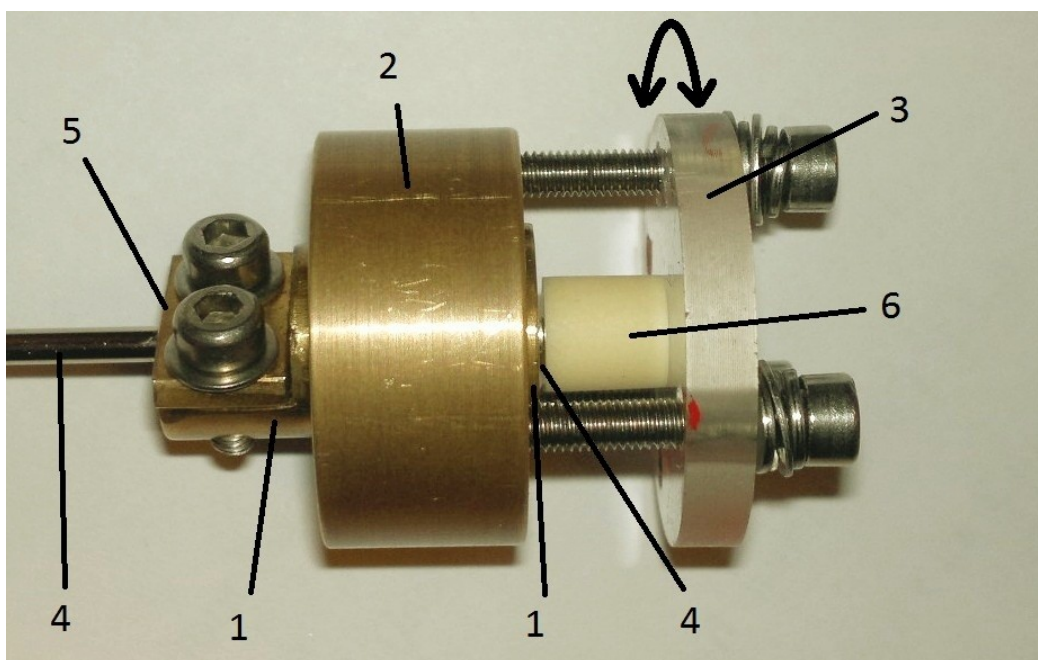
Yra ir kitas būdas sukalibruoti AGKL atvirą galą. Reiktų pagaminti antgalį 3.6.3 pav. pavaizduotam atvejui. Cilindro matmuo  $R_4$ , kai viduje yra oras, turi būti toks, kad cilindras būtų bangolaidžiu, kurio žemiausios modos atkirtos dažnis (cut-off frequency) būtų aukštesnis už aukščiausią matavimo dažnį. Tuomet visos modos už koaksialinės linijos galo sparčiai sloptų ir banga cilindru nesklistų. Šiam atvejui daugiamodis AGKL modelis puikiai tiktų, ir nežiūrint į tai, kad modelyje išorinis cilindras yra begalinio ilgio, gautume tikslius atspindžio koeficiento skaičiavimo rezultatus. Šio kalibravimo būdo trūkumas - reikia gaminti ir tiksliai uždėti ant kabelio galo papildomą mazgą. Trūkumas virstų privalumu, jei reikėtų matuoti mažus skysčių kiekius. Tuomet

neriektų nuiminėti antgalio. Po kalibravimo, skystis galėtų būti pilamas tiesiai į antgalį (3.6.12 pav.).



3.6.12 pav. Kalibravimas ir matavimas naudojant antgalį.

Trečias būdas sukalibruoti AGKL atvirą galą - suskaičiuoti atspindžio koeficientą skaitmeniniais metodais, pavyzdžiui, su HFSS programa. Šiuo atveju, skirtingai nei minėtame daugiamodžiamame modelyje, galime įskaityti spinduliavimą į atvirą erdvę ir nuostolius metale. Taip suskaičiuotas Agilent matavimo zondo (Slim Form Probe 85070-20037) atspindžio koeficientas pateiktas 3.6.10 pav.



3.6.13 pav. Bandinio prispaudimo, prie AGKL įrenginys.

Pagrindinė problema matuojant kietus bandinius su AGKL yra elektrinio kontakto užtikrinimas. 3.6.13 pav. pavaizduotas mechanizmas, padedantis be tarpų prispausti bandinį nenaudojant laidžių pastų. Šį bandinio laikiklį sudaro trys pagrindinės dalys: 1 - nejudamoji centrinė dalis, kuri tvirtinama prie koaksialinės linijos, 2 - sukiojamas žiedas, 3 - bandinį spaudžianti plokštuma. Mechanizmas užmaunamas ant Agilent zondo - 4 ir prispaudžiamas prie jo apkaba - 5 taip, kad koaksialinės linijos galiukas kyšotų apie 0.5mm. Bandinys - 6 klijuojamas prie plokštumos - 3. Ta bandinio pusė, kuri liesis su kabeliu - pašveičiama švitrinu popieriumi, kad būtų šiurkštesnė. Bandinį spaudžianti plokštuma, kartu su bandiniu, ilgais varžtais su spyruoklinėm poveržlėm prisukama prie sukiojamo žiedo. Parenkant varžtų priveržimo jėgą, reikia stebėti grandinių analizatoriaus parodymus ir siekti didžiausio fazės nukrypimo nuo nulio laipsnių. Siekiant geresnio kontakto reikia pasukinėti žiedą su bandiniu, kad šiurkštus bandinio paviršius prisitrintų prie koaksialinės linijos galo. Vėliau linijos galas bus gaminamas iš platinos. Tai - temperatūrai atsparus ir pakankama minkštas metalas. Šios savybės leis pritrynimo būdu gauti patikimą elektrinį kontaktą su bandiniu. Bandinio cilindrinis paviršius ir

galas aplink koaksialinę liniją- turi būti metalizuoti (pav. bandinys pavaizduotas be metalizacijos).

Apibendrinant, - naudojant daugiamodį AGKL modelį, galime tiksliai ir greitai suskaičiuoti atviros koaksialinės linijos atspindžio koeficientą dviem atvejais:

1. Linijos cilindriname dielektrike,
2. Priglaustos prie cilindrinio dielektriko linijos (cilindrinis paviršius laidus abiem atvejais) .

Matuojant mažų matmenų bandinius, matematinis modelis įskaito skersinių bandinio matmenų įtaką rezultatams. Nežiūrint į tai, kad modelis sukurtas riboto spindulio dielektrikams, esant daugeliui medžiagų būdingiems nuostoliams, modelį galima taikyti matuojant didelių matmenų bandinių dielektrinę skvarbą. Bandinio matmenų įtaka matavimų rezultatams, matuojant AGKL metodu yra ženkliai mažesnė, nei matuojant kitais metodais (rezonatoriniai, kondensatoriaus, pilnai, ar dalinai užpildytos perdavimo linijos metodai), todėl šis matavimo metodas yra perspektyvus aukštadažniams matavimams, kai koaksialinės linijos skersmuo yra mažas (matuojant iki 110 GHz koaksialinės linijos skersmuo yra tik 1mm) .

### **3.7 Išvados**

1. Inžinieriniams aukštadažnių įtaisų skaičiavimams skirtos programos yra pritaikomos medžiagų elektrinių savybių matavimams, nekuriant MG matematinio modelio.
2. Daugiamodis kondensatoriaus modelis yra tinkamas naudoti ne tik dielektrinės, bet ir magnetinės skvarbos matavimams, kai dielektrinė skvarba viena-dviem eilėm didesnė už magnetinę skvarbą.
3. Daugiamodis atviro galo koaksialinės linijos modelis yra tinkamas įvairių matmenų bandinių dielektrinės skvarbos matavimams plačiame dažnių diapazone.

## Literatūros sąrašas

1. Банков, С. Е., Разевиг В. Д., Курушин А. А., “Анализ и оптимизация трехмерных СВЧ структур с помощью HFSS,” М. Солон-Пресс, ст. 208, 2004.
2. L. F. Chen, C. K. Ong and C. P. Neo, V. V. Varadan and V. K. Varadan, “Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization,” John Wiley & Sons Ltd, pp. 537 , 2004.
3. J. Grigas, “Microwave Dielectric Spectroscopy of Ferroelectrics and Related Materials”, Gordon and Breach Publishers, 1996.
4. S. Lapinskas, programa „Strypelis bangolaidyje“, 2010.
5. А. Л. Фельдштейн, Л. Р. Явич, В. П. Смирнов, “Справочник по элементам волноводной техники, “ ГЭИ, 1963.
6. S. Lapinskas, programa „Koaksialas“, 2011.
7. S. Lapinskas, programa „Atviras koaksialas“, 2011.
8. E8363B PNA Network Analyzer, 10 MHz to 40 GHz ,  
<http://www.home.agilent.com/agilent/techSupport.jsp?pid=72321&pageMode=PL&t=79841.g.1&cc=LT&lc=eng> .
9. Agilent 85070E Dielectric Probe Kit 200 MHz to 50 GHz: Technical Overview,  
<http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5989-0222EN.pdf> .

## 4. NBT-LMT keramikos tyrimų rezultatai

Bešvinė  $x\text{NBT}-(1-x)\text{LMT}$  keramika, kai  $x=0.8, 0.85, 0.9, 0.95$  buvo tyrinėta plačiame temperatūrų (180 K – 820 K) ir dažnių (100 Hz – 53 GHz) diapazonuose. Keramikos sintezuotos ore pagal metodiką, aprašytą [1].

Atlikus žemadažnius matavimus nustatyta, kad skirtingai nei pateikta [1] (2.6 pav.), turimiems keramikos pavyzdžiams 450 K aplinkoje yra būdinga dispersija, todėl dielektrinių savybių kitimas, kintant temperatūrai, yra mažiau ryškus. Tai apsunkintų įvairių poliarizacijos procesų tyrimą. Dėl šios priežasties buvo nutarta detaliau ištyrinėti aukštų temperatūrų situaciją, kai tampa ryškūs su laidumu susiję reiškiniai.

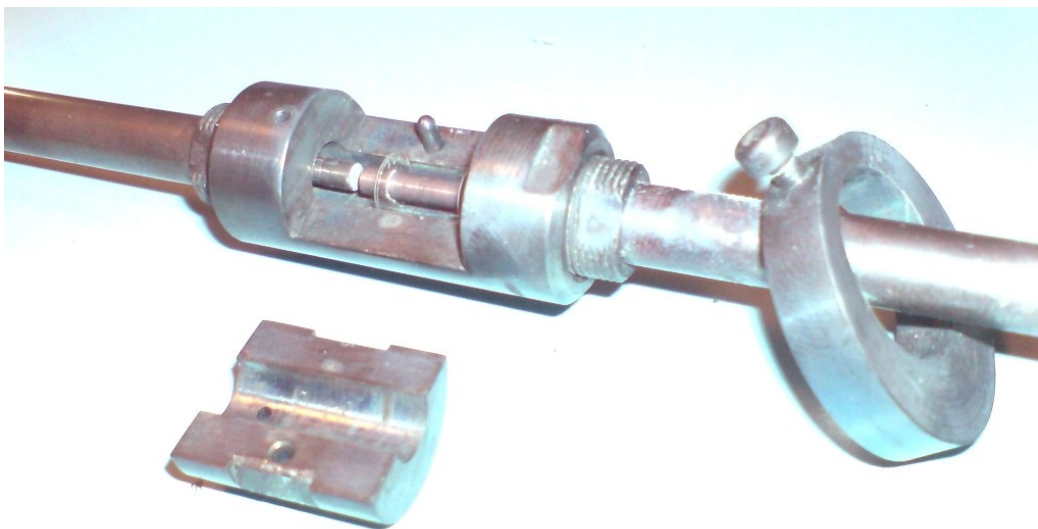
Prieš atliekant matavimus, bandiniai buvo padengti keliais platinos pastos sluoksniais. Bandiniai įkaitinti iki 1000 K temperatūros, o vėliau lėtai (30 K/h) šaldomi iki kambario temperatūros. Taigi, uždedant elektrodus, kartu vyko ir bandinių atkaitinimas.

Matuojant 100 Hz – 1 MHz diapazone buvo naudojamas HP 4284A matavimo tilto principu veikiantis prietaisas ir savos gamybos aukštų temperatūrų kriostatas (4.1 pav.), kuris buvo kišamas į krosnelės SNOL 02/1250 vamzdžio formos angą. Kriostatas buvo pagamintas taip, kad gautume minimalią parazitinę jungiamųjų laidų talpą ir induktyvumą. Buvo panaudoti kieti kabeliai su PTFE izoliacija, kurie tęsėsi iki termoizoliacinio cilindro vidurio. Toliau, du platininiai laidai, prie kurių jungiamas bandinys, keraminio strypelio su keturiomis kiaurymėmis viduriu, išvesti į plokščiai nušlifuoją strypelio galą. Kitos dvi kiaurymės panaudotos K tipo termoporai. Dalis keraminio strypelio ekranuota nerūdijančio plieno vamzdeliu (4.1 pav. tamsios spalvos).

Matuojant 1 MHz – 1 GHz diapazone buvo naudojamas Agilent 8714ET vektorinis grandinių analizatorius, prie kurio buvo prijungtas iš nerūdijančio plieno pagamintas koaksialinis, 7x3 mm linijos skerspjūvio, kriostatas (4.2 pav.).



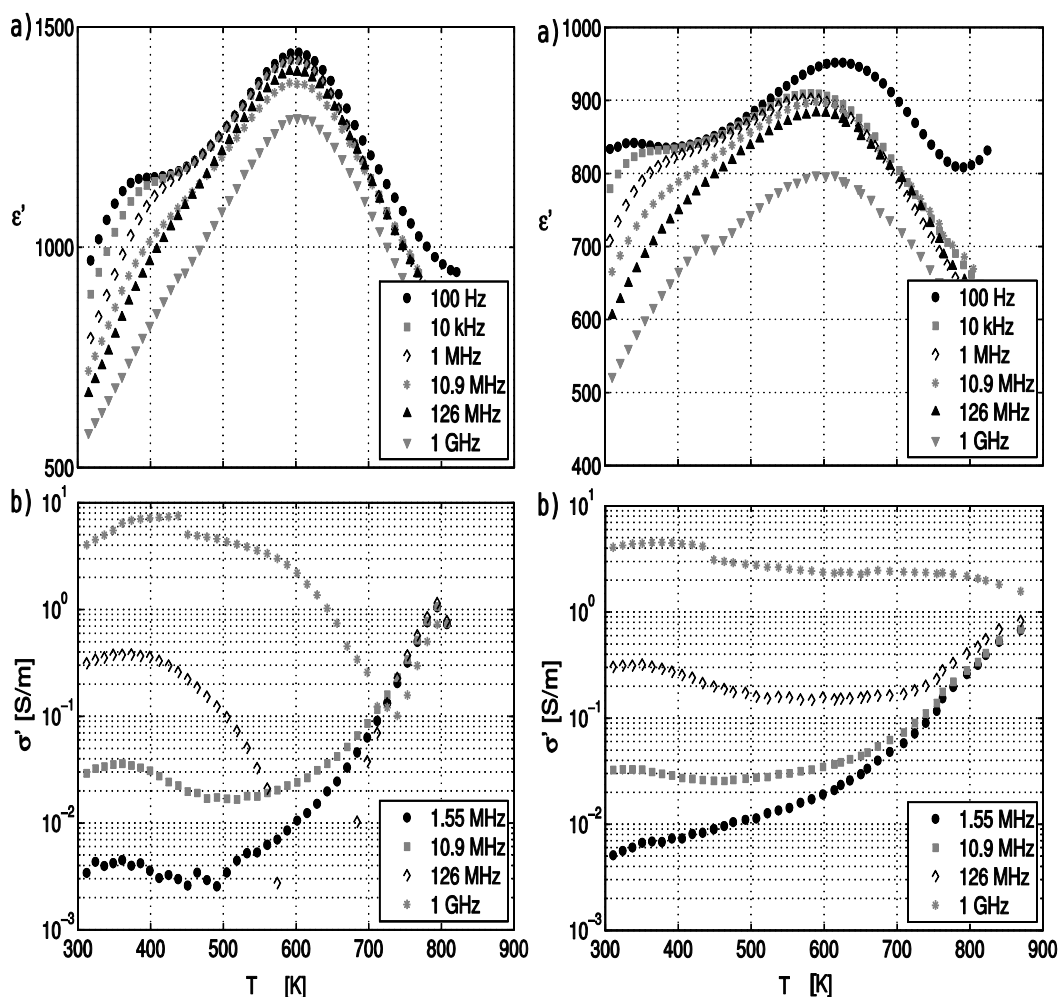
4.1 pav. Žemadažnis aukštų temperatūrų kriostatas.



4.2 pav. Koaksialinis aukštų temperatūrų kriostatas.

Kadangi net ir nerūdijantis plienas aukštose temperatūrose oksiduojasi, matavimai buvo atliekami argono atmosferoje. Impedanso parametrai buvo skaičiuojami naudojantis dielektrinės skvarbos matavimų koaksialinėje linijoje duomenimis.

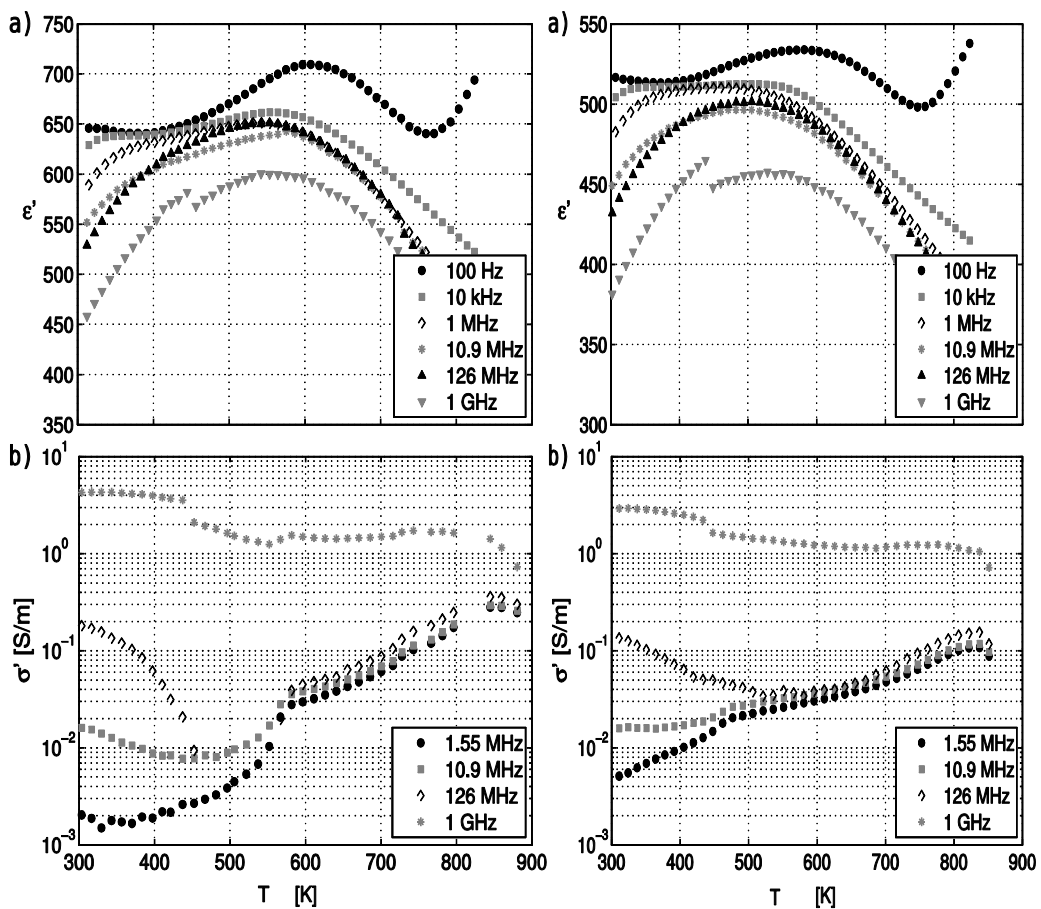




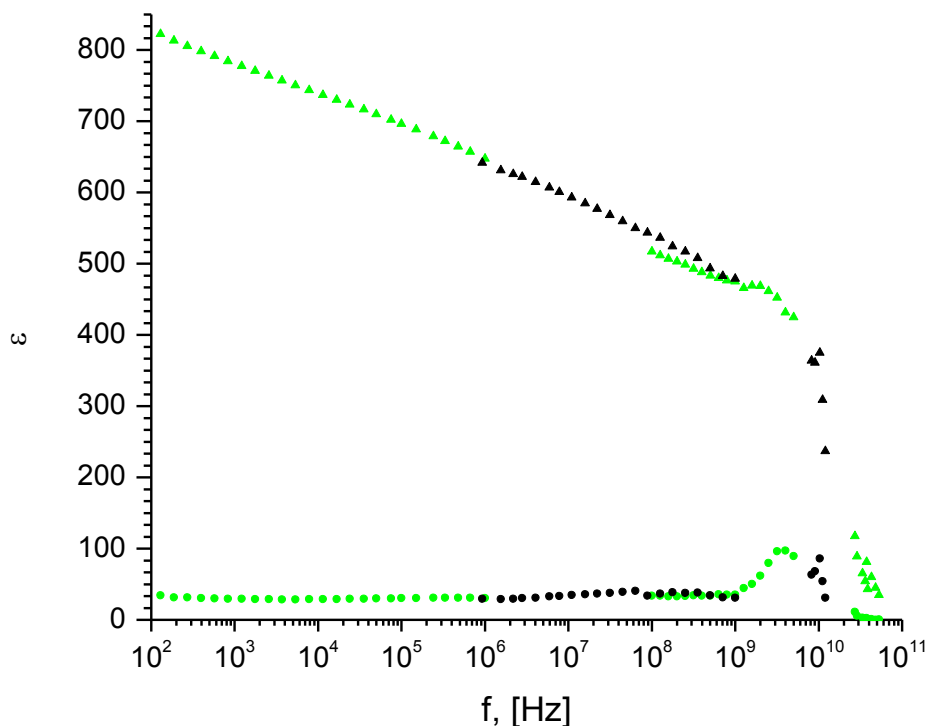
4.3 pav.  $x\text{NBT}-(1-x)\text{LMT}$  keramikų dielektrinės skvarbos (a)) ir laidumo (b)) realiųjų dalių priklausomybė nuo temperatūros, kai  $x=0.95$  (kairėje) ir  $x=0.9$  (dešinėje).

Kaip matome iš dielektrinės skvarbos matavimų (4.3-4.4 pav.), dėl papildomo LMT kiekio, aukštos temperatūros (apie 600 K) fazinis virsmas šiek tiek pasislenka į žemesnių temperatūrų pusę, dielektrinė skvarba ženkliai mažėja, o jos maksimumo sritis – išplinta. Reiktų pažymėti, kad nežiūrint į pakankamai platų dažninį diapazoną, matuotose temperatūrose, nebuvo gauta pakankama dispersijos sritis, kad būtų galima atlikti dažninės dielektrinės skvarbos priklausomybės tinkinimą. Temperatūrinėje dielektrinės skvarbos priklausomybėje galime išskirti tris sritis. Pagrindinis maksimumas – skiria sritis su kubine ir tetragonine simetrija. Kitas, ne toks ryškus maksimumas, 400

K -500 K temperatūroje, priklausomai nuo sudėties – atitinka virsmų iš tetragoninės į romboedrinę fazę [2]. Tiek kubinėje, tiek romboedrinėje fazėse iki 1 GHz dielektrinės relaksacijos sąlygota dispersija nestebima. Žemuose dažniuose stebima laidumo sąlygota dispersija. Tyrinėta  $x\text{NBT}-(1-x)\text{LMT}$  keramika romboedrinėje fazėje, kaip ir gryna NBT yra feroelektrinis relaksorius, ką liudija labai plati dispersijos sritis.



4.4 pav.  $x\text{NBT}-(1-x)\text{LMT}$  keramikų dielektrinės skvarbos (a)) ir laidumo (b)) realiųjų dalių priklausomybė nuo temperatūros, kai  $x=0.85$  (kairėje) ir  $x= 0.8$  (dešinėje).



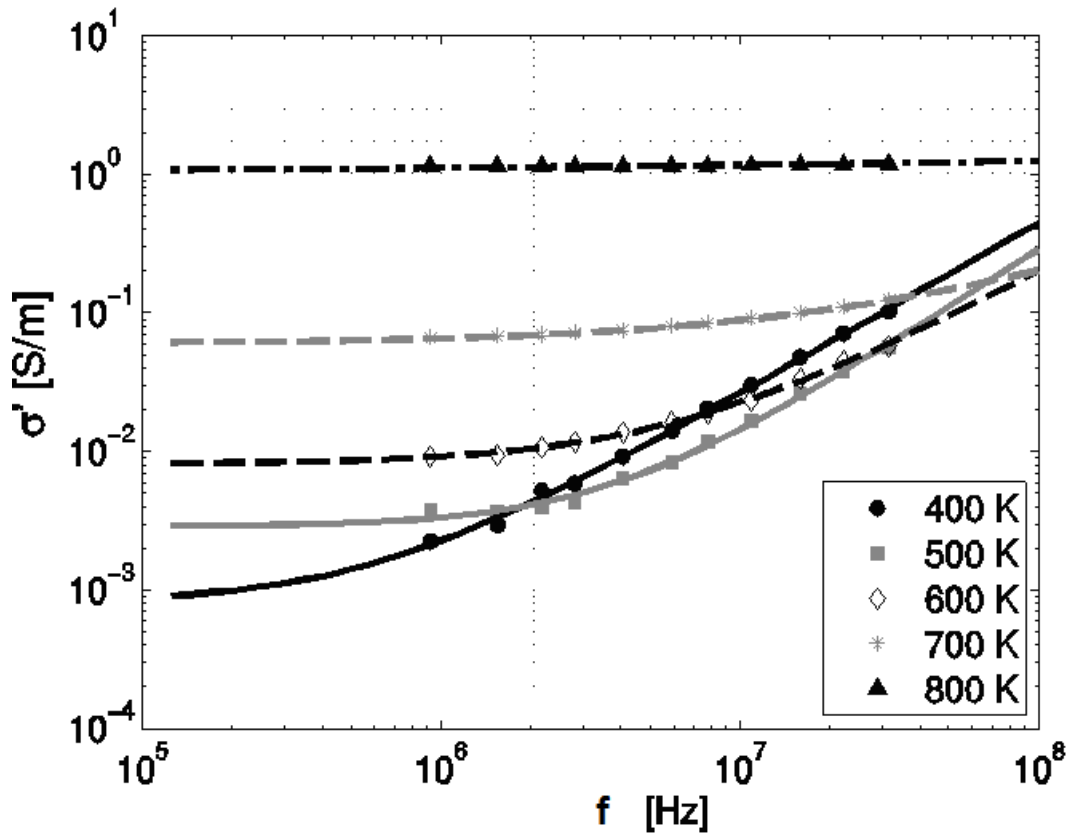
4.5 pav.  $x\text{NBT}-(1-x)\text{LMT}$  keramikų dielektrinės skvarbos realios dalies (trikampiai) ir menamos dalies (apskritimai) priklausomybė nuo dažnio, esant 300K temperatūrai, kai  $x=0.95$ .

Kadangi aukštadažniai matavimai buvo atliekami argono atmosferoje, buvo stebimi dideli laidumo nuostoliai, kuriuos galima susieti su deguonies praradimu ir, atitinkamai, deguonies vakansijų atsiradimu medžiagoje. Koks laidumo pobūdis – elektroninis ar joninis – galima nustatyti tik atlikus papildomus tyrimus. Taigi, dėl aukšto laidumo, vietoj dielektrinės skvarbos menamosios dalies, pateiksime laidumo temperatūrines priklausomybes.

Turint pakankamai laidumo dažninės charakteristikos duomenų – galime gauti nuolatinės srovės laidumo vertę. 4.6 pav. pateikta keramikos laidumo, kai  $x=0.15$ , dažninė priklausomybė. Išsitiesinės linijos gautos tinkinant duomenis šia lygtimi:

$$\sigma = A \cdot f^n + \sigma_{DC}, \quad (4-1)$$

čia  $\sigma_{DC}$  – nuolatinės srovės laidumas, A ir n yra konstantos, aprašančios dažninę laidumo priklausomybę. Tinkinant laidumo dažninę priklausomybę buvo naudojami 1 MHz – 40 MHz dažnių diapazono duomenys. Tinkinant,  $\sigma_{DC}$  vertės pavyko gauti tik temperatūroms, aukštesnėms nei 500 K.



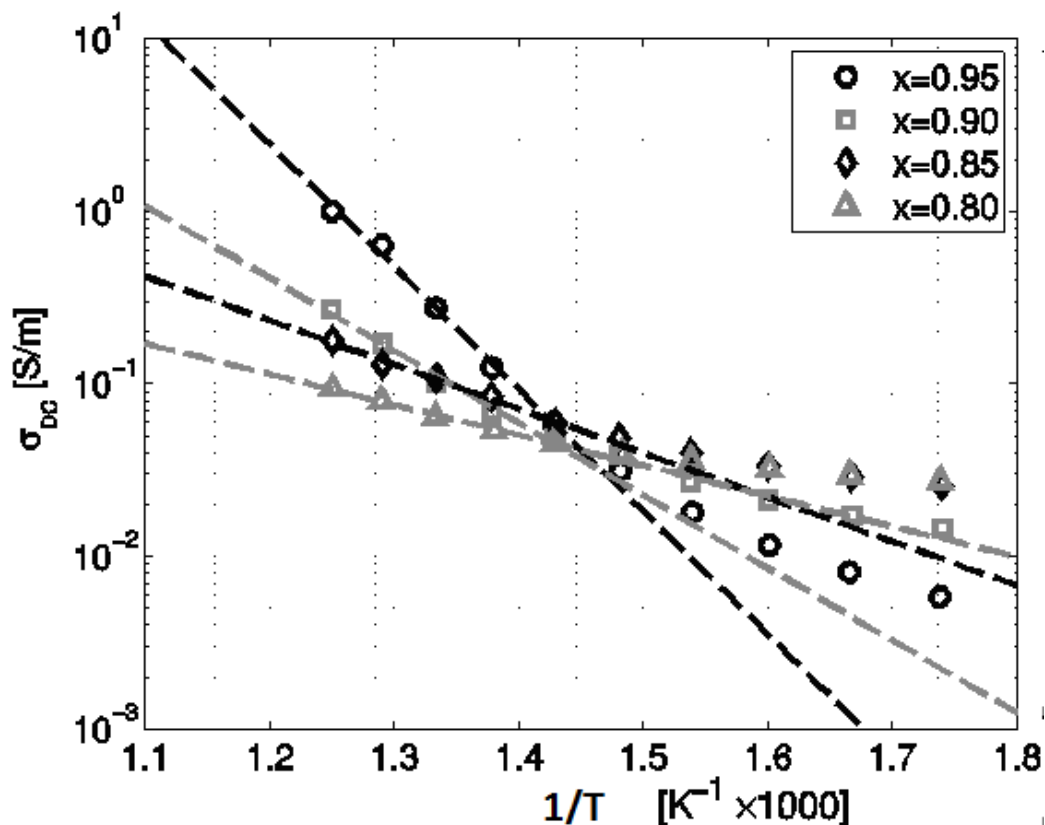
4.6 pav. xNBT-(1-x)LMT laidumo, kai x=0.15, dažninė priklausomybė. Ištininės linijos gautos tinkinant duomenis 4-1 lygtimi.

4.7 Pav. pavaizduota nuolatinės srovės laidumo  $\sigma_{DC}$  priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros. Linijos gautos tinkinant pagal Arenijaus (Arrhenius) dėsnį:

$$\sigma_{DC} = \sigma_{DC0} \cdot e^{-\frac{E_A}{kT}}, \quad (4-2)$$

kur,  $\sigma_{DC0}$  – nuolatinės srovės laidumas begalinėje temperatūroje,  $E_A$  – aktyvacijos energija,  $T$  – temperatūra,  $k$  – Bolcmano (Boltzmann) konstanta.

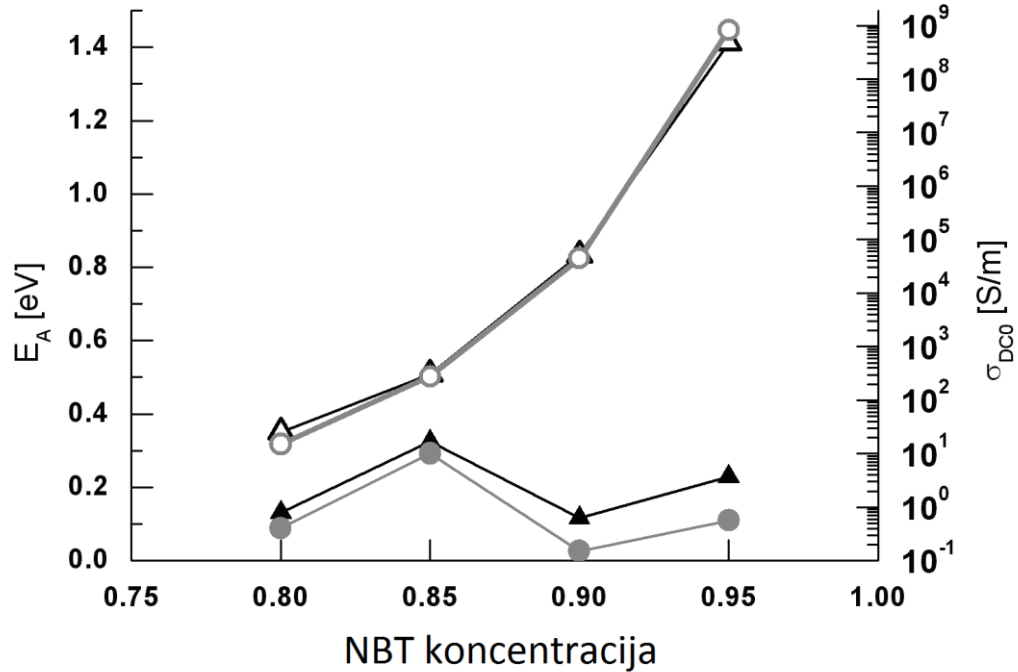
Matome, kad 690K temperatūroje, Arenijaus lygties parametrai  $\sigma_{DC0}$  ir  $E_A$  pakinta šuoliškai. Lūžio taško temperatūra beveik nepriklauso nuo LMT koncentracijos. Šuolišką kitimą galime susieti su perėjimu iš paraelastinės į feroelastinę fazę, kaip grynoje NBT keramikoje [1].



4.7 pav. xNBT-(1-x)LMT laidumo priklausomybė nuo atvirkštinės temperatūros. Linijos gautos tinkinant duomenis 4-2 lygtimi.

4.8 pav. pavaizduota  $\sigma_{DC0}$  ir  $E_A$  priklausomybė nuo NBT koncentracijos. Matome, kad  $\sigma_{DC0}$  ir  $E_A$ , aukštesnių temperatūrų srityje didėja, didėjant NBT koncentracijai, kas atitinka ir [2] gautus rezultatus. Taip pat šis rezultatas koreliuoja su [3], kur PLZT keramikos atveju, lantano kiekio didinimas, mažina vakansijų sukeltą laidumo aktyvacijos energiją (atitinkamai didėja laidumas). Žemesnių temperatūrų srityje nėra tokios ryškios ir monotoniškos

parametrų priklausomybės nuo LMT koncentracijos, kaip aukštesnių temperatūrų srityje.

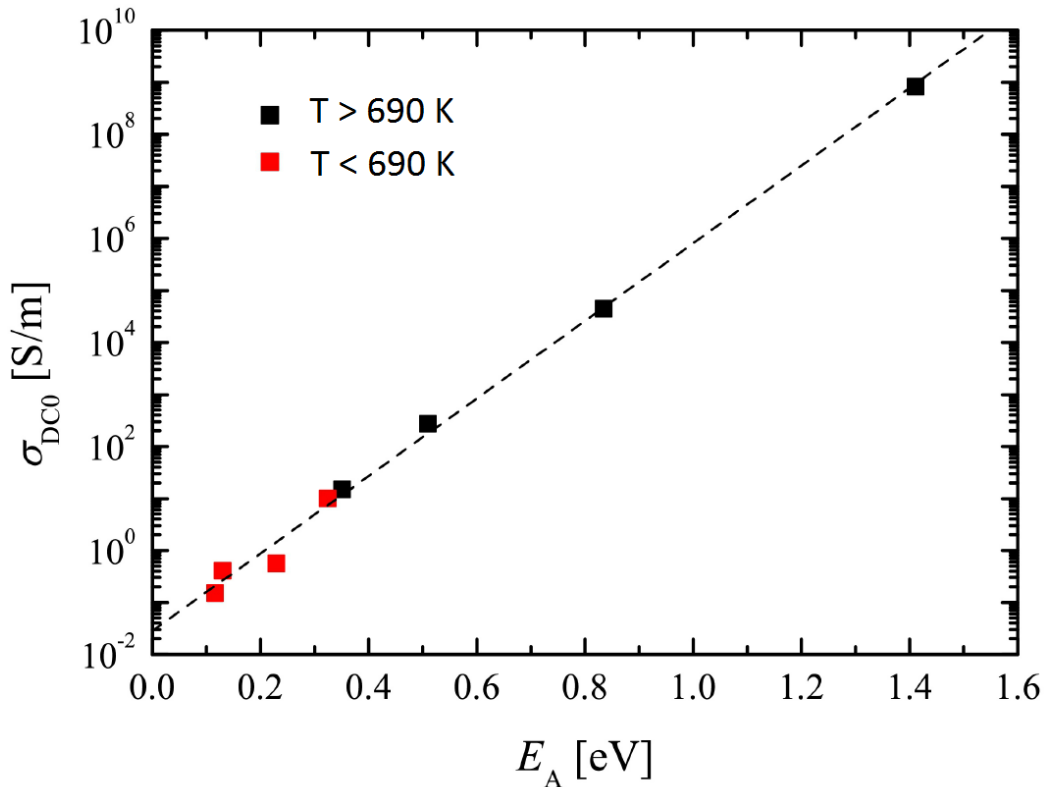


4.8 pav. Aktyvacijos energijos (trikampiai) ir begalinės temperatūros laidumo (apskritimai) priklausomybė nuo NBT koncentracijos, esant aukštesnei nei 690K temperatūrai (tuščiaviduriai simboliai) ir žemesnei nei 690K temperatūrai (pilnaviduriai simboliai).

4.8 pav. pateiktos  $E_A$  ir  $\sigma_{DC0}$  priklausomybių nuo LMT koncentracijos grafikai, parinkus vertikalų mastelį, beveik sutampa. Tai reiškia, kad  $\ln(\sigma_{DC0})$  ir  $E_A$ , esant skirtingoms LMT koncentracijoms, tiesiškai priklauso vienas nuo kito:

$$\ln(\sigma_{DC0}) = a + b \cdot E_A, \quad (4-3)$$

kur  $a$  ir  $b$  yra konstantos. Ši priklausomybė vadinama Maerio – Neldelio (Meyer – Neldel) taisykle (dėsnium) [4]. Atidėję logaritminiame mastelyje  $\sigma_{DC0}$  priklausomybę nuo  $E_A$  (4.9 pav.) - gausime tiesę su parametrais:  $a=1.55$ ,  $b=7.6$ .



4.8 pav. Visų tyrinėtų xNBT-(1-x)LMT keramikų  $\sigma_{DC0}$  priklausomybė nuo aktyvacijos energijos .

Maerio – Neldelio taisyklė pasireiškia įvairiausiose sistemose, ten, kur galioja Arenijaus dėsnis, taigi jis gali sieti su aktyvacijos energija ne tik laidumą, bet ir, pavyzdžiui, laikinius parametrus (pvz.: cheminių reakcijų spartą, relaksacijos trukmes). Taisyklė gali pasireikšti puslaidininkiuose [5] ir izoliatoriuose [6], mineralų [7] ir organinių [8] medžiagų grupėse. Taisyklė gali pasireikšti ne tik medžiagų grupėse, bet ir atskiroje medžiagoje. Netvarkiose medžiagose, kuriose yra platus relaksacijų laikų pasiskirstymas, galima tarti, kad yra medžiagų rinkinys, su skirtingais relaksacijos laikais. Suradę relaksacijos laikų ir aktyvacijos energijų dvimatę funkciją - taip pat pastebėsime galiojant Maerio – Neldelio taisyklę [9].

Maerio – Neldelio taisyklės veikimo fizikinis mechanizmas xNBT-(1-x)LMT kietųjų tirpalų keramikos grupėje – neaiškus.

## 4.1 Išvados

1. Perėjimo iš paraelastinės į feroelastinę fazę temperatūra, tirtoje NBT-LMT keramikų grupėje, nepriklauso nuo LMT koncentracijos.
2.  $x\text{NBT}-(1-x)\text{LMT}$  kietųjų tirpalų keramikos grupėje galioja Maerio – Neldelio taisyklė .



## Literatūros sąrašas

1. Salak AN, Vyshatko NP, Kholkin AL, Ferreira VM, Olekhnovich NM, Radyush YuV, Pushkarev AV, Mater. Sci. Forum.514,16, 250-254 (2006).
2. V. Dorcet, G. Trolliard, and P. Boullay, Chem. Mater. 20, 5061–5073 (2008).
3. Pelaiz-Barranco A, Guerra JDS, Lopez-Noda R, Araujo EB, J. Phys. D: Appl. Phys. 41, 215503,1-5 (2008).
4. W. Meyr and H. Neldel, Z. Techn. Phys. (Leipzig) 12, 588 (1937).
5. Yu. L. Khait, R. Weil, and R. Beserman , Phys. Rev. B 42, 9000–9008 (1990).
6. C. Bonnelle, Phys. Rev. B 81, 054307 (2010).
7. Xiaoping Wu and Yong-Fei Zheng, Appl. Phys. Lett. 87, 252116 (2005).
8. E. J. Meijer, M. Matters, P. T. Herwig, D. M. de Leeuw, and T. M. Klapwijk, Appl. Phys. Lett. **76**, 3433 (2000).
9. A.Mikonis, J.Banys, R.Grigalaitis, S.Lapinskas, A.Matulis and G.Voelkel, Ferroelectrics 353, 154 – 163 (2007).