

VILNIAUS UNIVERSITETAS
Puslaidininkų fizikos mokomoji laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 4

**PUSLAIDININKIŲ KOMPLEKSNĖS DIELEKTRINĖS
SKVARBOS TYRIMAS**

2018-02-15

Turinys

1. Darbo tikslai.....	3
2. Darbo užduotys.....	3
3. Darbo teorija.....	4
3.1. Kompleksinės dielektrinės skvarbos matavimai.....	8
3.2. Bangolaidžiai.....	11
4. Tyrimo metodika.....	13
4.1. Darbo priemonės.....	13
4.2. Darbo eiga.....	14
4.3. Trumpi metodiniai nurodymai.....	15

1. Darbo tikslai

1. Detaliai susipažinti su teorija, aprašančia elektromagnetinio lauko sąveiką su medžiaga, ir išanalizuoti šią sąveiką atspindinčius medžiagos parametrus bei šių parametru (kompleksinės dielektrinės skvarbos, kompleksinio lūžio rodiklio, sugerties ir atspindžio koeficientų) sąsajas.
2. Išnagrinėti kompleksinės dielektrinės skvarbos matavimo metodus ir jų ypatumus bei pagrįsti pasirinkto matavimo metodo privalumus.

2. Darbo užduotys

1. Išmatuoti duotojo puslaidininkinio darinio kompleksinę dielektrinę skvarbą, apskaičiuoti efektyvųjį laidį, lūžio rodiklį ir sugerties koeficientą.
2. Apibendrinti gautus eksperimentinius rezultatus (palyginant su teoriniais ir kitais duomenimis), aptarti faktorius, padedančius pasiekti didžiausią matavimo tikslumą, suformuluoti pagrindines šio darbo išvadas.

3. Darbo teorija

Kintantieji elektros krūviai sukuria kintantį elektrinį lauką, kuris, savo ruožtu, kuria kintantį magnetinį lauką. Taip susidaro elektromagnetinė banga. Šiuos reiškinius aprašo Maksvelo lygtys:

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

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

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

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (4)$$

$$\vec{D} = \varepsilon_a \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_a \vec{H}, \quad \vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (5)$$

čia $\varepsilon_a = \varepsilon \cdot \varepsilon_0$.

Pirmos keturios lauko lygtys tinka visiems makroskopiniams elektromagnetiniams reiškiniams aprašyti. Nagrinėjant konkrečius atvejus, dažnai reikia įvertinti aplinkos medžiagos elektromagnetines savybes. Tam tenka panaudoti taip vadinamas medžiagos lygtis (5). Netiesinių reiškinių atveju, medžiagos lygtys būna kitokio pavidalo, t. y. žymiai sudėtingesnės.

Trumpai priminsime lygčių fizikinę prasmę. (1) lygtis išreiškia dėsnį, parodantį, kad magnetinį lauką \vec{H} kuria du galimi magnetinio lauko šaltiniai – laidumo \vec{J} ir slinkties $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ srovės. (2) lygtis (elektromagnetinės indukcijos dėsnis) rodo, kad kintantis magnetinis laukas yra vienas iš galimų elektrinį lauką kuriančių šaltinių. Kitas elektrinį lauką kuriantis šaltinis yra elektros krūviai. Šį dėsnį (Kulono) aprašo (4) lygtis. O (3) lygtis reiškia, kad gamtoje nėra magnetinių krūvių, kurie sukurtų magnetinį lauką.

Kadangi mus domina puslaidininkinės medžiagos kompleksinė dielektrinė skvarba, tai teks įvertinti sąryšius tarp medžiaginės aplinkos parametrų ir elektromagnetinio lauko vektorių bei srovių, t. y. teks pasinaudoti (5) lygtimis.

Elektromagnetinio lauko lygtys yra tiesinės, todėl joms gali būti taikomas superpozicijos principas. Iš matematikos ir elektronikos pagrindų žinome, kad bet kokia periodinė funkcija gali būti skaidoma į harmonines funkcijas (Furjė eilute), taip pat ir neperiodinė funkcija gali būti skaidžiama harmoninėmis funkcijomis (Furjė integralas). O fizinių reiškinių, kurių kitimas yra harmoninis, aprašymui patogiau taikyti kompleksinių amplitudžių metodą (plačiau žiūrėti priede), leidžiantį integralines-diferencialines lygtis pakeisti paprastomis algebrinėmis lygtimis. Tarus, kad laukai kinta harmoniniu dėsniu, turėsime tokias priklausomybes:

$$\vec{E} = \vec{E}_m e^{j\omega t}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = j\omega \dot{E}_m e^{j\omega t}, \quad (7)$$

$$\int \vec{E} dt = \frac{1}{j\omega} \dot{E}_m e^{j\omega t}, \quad (8)$$

čia monochromatiniam laukui integravimo konstanta lygi nuliui, o vektoriai pakeisti kompleksinių dydžių amplitudėmis. Tad iš pirmosios Maksvelo lygties (1) ir medžiagos būsenos lygčių (5) galime gauti:

$$\text{rot } \dot{H}_m = \varepsilon_a j\omega \dot{E}_m + \sigma \dot{E}_m = j\omega \varepsilon_a \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_a}\right) \dot{E}_m, \quad (9)$$

čia dydį

$$\tilde{\varepsilon}_a = \varepsilon_a \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_a}\right) \quad (10)$$

vadiname absoliutine kompleksine dielektrine skvarba.

Anizotropinėse medžiagose absoliutinė kompleksinė dielektrinė skvarba yra tenzorius.

Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad Maksvelo medžiagos būsenos lygtyse (5) neįvertintas poliarizacijos reiškinių inertiškumas. Elektriniam laukui kintant dideliu dažniu ir harmoniniu dėsnio, elektrinė indukcija seks elektrinį lauką vėluodama, t. y. atsilikdama tam tikra faze α :

$$\vec{D} = \varepsilon_a \dot{E}_m \cos(\omega t - \alpha). \quad (11)$$

Tada kompleksinė skvarba gali būti išreikšta taip:

$$\tilde{\varepsilon}_a = \varepsilon'_a - j\varepsilon''_a, \quad (12)$$

čia $\varepsilon'_a = \varepsilon_a \cos \alpha$, $\varepsilon''_a = \frac{\sigma}{\omega} + \varepsilon_a \sin \alpha$.

Medžiagos charakterizavimui praktikoje dar taikomas dydis vadinamas elektrinių nuostolių kampu δ ir išreiškiamas taip:

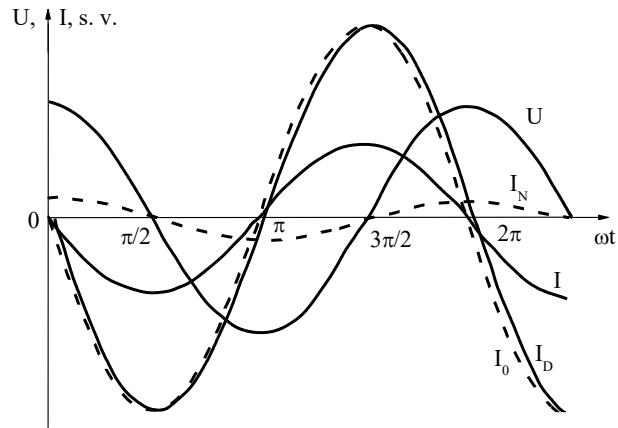
$$\text{tg } \delta = \frac{\varepsilon''_a}{\varepsilon'_a} = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_a}, \quad (13)$$

čia priimta, kad $\alpha = 0$.

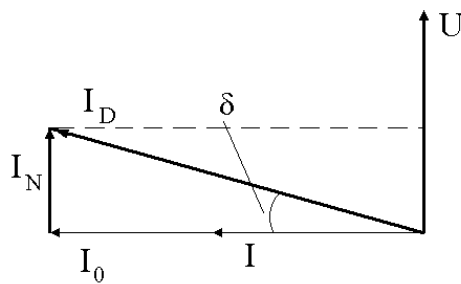
Puslaidininkinių medžiagų $\text{tg } \delta$ vertė būna apie vieneta, dielektrikų – daug mažesnė už vieneta, laidininkų – daug didesnė už vieneta. Šio dydžio esmę atspindi žemiau parodytas brėžinys (*1 pav.*). Idealaus dielektriko (vakuumo) atveju fazės postūmis tarp įtampos U ir srovės I vektorių turėtų būti 90° (srovė aplenkia įtampą) ir kampas $\delta = 0$. Realus dielektriko atveju dalis elektromagnetinio lauko energijos virs šiluma (dėl poliarizacijos

reiškinių, pačios dielektriko medžiagos savybių). Kuo didesnė energijos dalis virs šiluma, tuo bus didesnis δ kampas.

Kokybinė medžiagų kompleksinės skvarbos realiosios (ϵ'_a) ir menamosios (ϵ''_a) dalių priklausomybės nuo elektrinio lauko dažnio parodytos 2 pav.

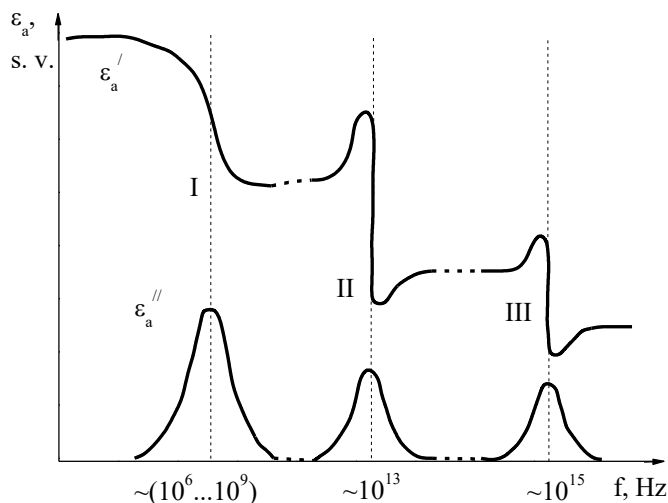


a



b

1 pav. Harmoninio elektromagnetinio lauko dielektrike sukeltos srovės ir įtampa (a) bei jų vektorinė diagrama b). I , I_0 – srovės, kai vietoje realaus dielektriko bus vakuumas ar dielektrikas be nuostolių; I_D , I_N – srovė dielektrike ir nuostolių srovė.



2 pav. Kompleksinės skvarbos sandų dažninė priklausomybė

Priklausomai nuo medžiagos fizinių savybių gali būti taip, kad jau palyginti žemų dažnių (I) srityje išryškėja skvarbos komponentių ε'_a ir ε''_a kitimai, sąlygojami pačių lėčiausių orientacinių reiškinių. Didesnių dažnių (infraraudonio) srityje (II) dielektrinės skvarbos kitimai susiję su medžiagos jonine poliarizacija, o dar didesnių dažnių (ultravioleto) srityje (III) tai susiję su elektronine poliarizacija. Taigi, elektromagnetinių bangų sąveika su medžiaga, ypač puslaidininkiais, gali duoti daug naudingos informacijos apie puslaidininkio energijos spektrą, krūvininkų savybes, būsenų tankius. Pastaruoju metu plačiai vystoma puslaidininkinė optoelektronika reikalauja gilaus elektromagnetinių bangų ir puslaidininkio sąveikos reiškinių supratimo. Todėl didelio dažnio elektromagnetinių bangų (šviesos ir jai artimų diapazonų) ir puslaidininkių sąveikos tyrimai įgavo labai didelę teorinę ir eksperimentinę svarbą.

Puslaidininkio, kaip laidžios terpės, sąveikos su elektromagnetiniu lauku pasėkoje stebimi du reiškiniai – laidumo srovė ir poliarizacija. Šiuos, iš principo skirtingus, reiškinius galima aprašyti vienodai, tam įvedus kompleksinę dielektrinę skvarbą arba kompleksinį laidumą, t. y. tarus, kad

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + j\varepsilon_2 \quad (14)$$

ir
$$\sigma = \sigma_1 + j\sigma_2. \quad (15)$$

Tada (9) lygtį, jai pritaikę (7) lygybę, galime užrašyti tokia forma:

$$\text{rot } \vec{H} = \varepsilon_0 \left[\left(\varepsilon_1 - \frac{\sigma_2}{\varepsilon_0 \omega} \right) + j \left(\varepsilon_2 + \frac{\sigma_1}{\varepsilon_0 \omega} \right) \right] \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (16)$$

Iš pastarosios lygties gauname, kad

$$\varepsilon' = \varepsilon_1 - \frac{\sigma_2}{\varepsilon_0 \omega} \quad \text{ir} \quad (17)$$

$$\varepsilon'' = \varepsilon_2 + \frac{\sigma_1}{\varepsilon_0 \omega}. \quad (18)$$

Taip pat nesunkiai galėtume įrodyti, kad

$$\sigma' = \varepsilon_0 \omega \varepsilon'' \text{ ir } \sigma'' = -\varepsilon_0 \omega \varepsilon' . \quad (19)$$

Iš (17)...(19) lygybių seka, kad kompleksinę dielektrinę skvarbą ir kompleksinį laidumą nusako vienas kompleksinis dydis, apibūdinantis medžiagą kintamajame elektromagnetiniame lauke. Taip pat būtų galima išvesti lygtis vienareikšmiškai siejančias kompleksinę dielektrinę skvarbą ar kompleksinį laidumą su kompleksiniu lūžio rodikliu

$$\tilde{n} = n + j\chi , \quad (20)$$

čia χ – sugerties rodiklis.

Lūžio ir sugerties rodikliai visiškai apibūdina optines puslaidininkio savybes.

Galima tarti, kad dielektrinė skvarba yra medžiagos atsako į išorinio kintamojo elektrinio lauko poveikį matas. Šis atsakas priklauso nuo veikiančio lauko dažnio. todėl dielektrinės skvarbos priklausomybė nuo dažnio dar vadinama dažnine dispersija. Dažninės dispersijos analizė rodo, kad dielektrinės skvarbos realioji ir menamoji dalys tarpusavyje yra susijusios. Šią tarpusavio priklausomybę aprašo dispersinis Kramerso ir Kronigo sąryšis:

$$\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_1(\infty) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{x \varepsilon_2(x)}{x^2 - \omega^2} dx , \quad (21)$$

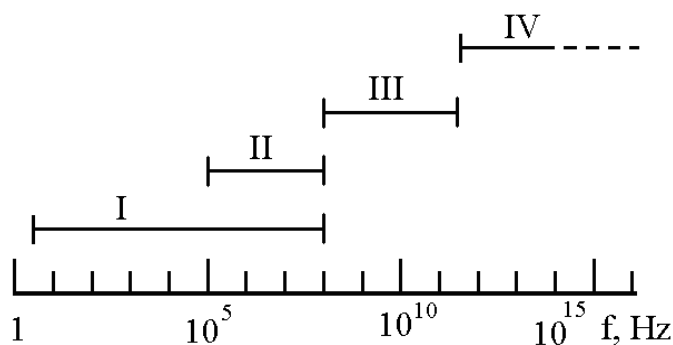
$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_1(x) - \varepsilon_1(\infty)}{\omega^2 - x^2} dx , \quad (22)$$

čia x – integravimo kintamasis. Iš (21) ir (22) seka, kad žinant, pvz., menamąją dielektrinės skvarbos sandą $\varepsilon_2(\omega)$ visame dažnių intervale, galima apskaičiuoti realųjį sandą $\varepsilon_1(\omega)$.

3.1. Kompleksinės dielektrinės skvarbos matavimai

Praktikoje susiduriama su santykinė ε ir absoliutine ε_a dielektrinėmis skvarbomis. Santykinė dielektrinė skvarba yra bematis dydis, lygus elektrinių laukų stiprumo vakuume ir vienalyčiame izotropiniame dielektrike santykiui, kai laisvieji elektriniai krūviai ir jų išsidėstymas yra tokie pat. Absoliutinė – lygi sandaugai $\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon$. Daugeliu atvejų dielektrinės skvarbos, talpos, dielektrinių nuostolių $\text{tg} \delta$, elektrinio atsparumo, elektrinio laidumo matavimai nuolatiniam ir kintamajame elektriniuose laukuose vadinami tiesiog dielektriniais matavimais.

Dielektrinių matavimų būdai labai įvairūs: jie priklauso nuo medžiagos būsenos, nuo absoliutinių ε verčių, dažnio diapazono, elektromagnetinio lauko intensyvumo ir matavimų tikslų.



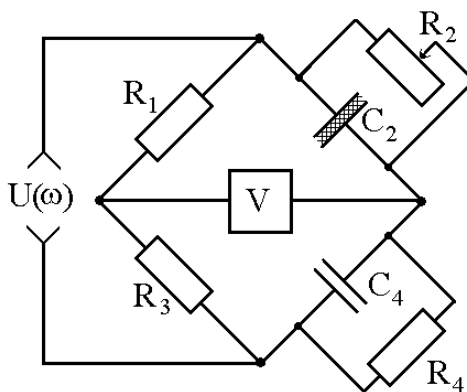
3 pav. Galimi dielektrinės skvarbos matavimo būdai įvairių dažnių srityse: I – tiltelio, II – LC kontūro, III – bangolaidžio, IV – spektroskopiniai

Praktikoje kartais tenka atlikti dielektrinius matavimus net itin žemų dažnių srityje (10^{-5} Hz). Šiuo atveju tenka pasinaudoti talpų įsielektrinimo ir išsielektrinimo dėsniniais. Didesnių dažnių srityje naudojami kiti metodai (3 pav.), kurie turi vienokių ar kitokių privalumų. Dėl paprastumo ir gero matavimo tikslumo plačiai (iki $f=(10^7 \dots 10^8)$ Hz) naudojami matavimo tilteliai. 4 pav. parodytam Šeringo tilteliui turėsime tokias lygybes (tiltelis suderintas):

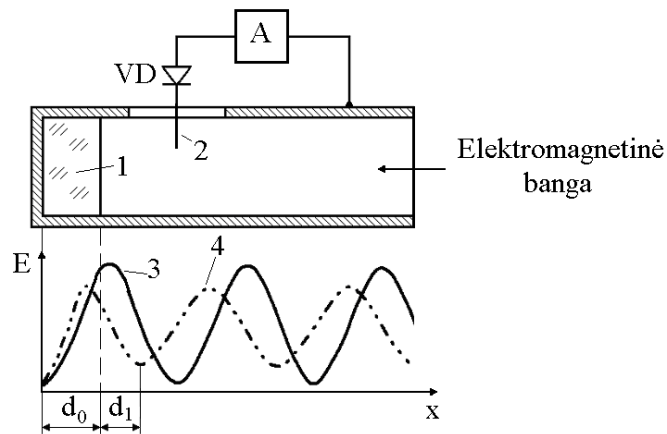
$$\varepsilon' = \frac{R_3 C_2}{R_1 C_0}, \quad (23)$$

$$\varepsilon'' = \frac{1}{2\pi f C_0} \left(\frac{R_3}{R_1 R_4} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (24)$$

čia C_0 – kondensatoriaus talpa be tiriamos (dielektrinės) medžiagos.



4 pav. Šeringo tiltelis. V – didelio jautrio voltmetras.



5 pav. Dielektriniai matavimai metaliniame stačiakampyje bangolaidyje. 1 – tiriamoji medžiaga ir jos storis d_0 , 2 – matavimo zondas, 3 – stovinti banga tuščiam bangolaidyje, 4 – stovinti banga esant bandiniui, A – jautrus srovės stiprio matuoklis

Turėdami ε' ir ε'' , galime surasti $\text{tg } \delta = \varepsilon''(\omega) / \varepsilon'(\omega)$, kurie parodo kokia dalis kintamojo elektromagnetinio lauko energijos virsta šiluma (dėl dielektriko poliarizacijos reiškinių), o nuostolių galia per laiko vienetą bus:

$$P = U^2 \omega C \text{tg } \delta . \quad (25)$$

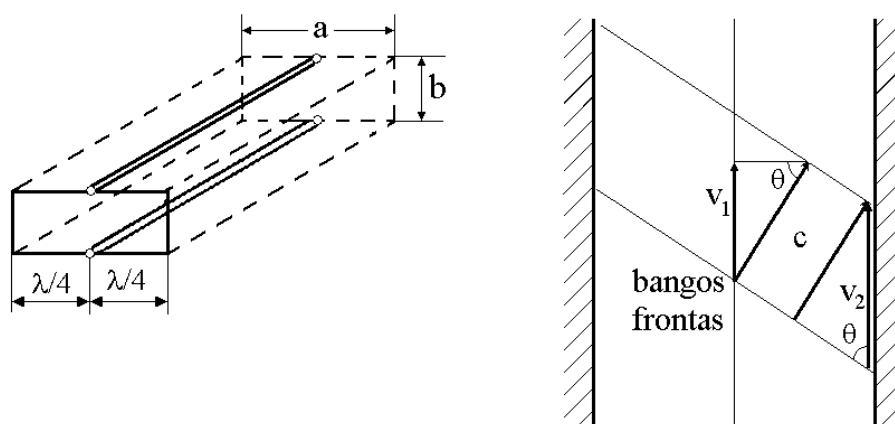
Iš dielektrinių matavimų galima nustatyti vandens kiekį tirpaluose (kiekybinė ir kokybinė analizė), molekulių dipolinius momentus (tiriant dielektrikų struktūrą), kontroliuoti cheminių reakcijų eigą (oksidacija, chromavimas) ir t. t.

Puslaidininkinių medžiagų dielektriniai matavimai dažnai vykdomi didelių dažnių srityje ir siekia ne tik infraraudonio, bet ir ultravioleto sritis. Čia mes nagrinėsime puslaidininkinių medžiagų dielektrines savybes decimetrinių–milimetrinių bangų diapazone, t. y. naudosime bangolaidinį dielektrinės skvarbos matavimo būdą, parodytą 5 pav.

Kai bangolaidžio antrasis galas atviras ir apkrautas bangine varža, bangolaidyje turėsime tik bėgančiąją bangą ir registruojančiojo prietaiso rodmenys nuo koordinatės x nepriklausys. Užtrumpinus antrąjį bangolaidžio galą, jame turėsime tik stovinčiąją bangą (įtampos, kaip parodyta 5 pav.). Bangolaidžio gale patalpinus tiriamąjį puslaidininkinį bandinį, taip pat gausime stovinčiąją bangą, tik jos amplitudė bus mažesnė ir bus pakitusi fazė. Taip bus dėl to, kad dalis elektromagnetinio lauko energijos bus sugerta tiriamajame bandinyje, todėl dukart praėjusios bandinį bangos elektrinis vektorius bus mažesnis negu tiesioginės bangos ir sumažės jų sumos atstojamoji (4-oji kreivė 5 pav.), o atkreipus dėmesį į tai, kad bangos greitis bandinyje bus kitoks negu tuščiam bangolaidyje (dėl skirtingų oro ir tiriamojo bandinio dielektrinių skvarbų), gausime ir skirtingą signalo fazę. Primename, kad sugerties reiškinys yra susijęs su menamąja kompleksinės dielektrinės skvarbos dalimi, tačiau yra keletas būdų, kaip galima nustatyti ε' ir ε'' , išmatavus atstumą d_1 , stovinčių bangų parametrus ir žinant bandinio storį d_0 bei bangolaidžio parametrus. Optimalus matavimo būdas paprastai nurodomas gamintojo, iš kurio įsigyta įranga yra laboratorijoje.

3.2. Bangolaidžiai

Bangolaidžiai gali būti įvairių konstrukcijų, pagaminti iš įvairių medžiagų priklausomai nuo jų paskirties. Čia mes trumpai aptarsime stačiakampio skerspjūvio metalinius bangolaidžius, skirtus didelio dažnio elektromagnetinių signalų kryptingam perdavimui. Dažniausiai bangolaidžiai gaminami iš vario ar žalvario, jų vidinių paviršių šiurkštis būna labai mažas, be to, siekiant sumažinti paviršinę varžą, vidiniai paviršiai dengiami sidabru, kartais auksu. Elektronikos pagrinduose turėjome dvilaidę liniją ir nagrinėjome jos savybes. Kai linijos ilgis yra lygus bangos ilgio ketvirčiui ($l = \lambda/4$) ir ši linija gale užtrumpinta, tai jos įėjimo varža šiam signalui lygi begalybei, t. y. turime metalinį izoliatorių. Taigi, metalinį stačiakampio skerspjūvio bangolaidį galime išivaizduoti kaip dvilaidę liniją prie kurios iš abiejų pusių prijungta besiliečiančių $\lambda/4$ ilgio užtrumpintų dvilaidžių linijų (6 pav.) rinkinys.



6 pav. Dvilaidė linija – stačiakampio metalinio bangolaidžio analogas ir elektromagnetinės bangos grupinis (v_1) bei fazinis (v_2) greičiai bangolaidyje

Didelio dažnio elektromagnetinių bangų sklidimo dėsningumai metaliniame bangolaidyje sudėtingesni negu dvilaidėje linijoje, nors yra nemažai ir tapatumų. Teoriškai bangų sklidimą bangolaidyje galėtume nagrinėti sprendami Maksvelo lygtis duotoms kraštinėms sąlygoms (tai elektrodinamikos uždavinys). Čia mes paminėsime tik kai kuriuos šių bangų sklidimo ypatumus. Pirmiausia, banga sklinda bangolaidžiu, atsispindėdama nuo jos šoninių sienelių, todėl bangos fronto greitis bangolaidžio ašine linija, dar vadinamas grupiniu greičiu, bus:

$$v_1 = c \sin \theta, \quad (26)$$

čia c – šviesos greitis (žr. 6 pav.).

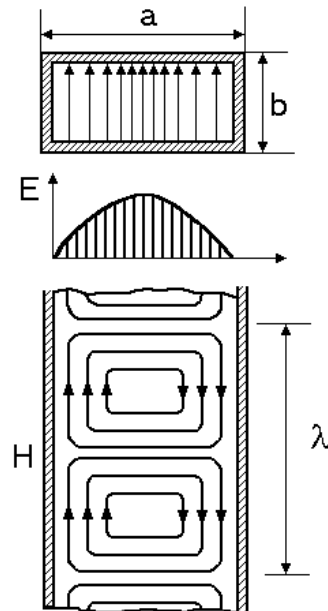
Fazinis greitis v_2 (didesnis už šviesos greitį) išreiškiamas taip:

$$v_2 = \frac{c}{\sin \theta}. \quad (27)$$

Bangolaidyje galima sužadinti įvairaus tipo bangas, besiskiriančias elektromagnetinio lauko sandara ir dažniu, kitaip tariant, bangolaidžio modomis. Stačiakampio skerspjūvio bangolaidyje gali sklisti signalas, kurio bangos ilgis $\lambda_k = 2a$ ar trumpesnis. Tokio

bangolaidžio skerspjūvyje gali būti elektrinės komponentės vektorius (7 pav.), o išilgai bangolaidžio – magnetinio lauko komponentė. Tai bus taip vadinama TE arba H banga. Jeigu bangolaidžio skerspjūvyje dominuos tik magnetinio lauko jėgų linijos, o išilgai bangolaidžio bus elektrinio lauko vektorius, tai turėsime TM arba E bangą.

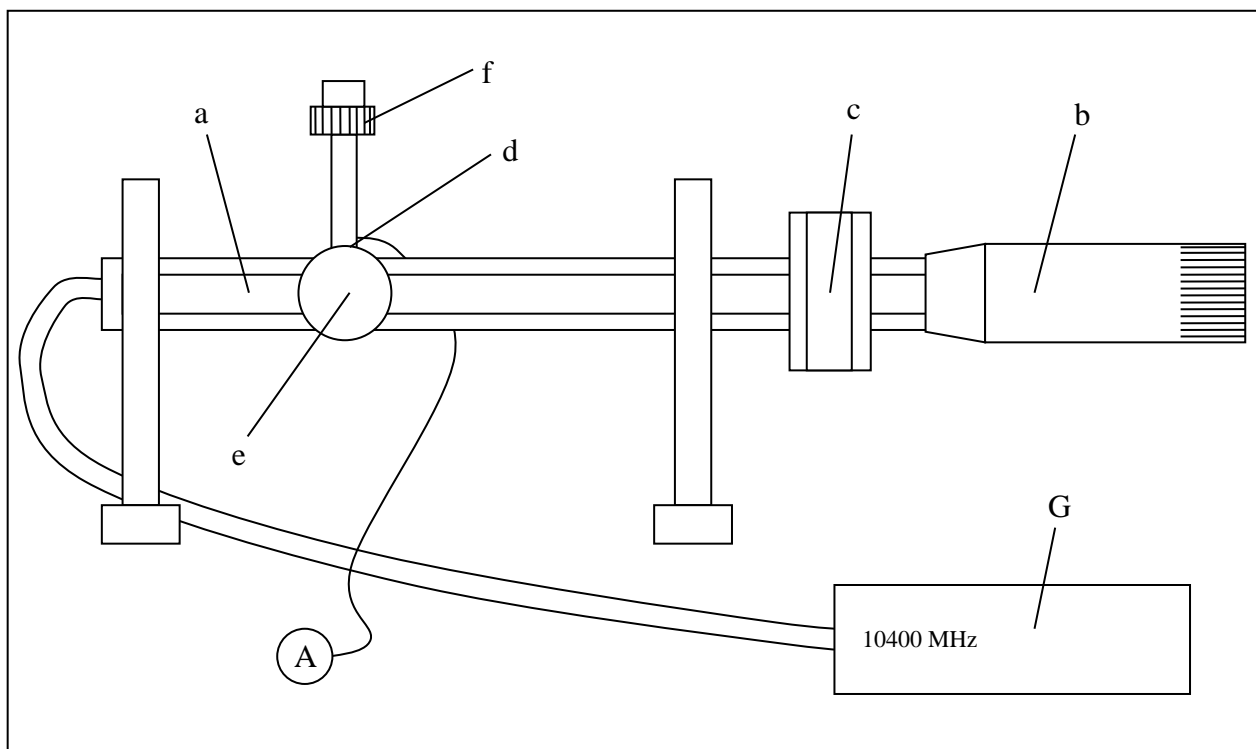
Stačiakampio profilio bangolaidyje dažniausiai turėsime H_{10} bangą. Indeksai rodo, kiek stovinčių pusbangių telpa bangolaidžio skerspjūvio plotyje a ir aukštyje b (žr. 6, 7 pav.). Bangolaidžių parametrai a ir b būna standartizuoti.



7 pav. Elektromagnetinės H_{10} bangos komponentės bangolaidyje

4. Tyrimo metodika

4.1. Darbo priemonės



8 pav. Principinė matavimo linijos P1-4 schema

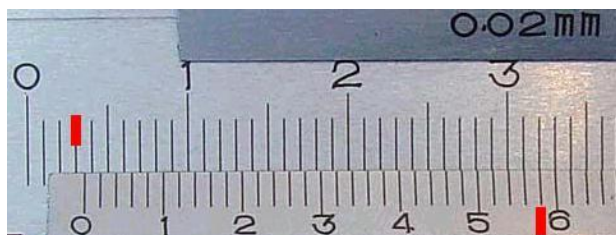
Matavimo linija P1-4 (8 pav.) yra sudaryta iš stačiakampio bangolaidžio (a) su gale įmontuotu trumpinančiuoju stūmokliu (b), reguliuojamu mikrometriniu sraigtu. **Bandinys yra patalpinamas į bangolaidį stumiant bandinio laikiklį (c) į sienos pusę (ištraukiamas – stumiant į save).** Elektrinio lauko stiprį atspindintis srovės stipris yra matuojamas zondų (d), įleistu į bangolaidį iš viršaus ir sujungtu su ampermetru (A). Zondo padėtis horizontalia kryptimi yra keičiama rankenėle (e), o įleidimo į bangolaidį gylis – rankenėle (f). Siekiant zondų išmatuoti didelio dažnio srovę, generatoriumi (G) generuojami virpesiai yra moduluojami žemu dažniu.

Pakeitus generatoriaus virpesių dažnį arba zondo įleidimo gylį, bangolaidis yra perderinamas keičiant trumpinančiojo stūmoklio padėtį. Susidariusios(-ių) bangos(-ų) tipas(-ai) yra nustatomas(-i) ampermetru: bangolaidyje elektrinio lauko (srovės stiprio) maksimumams esant vienodos vertės bei nutolus nuo mazgo vienodais atstumais, bus susidariusi vieno tipo banga.

4.2. Darbo eiga

1. Įsijungti ampermetrą (μA padėtis) ir generatorių („CETb BKJ.“ jungiklis; visame darbe bangos dažnis – 10,4 GHz). Keičiant zondo horizontalią padėtį x rankenėle (e) nustatyti visus bangolaidžiu sklindančios bangos maksimumus (pūpsnius) ir minimumus (mazgus): tiek amplitudę (mA), tiek padėtį (mm).

- Šią dalį atlikti bangolaidyje nesant bandinio
- Taškus matuoti vidurinėje ar artimoje jai bangolaidžio srityje – ne ties nuline (e) padėtimi
- Zondo padėties (e) Nonijaus skalę sudaro 20 padalų, t.y. 1 padalos vertė – 0,05 mm



Naudojimosi Nonijaus skale **pavyzdys**;
Pateikta vertė – **3.58 mm**

2. Pagal išmatuotus bangos taškus nustatyti bangos ilgį λ_B . [Patartina nustatinėti iš minimumų padėčių, laikant juos **stovinčios** bangos mazgais; galite vidurkinti iš mazgų ir pūpsnių nustatytus λ_B]

3. Nustačius bangos ilgį, trumpinantysis stūmoklis (b) pastatomas į padėtį $L = (2k + 1)\frac{\lambda_B}{4}$,

kur k – pasirinktas natūralusis skaičius ($k = 1, 2, 3, \dots$); [PATAISA] kadangi stūmoklio „nulinė“ padėtis yra pastumta 20 mm (bandinio atžvilgiu), šį atstumą reikia atimti, pvz., pasirinkus $k = 1$, $L = 3/4\lambda_B - 20$ mm.

- Trumpinančiojo stūmoklio mm šimtainės vertės (0.02 mm tikslumu) yra pažymėtos brūkšniukais ant karūnėlės. Atstumas šimtainiu tikslumu yra gaunamas lygiuojant šiuos brūkšniukus su pagrindine – horizontalia – stūmoklio vienetų skale.

4. Pakeitus trumpinančiojo stūmoklio poziciją, **zondų** išmatuojami 4 taškai:

- Srovės stiprio ir padėties minimumas be bandinio (stovinčios bangos mazgas)
- Srovės stiprio (I_{\max}) ir padėties maksimumas be bandinio (stovinčios bangos pūpsnis)
- Srovės stiprio (I_{\min}) ir padėties minimumas su bandiniu (pusiau stovinčios bangos mazgas)
- Srovės stiprio ir padėties maksimumas su bandiniu (pusiau stovinčios bangos pūpsnis)
 - Taškus matuoti vidurinėje ar artimoje jai bangolaidžio srityje – ne ties nuline (e) padėtimi
 - Bandinys yra patalpinamas į bangolaidį stumiant bandinio laikiklį (c) į sienos pusę (ištraukiamas – stumiant į save)

[Matavimus atlikti du kartus: pasirenkant kitą k ir perstatant trumpinantįjį stūmoklį į kitą padėtį]

5. Iš mazgo padėties pakitimo įdėjus bandinį rasti Δx . Skirtingų matavimų rezultatus suvidurkinti. Palyginti išmatuotą λ_B su 1 lentelėje pateikta teorine λ_B verte.

6. Naudojant (28 – 34) formules nustatyti ε' bei ε'' (parametras S yra pateiktas 1 lentelėje).

7. Apskaičiuoti kompleksinį lūžio rodiklį ($\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}}$); įvertinti kompleksinio lūžio rodiklio realiąją ir menamąją dalis.

4.3. Trumpi metodiniai nurodymai

Tiriamąjį puslaidininkinio strypelio diametras $D = 3$ mm, o plačiosios bangolaidžio sienelės plotis $a = 25$ mm. Bandiniui užimant tik dalį bangolaidžio skerspjūvio ploto, ε' ir ε'' apskaičiavimui pasitelkiamos pusiau empirinės formulės. Galiojant sąlygai $D/a \lesssim 0,1$:

$$\varepsilon' = 1 + \left[2 \left(\frac{\lambda_0}{\pi D} \right)^2 + 0,5 \right] \frac{U^2}{U^2 + V^2}, \quad (28)$$

čia λ_0 – generuojamos bangos ilgis vakuume;

$$\varepsilon'' = \left[2 \left(\frac{\lambda_0}{\pi D} \right)^2 + 0,5 \right] \frac{V^2}{U^2 + V^2}; \quad (29)$$

$$U = 2S - 1,75 + \ln \frac{4a}{\pi D} + 2 \frac{\lambda_B}{a} \cdot \frac{B^2}{B^2 + G^2}; \quad (30)$$

$$V = 2 \frac{\lambda_B}{a} \cdot \frac{B^2}{B^2 + G^2}; \quad (31)$$

$$S = \sum_{n=3,5,7,\dots}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{n^2 - \frac{2a}{\lambda_0}}} - \frac{1}{n} \right]; \quad (32)$$

$$G = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{I_{\max}}{I_{\min}} \right) - 1}}, \quad (33)$$

čia I_{\max} – srovės stiprio maksimumas be bandinio, I_{\min} – srovės stiprio minimumas su bandiniu (perstačius trumpinantįjį stūmoklį į padėtį $L = (2k + 1) \frac{\lambda_B}{4} - 20$);

$$B = \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_B} \cdot \Delta x, \quad (34)$$

čia Δx – mazgų poslinkis įdėjus bandinį į bangolaidį.

1 lentelė. Informaciniai duomenys

f (GHz)	λ_B (mm)	S
10,1	39,2	0,074515
10,2	38,4	0,076321
10,3	38,0	0,078102
10,4	37,8	0,080038
10,5	36,0	0,081915