

**VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA**

Pranciškus Dobrovolskis

SKAIDRIŲ TERPIŲ SUGERTIES MATAVIMAS CPI METODU

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERINĖ FIZIKA IR OPTINĖS TECHNOLOGIJOS)

Studentas
Darbo vadovas
Katedros vedėjas

Pranciškus Dobrovolskis
dr. Antanas Urbas
Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

Turinys

Įvadas	3
1. Pagrindiniai šviesos indukuotos absorbcijos medžiagose tyrimo būdai.....	4
1.1 Fotoakustinė spektroskopija	4
1.2 Fototerminė nuokrypio spektroskopija.....	4
1.3 Fototerminė radiometrija	5
1.4 Paviršinis šiluminis lęšis.....	6
1.5 Fototerminė polinkio spektroskopija.....	7
1.6 Fotomoduluotas atspindys	8
1.7 Šiluminio lęšio metodas	8
2. Šviesos sukeltas šiluminis lęšis	10
2.1 Šilumos įtaka lūžio rodikliui.....	10
2.2 Šiluminio lęšio židinio nuotolis.....	10
2.3 Šiluminis laidumas	11
3. Šiluminio lęšio matavimas.....	13
3.1 Vieno lazerinio pluošto metodika.....	13
3.2 Dviejų lazerinių pluoštų metodika.....	15
3.3 Bendro kelio interferometrija	19
4. Darbo schema ir motyvacija	23
5. Darbo rezultatai	26
Išvados	31
Literatūros sąrašas	32
Summary.....	35

Ivadas

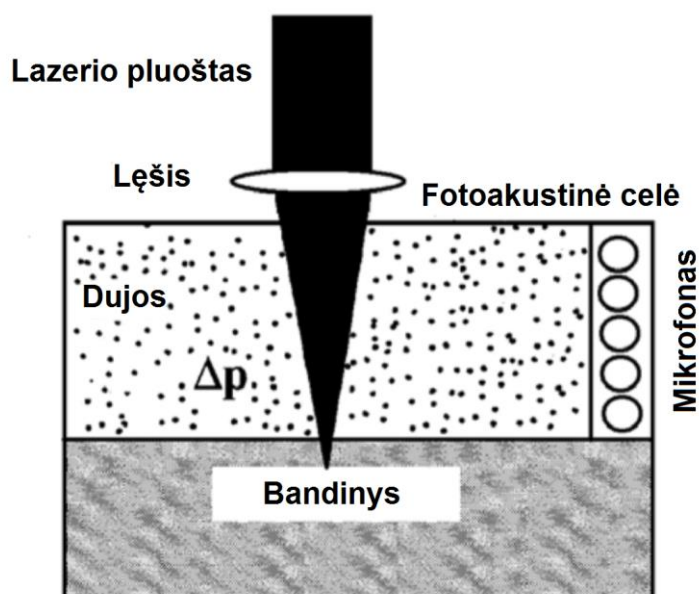
Paprastai sugertis medžiagose, optiniuose elementuose ar dangose yra matuojama su įprastais spektrometrais, pamatuojant bandinių pralaidumą [1]. Tačiau šių metodų tikslumas yra menkas. Tikslesniems matavimams gali būti naudojami kalorimetrai [2], tačiau šiuo atveju bandinys (ar etalonas) būna sugandinamas. Yra pasiūlyta ir kitų metodų tirti medžiagų sugertį, kurių tikslumas yra $10^{-3} - 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ [3 – 5]. Deja to paprastai vis tiek neužtenka norint išmatuoti sugertį skaidriose kietose medžiagose ar dangose ant optinių elementų. Alternatyvus, nedestrukcinis ir nekontaktinis metodas yra šiluminių reiškinių bandinyje sukūrimas su šviesa. Šiluminė banga yra indukuojama periodiškai kaitinant bandinį lazerine spinduliuote ir išmatuojant bandinio atsaką į pakitusią temperatūrą. Taigi vietoje to, kad būtų tiesiogiai matuojamas bandinio pralaidumas, yra išmatuojamas kintantis bandinio parametras (jo išvestinė) ir iš to apskaičiuojamas ieškomas dydis. Tai pasiekama periodiškai moduluojant charakteringą bandinio parametą su išoriniu šiluminiu šaltiniu. Ši metodika leidžia pasiekti žymiai didesni jautrumą – paprastai iki 10^{-8} cm^{-1} , o be to galima atskirti sugertį bandinio medžiagoje, nuo sugerties bandinio paviršiuje (ar optinėse dangose esančiose ant paviršiaus). [6]

Šio darbo uždavinys yra sukurti optinių elementų (optikos su dielektrinėmis dangomis, lazerinių ir netiesinių kristalų) sugerties tyrimo minimaliomis priemonėmis metodiką. Pirmiausia išnagrinėti jau esamus ir naudojamus sprendimus, o tuomet atsirinkti labiausiai tinkamą būdą tikslui pasiekti. Ši metodika turėtų leisti tiksliai išmatuoti bent 10^{-6} cm^{-1} eilės sugertį – tokia kokia paprastai būna stikle, dielektrinėse dangose ar kristaluose, tai pat tyrimui nebūtų reikalinga brangi įranga, o geriausia įranga, kuri dažnai jau yra mokslinėse ar optikos metrologijos laboratorijose. Optinių ir lazerinių elementų sugerties matavimai leistų atrinkti tinkamus lazerinius kristalus ir kiekybiškai įvertinti jų kokybės parametą FOM (*Figure of Merit*) ar sukurti mažos sugerties optines dangas, kurios vis labiau tampa paklausios, ypač tarp aukštos galios nuolatinės veikos lazerių gamintojų (taip pat jau turint tinkamą dangų projektą, šia metodiką leistų pateikti realius elementų sugerties matavimus lazerio gamintojui). Darbo tikslas – įrodyti, jog pasirinkta eksperimentinės schema ir reikalingi prietaisai yra tinkami fiksuoti sugertį optiniuose ar lazeriniuose elementuose.

1. Pagrindiniai šviesos indukuotos absorbcijos medžiagose tyrimo būdai

1.1 Fotoakustinė spektroskopija

Fotoakustinės spektroskopijos principas – bandinį apšviečiant moduliutu lazerinės šviesos srautu dalis šviesos yra absorbuojama ir ji virsta šiluma. Šiluma išsisklaido bandinyje ir pasiekia bandinio paviršių. Tai įkaitina fotoakustinėje celėje esančias dujas ir jos ima plėstis. Šie dujų slėgio svyravimai (garsas) yra aptinkami mikrofonu (1.1.1 pav.). Tuomet fotoakustinis signalas yra pamatuojamas fazei jautria metodika. Tokiu būdų galima išmatuoti medžiagų absorbcijos koeficientus, kurie yra $10^{-5} - 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ eilės. [7], [8]

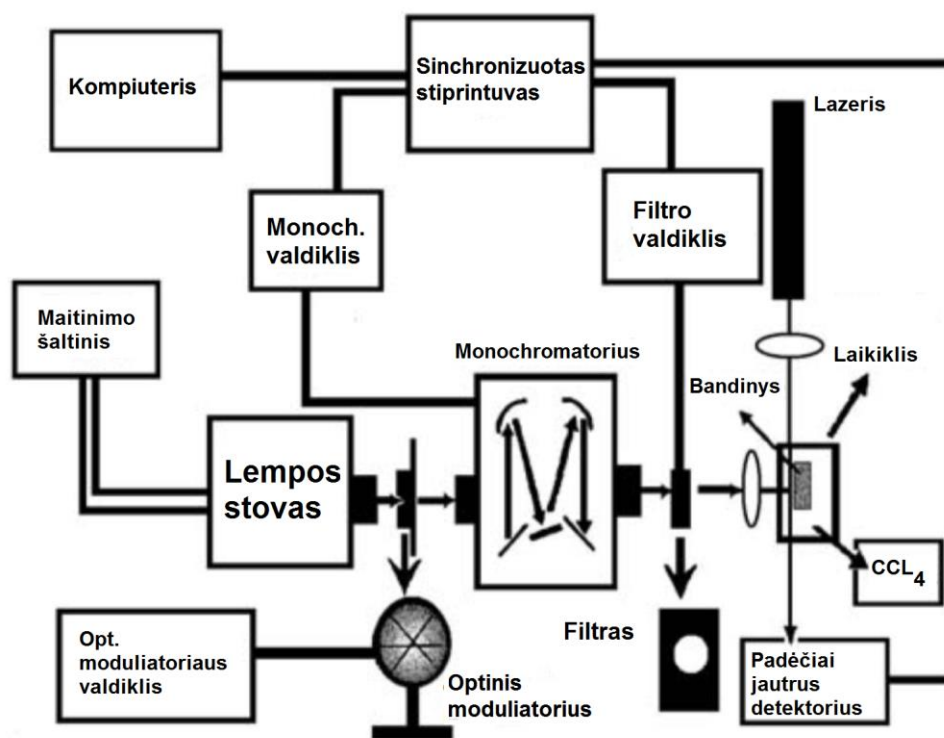


1.1.1 pav. Fotoakustinės spektroskopijos tyrimo schema

1.2 Fototerminė nuokrypio spektroskopija

Ši metodiką primą kartą pristatyta 1980 m. ir tai pat vadinama ir Miražo Efektu [9]. Šios metodikos schema pateikiama 1.2.1 pav. Bandinys apšviečiamas moduliuota (naudojant optinį moduliatorių) monochromatine šviesa. Plono sluoksnio temperatūra kinta absorbuojant šviesą, o tai nulemia temperatūros pokyčius šviesą nukreipiančioje medžiagoje. Dažniausiai naudojami nepoliniai tirpikliai pasižymintys didele lūžio rodiklio priklausomybe nuo temperatūros (šiluminis-optinis koeficientas) ir labai maža absorbcija. Statmenai bandinio paviršiaus einanti lazerinė spinduliuotė patirs periodinius nuokrypius, kurių dažnis sutaps su žadinančios spinduliuotės moduliacijos dažniu. Lazerio spindulio nukrypimo amplitudė yra matuojama padėčiai jautriais prietaisais ir sinchroniniu stiprintuvu. Signalas yra proporcingas sugertai energijai ar galiui. Skaidriose terpėse nuokrypis yra tiesiškai proporcingas medžiagos sugerties koeficientui. Aptartu būdų dažniausiai yra matuojami skaidrių medžiagų sugerties koeficientai, šia metodika galima

išmatuoti sugerties koeficientus iki 10^{-7} cm^{-1} . Didžiausias fototerminės nuokrypio spektroskopijos privalumas yra universalumas – absorbciją galima matuoti ir dujose, ir skysčiuose, ir kietose medžiagose. [10–12]



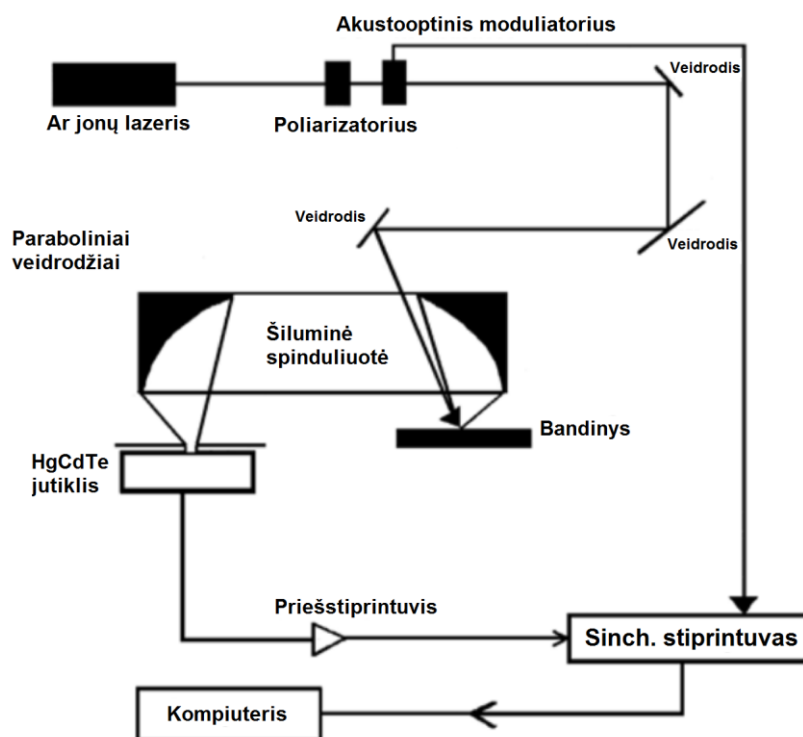
1.2.1 pav. Fototerminė nuokrypio spektroskopija

1.3 Fototerminė radiometrija

Šios metodikos esmė yra ta, kad bandinio temperatūra keičiama moduliutu išoriniu spinduliuotės šaltiniu (paprastai – lazeriu). Fotodetektorius matuojantis šiluminę spinduliuotę yra naudojamas nustatyti bandinio temperatūros perturbacijas, kurios yra moduliuto išorinio spinduliuotės dažnio. Dažniausiai yra naudojami skystu azotu šaldomi HgCdTe fotodetektoriai (darbinis spektrinis ruošas $2 - 12 \mu\text{m}$). Fotodetektoriaus signalas priklausys nuo bandinio temperatūros ir nuo jo temperatūros kitimo (dinaminė komponentė), kuris yra nulemtas išorinio spinduliuotės šaltinio. Dinaminė komponentė yra tiesiogiai priklausoma nuo bandinio sugertos lazerinės spinduliuotės energijos. Fototerminė radiometrija gali būti naudojama tiek ir pačios medžiagos sugerties matavimui, tiek ir ant bandinio paviršiaus esančių plonų sluoksnių sugerčiai nustatyti. Šios metodikos eksperimentinė schema parodyta 1.3.1 pav. Šis metodas leidžia išmatuoti sugerties koeficientą iki 10^{-5} cm^{-1} , tikslumas didėja augant temperatūrai. [13], [14]

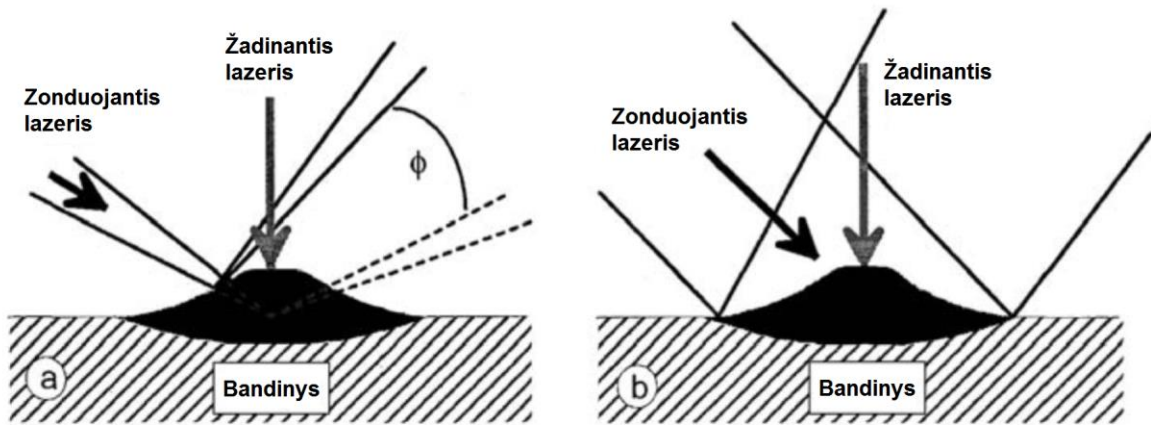
1.4 Paviršinis šiluminis lėšis

Ši metodika yra alternatyva fototerminiai nuokrypio spektroskopijai. Eksperimentas atliekamas fokusuojant moduliuotą lazerio spinduliuotę į bandinio paviršių (kritimo kampas $\sim 0^\circ$, dėmės dydis $\sim 100 \mu\text{m}$). Zonduojančiai spinduliuotei naudojamas nuolatinės veikos lazeris, paprastai He-Ne lazerinis šaltinis. Jis taip pat fokusuojamas į bandinio paviršių (į tą pačią vietą kur krenta ir žadinantis lazerio spindulys). Zonduojančio spindulio dėmės diametras ant bandinio turi būti didesnis už žadinančiojo spindulio dėmę (optimaliausia, kuomet zonduojantis spindulys yra apie 5 kartus didesnis už žadinantįjį). Norint pamatuoti zonduojančios spinduliuotės signalą prieš fotodiodą yra statoma diafragma, tokiu būdų fotodetektorius matuos intensyvumo kitimą zonduojančio pluošto centre, kuris bus proporcingas bandinio optinės spinduliuotės sugerčiai.



1.3.1 pav. Fototerminė radiometrija

Trumpai galima aptarti paviršinio lėšio metodikos privalumus prieš fototerminę nuokrypio spektroskopiją. Pirmiausia matuojant paviršinio šiluminio lėšio susidarymą pasiekiamas toks pats tikslumas kaip ir fototerminėje nuokrypio spektroskopijoje (iki 10^{-7} cm^{-1}), tačiau šis metodas yra žymiai mažiau jautrus elementų justiravimui, pasiekiant tą patį matavimo jautrumą. Kitas privalumas – signalo detektavimui galima naudoti krūvio-sąsajos įtaisą (CCD), kuriuo bus galima gauti informaciją apie viso paviršiaus deformaciją. Tai gali būti didelis privalumas lyginant su fototerminė nuokrypio spektroskopija – informacija apie paviršiaus deformacijos žemėlapi gaunama žymiai greičiau. 1.4.1 pav. parodytas skirtumas tarp šių dviejų metodikų. [15], [16]

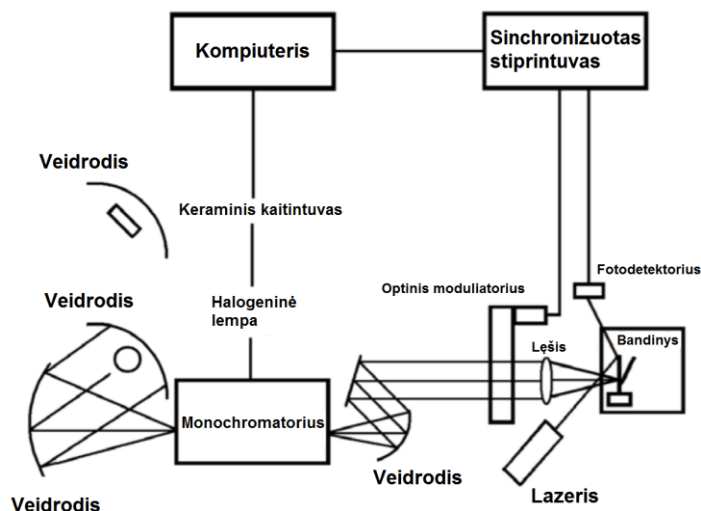


1.4.1 pav. Fototerminės nuokrypio spektroskopijos (a) palyginimas su paviršinio lęšio metodika (b)

1.5 Fototerminė polinkio spektroskopija

Fototerminė polinkio spektroskopija naudojama matuojant plonų sluoksnių sugertį. Šis metodas naudojasi tuo, kad sluoksniai turintys skirtingus temperatūrinius plėtimosi koeficientus linksta keičiant temperatūrą.

Halogeninė lempa ir keraminis kaitintuvas naudojami kaip spinduliuotės šaltiniai (nuo matomos iki NIR ir IR šviesos atitinkamai). Šviesa perėjus monochromatorių yra moduluojama su optiniu moduliatoriumi, kurio dažnis naudojamas kaip norminis signalas sinchroniniam stiprintuvui. Tuomet šviesa fokusuojama į bandinį, kuris įtvirtintas „Super-invar“ metalo laikiklyje, pasižyminčiu labai mažu terminiu plėtimosi koeficientu. He-Ne nuolatinės veikos lazeris naudojamas kaip zonduojančio šviesos pluošto šaltinis, kuris nukreipiamas į neaptaisytą bandinio kraštą. Pluošto polinkis matuojamas padėčiai jautriu prietaisu ir iš to išskaičiuojamas sugerties koeficientas. Šios metodikos jautrumas: 10^{-4} cm^{-1} . Eksperimentinė schema pateikiama 1.5.1 pav. [17]



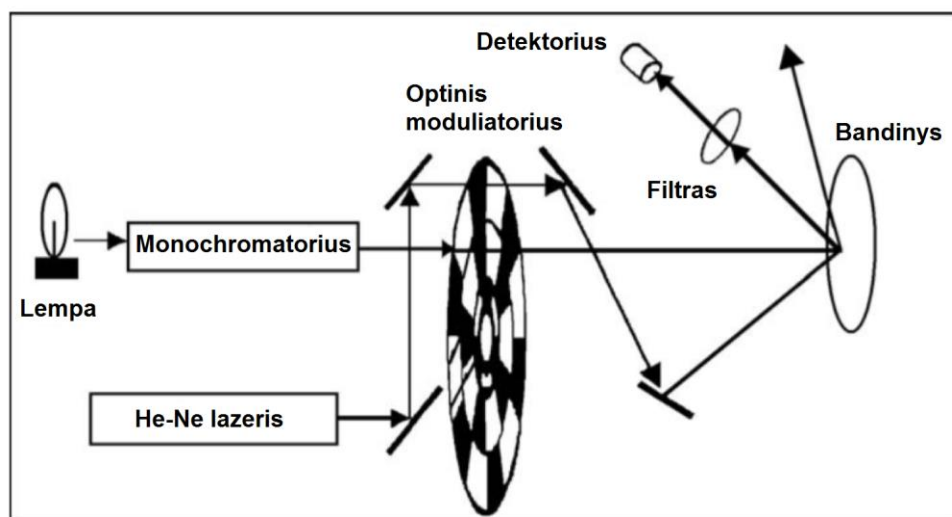
1.5.1 pav. Fototerminė polinkio spektroskopija

1.6 Fotomoduliuotas atspindys

Šis metodas remiasi tuo, kad bandinio optinio atspindžio koeficientas kinta periodiškai keičiant bandinio temperatūra, kas yra nulemta bandinio temperatūrinių savybių. Matuojamas zondojuančio šviesos pluošto atsispindėjusio nuo bandinio paviršiaus intensyvumas. Santykinis atspindžio koeficiento pokytis dėl kintančios temperatūros aprašomas formule:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial R}{\partial T} \cdot \Delta T, \quad (1)$$

kaip matome periodinis ΔR priklauso nuo atspindžio temperatūrinio koeficiento $C_T = \frac{\partial R}{\partial T}$ ir temperatūros pokyčio ant bandinio paviršiaus ΔT . Taigi išmatavus ΔR galime apskaičiuoti ΔT , kuris priklausys tik nuo sugertos žadinančios spinduliuotės energijos t.y. nuo bandinio sugerties koeficiento. 1.6.1 pav. pateikiama foto moduliuoto atspindžio matavimo schema. [18], [19]



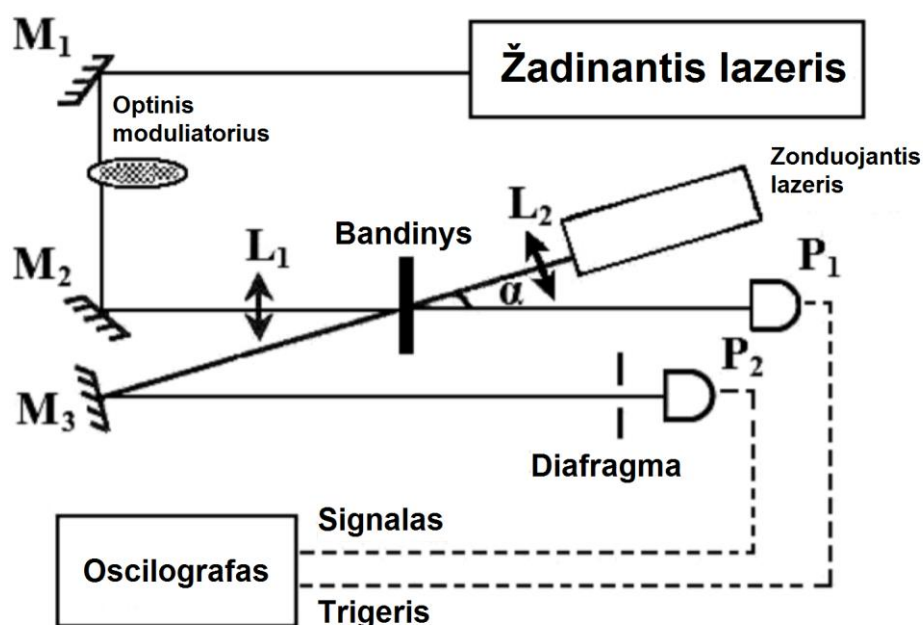
1.6.1 pav. Fotomoduliuotas atspindys

1.7 Šiluminio lęšio metodas

Kaip tinkamiausias metodas tirti sugertį skaidriose medžiagose buvo pasirinktas šiluminio lęšio metodas. Šis metodas pasirinktas dėl kelių labai svarbių priežasčių: šiuo būdu galima pamatuoti medžiagas pasižyminčias labai maža sugertini su dideliu tikslumu, ši metodika nereikalauja didelių investicijų – matavimų standą galima surinkti iš elementų, lazerių ir aparatūros paprastai turimos daugelyje mokslinių ir optikos metrologijos laboratorijų. Šiame skyriuje trumpai aptarsime šio metodo pagrindinius principus, kituose skyriuose terminio lęšio metodas bus išnagrinėtas giliau.

Dalis žadinančio pluošto, kurio energijos pasiskirstymas atitinka Gauso skirstinį sklisdamas per terpę yra sugeriamas dėl absorbcijos. Sugerta šviesos energija virsta šilumine ir bandinio

temperatūra pakyla. Kadangi medžiagų lūžio rodiklis priklauso nuo temperatūros, erdvinis temperatūros gradientas sukuria į lęšį panašų darinį terpėje – šiluminį lęšį. Šis lęšis paveikia zonduojančios spinduliuotės sklindančios per jį fazinį frontą. Tai nulemia, jog praėjusi pro terminį lęšį zonduojanti spinduliuotė diverguoja arba konverguoja. Išmatavus pluošto intensyvumo pokytį arba dinamiką galime surasti ir terpės, kuria sklido spinduliuotė, savybės. Tame tarpe ir šiluminį laidumą ar sugerties koeficientą. Zonduojančio pluošto intensyvumas dažniausia yra matuojamas tolimajame lauke prieš detektorių pastatant diafragmą. Šis metodas labai panašus į fototerminę nuokrypio spektroskopiją, kadangi abu metodai remiasi lūžio rodiklio gradiento sukūrimu pačiame bandinyje. Šiuo metodu galima išmatuoti absorbciją iki $10^{-6} - 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$. Metodikos principinė schema pateikiama 1.7.1 pav. [11], [20], [21]



1.7.1 pav. Šiluminio lęšio metodas

2. Šviesos sukeltas šiluminis lęšis

2.1 Šilumos įtaka lūžio rodikliui

Šiluminio lęšio matavimas remiasi tuo, kad keičiantis medžiagos temperatūrai kinta jos lūžio rodiklis. Tinkamai parinkus eksperimento schemą galima sukurti lūžio rodiklio pokyčio pasiskirstymą bandinyje ir taip pat optiškai zonduojant bandinį tą pasiskirstymą išmatuoti. Išmatavus lūžio rodiklio pokytį galima apskaičiuoti ir temperatūros pokytį bandinyje, o žinant bandinio medžiagos šiluminės savybes galime surasti ir sugertą energijos kiekį, o tuo pačiu ir sugerties koeficientą.

Temperatūrinį lūžio rodiklio koeficientą dn/dT aprašo formulę (ši formulę galioja spektriniuose ruožuose, kur nepasireiškia didelė medžiagos sugertis ir temperatūra yra toli nuo bandinio fazinio virsmo temperatūros ar kokio kito kritinio taško):

$$\frac{dn}{dT} = \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho + \frac{\partial n}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}, \quad (2)$$

pirmasis narys aprašo lūžio rodiklio pokytį nuo temperatūros, o antrasis narys aprašo lūžio rodiklio pokytį, dėl medžiagos tankio pokyčio. [22]

2.2 Šiluminio lęšio židinio nuotolis

Užrašius lūžio rodiklio pasiskirstymą cilindrinėje simetrijoje per Teiloro eilutę:

$$n(r) = n(0) + r(\partial n/\partial r)_{r=0} + \frac{1}{2}r^2(\partial^2 n/\partial r^2)_{r=0} + \dots \quad (3)$$

Galime pastebėti, kad primoji šios eilutės išvestinė yra nykstamai maža, kuomet $r = 0$. Spindulys AB sklinda lygiagrečiai centrinės ašies HM per atstumą $|KB| = r$ (paralaksiniame artinyje) (žr. pav. 2.2.1). Tuomet jis sklinda trajektorija BC , kurios kreivumo spindulys R yra lygus:

$$1/R = (\mathbf{v} \cdot \text{grad} \ln(n)), \quad (4)$$

kur \mathbf{v} yra vienetinis vektorius. Laikant, kad lūžio rodiklis kinta tik r kryptimi ir bandinys yra plonas (taškas O yra fiksuotas) (3) formule galima supaprastinti iki:

$$1/R = (1/n) \cdot (\partial n/\partial r) = (r/n) \cdot (\partial^2 n/\partial r^2)_{r=0}, \quad (5)$$

Toliau spindulys sklinda trajektorija CD , židinio nuotolį galima užrašyti kaip $|HK| = f$.

$$\sin\phi_1 = l/R \approx \phi_1 \quad (6)$$

Taigi

$$\phi_1 = r/f = l/R \quad (7)$$

Pagaliau

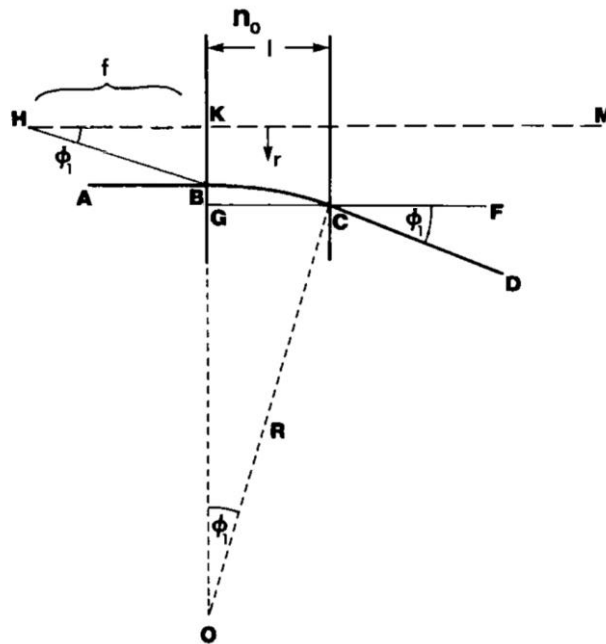
$$\frac{ln}{rR} = l \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \right)_{r=0} \quad (8)$$

Iš (3) formulės

$$F = \left(l \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \right)_{r=0} \right)^{-1} \quad (9)$$

Kadangi $(\partial T / \partial r)_{r=0} = 0$, (9) formulę galime perrašyti [22]:

$$F = \left(l \left(\frac{dn}{dT} \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right)_{r=0} \right)^{-1} \quad (10)$$



2.2.1 pav. Spindulių trajektorijų schema skaičiuojant šiluminio lęšio židinio nuotolį

2.3 Šiluminis laidumas

Šiluminį laidumą begalinėje cilindrinės simetrijos terpėje galima aprašyti formule:

$$G(r, r', t) = \frac{Q'}{4\pi Dt} \exp\left(\frac{-(r^2 + r'^2)}{4Dt}\right) I_0\left(\frac{rr'}{2Dt}\right), \quad (11a)$$

kur r – spindulys, t – laikas, Q' – šiluminio impulso intensyvumas vienetiniam ilgiui, $D = k/\rho C_p$ – temperatūrinis laidumas ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), k – savitasis šiluminis laidis ($\text{cal} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), ρ – terpės tankis ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$), C_p – šiluminė talpa ($\text{cal} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), I_0 – modifikuota Beselio funkcija. Šiuo atveju Q' galime išreikšti $Q' = 2\pi r' Q$. Tolydžiam šilumos šaltiniui temperatūros pokytis terpėje ties spinduliu r ir laiko momentu t yra randamas integruojant (11a) formulę per visą laiką t' ($0 \leq t' \leq t$). Taip pat reikia įtraukti tolydaus šilumos atsiradimo kitimą vienetiniam cilindro ilgiui \dot{Q} ($\text{cal} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$). Tuomet (11a) galima perrašyti:

$$\dot{G}(r, r', t') dt' = \frac{2\pi r' \dot{Q}' / \rho C_p}{4\pi D t'} \exp\left(\frac{-(r^2 + r'^2)}{4D t'}\right) I_0\left(\frac{r r'}{2D t'}\right). \quad (11b)$$

Norint rasti temperatūros pokytį taške r esant vienodai tolydžiam ir pasiskirsčiusiam šilumos šaltiniui reikia naudotis:

$$T(r, t) = \int_0^t dt' \int_0^\infty dr' \dot{G}(r, r', t'). \quad (12)$$

Jei sugertis yra maža, šilumos atsiradimo pokytis tarp r' ir $r' + dr'$ vientiniam bandinio ilgiui kuomet sugeriamas Gauso energijos skirstinio pluoštas aprašomas Bero-Lamberto dėsnium:

$$\dot{Q}(r') = \frac{2P\alpha}{\pi J w_1^2} \exp\left(\frac{-2r'^2}{w_1^2}\right) dr', \quad (13)$$

kur $J = 4,18 J cal^{-1}$, α – sugerties koeficientas (cm^{-1}), P – krentančio lazerinio pluošto galia (W), w_1 – pluošto skersmuo ($1/e^2$)

Taigi pasinaudojus šiomis lygtimis ir ankstesne lygtimi (10) galime apskaičiuoti susidariusio šiluminio lęšio židinio nuotolį [11], [22]:

$$F(t) = \frac{\pi J k w_1^2}{\alpha P l \left(\frac{dn}{dT}\right)} \left(1 + \frac{t_c}{2t}\right), \quad (14)$$

3. Šiluminio lęšio matavimas

Pirmą kartą šiluminis lęšis panaudotas išmatuoti skysčių sugertį. Tai buvo padaryta R. Leite ir kitų 1964 m. „Bell Laboratories“ [23]. Eksperimentas buvo atliktas įdėjus bandinį į He-Ne lazerio rezonatorių ir išmatavus nusistovėjusį lazerio pluošto dydį ant rezonatoriaus veidrodžių. Iš to buvo paskaičiuotas šiluminio lęšio židinio nuotolis, o tai leido surasti ir bandinio sugertį. 1966 m. K. E. Rieckoff pranešė apie savaiminę He-Ne lazerio spindulio divergenciją jam praeinant per 98 centimetrų skystą bandinį. Pradžioje šis reiškinys buvo neteisingai suprastas, tačiau ši lazerio pluošto divergencija buvo susijusi su šiluminio lęšio atsiradimu bandinyje. Toliau buvo tyrinėjama skystų bandinių sugertis įdedant bandinį į lazerio rezonatorių. [24]

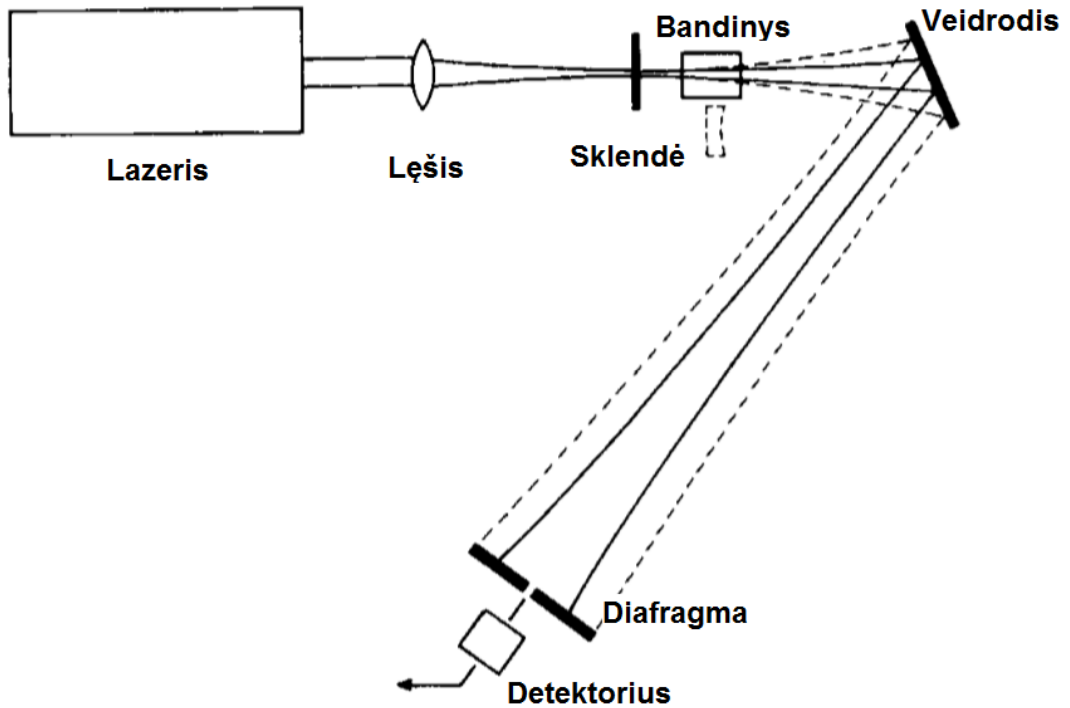
Pradžioje šiluminio lęšio metodika leido tirti tik maža absorbcija ir mažu šiluminiu laidumu pasižyminčius skysčius ir dujas, tačiau toliau tobulinant šia metodiką buvo galima išmatuoti labai mažas sugertis (iki 10^{-8} cm^{-1}) ir dujose, ir skysčiuose, ir kietose medžiagose. [6]

3.1 Vieno lazerinio pluošto metodika

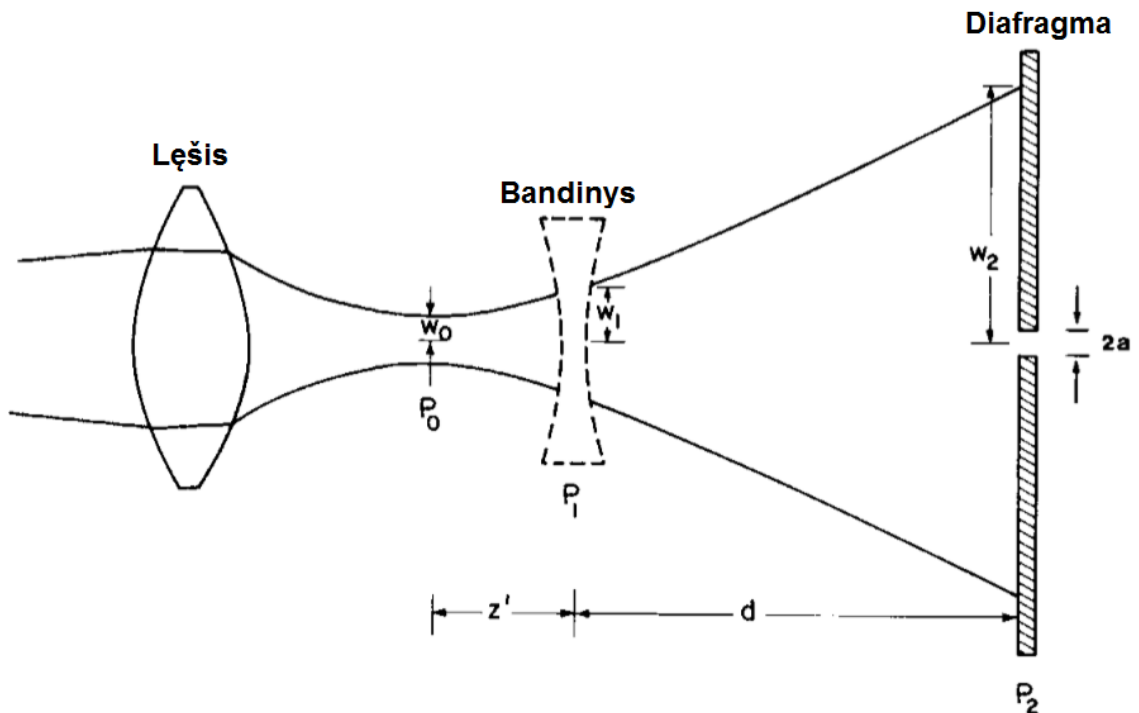
Šis metodas remiasi tuo, kad jame yra naudojamas tik vienas lazerinis pluoštas, tiek bandinio sužadimui, tiek ir zondavimui. Šią metodiką primą kartą 1973 m. pristatė C. Hu ir J. R. Whinnery [25]. Čia svarbu paminėti, kad šiame darbe buvo matuojama sugertis skystyje (CCl_4), o jame susidarantis šiluminis lęšis yra sklaidomasis ir didžiausia įtaka lęšio susidarymui turi ne lūžio rodiklio priklausomybė nuo temperatūros, tačiau pakitęs medžiagos tankis. Šio darbo autoriai parodė, kad didžiausi bangos fronto iškraipymai gaunami (o tuo pačiu ir didžiausia pluošto divergencija) tada, kai lęšis pastatomas ten, kur yra mažiausias pluošto fronto kreivumo spindulys. Kitas svarbus dalykas, kuris buvo parodytas, kad šiluminį lęšį galima išmatuoti bandinį pastačius ne pačiame lazerio rezonatoriuje, o už jo ir sufokusavus žadinantį-zonduojantį pluoštą į bandinį. Lazerinio pluošto dydžio pokytis buvo matuojamas tolimame lauke. Buvo pastebėta, kad santykinis pluošto diametras tolimame lauke nepriklauso nuo pluošto diametro bandinyje. Tai paaiškinama tuo, kad padidėjusi indukuoto šiluminio lęšio laužiamoji geba dėl sumažėjusio pluošto diametro nulemia ir didesnę pradinį pluošto dydį tolimajame lauke.

Šio eksperimento schema yra pakankamai paprasta (3.1.1 pav.). Lazerinė spinduliuotė fokusuojama glaudžiamuoju lęšiu (židinio nuotolis 20 - 60 cm), bandinys yra pastatomas per vieną konfokalinį ilgį nuo lęšio židinio nuotolio, kur lazerio pluošto dydis yra $w_1 = \sqrt{2}w_0$ (taip pasiekiant didžiausią bangos fronto iškraipymą). Diafragma ir detektorius, kuris matuoja spinduliuotės intensyvumą už diafragmos, pastatomi tolimajame lauke, toje pačioje ašyje kaip ir sklindanti spinduliuotė. Diafragmos dydis parenkamas toks, kad praleistų tik nedidelį ($10^{-4} - 10^{-6}$) visos lazerinės spinduliuotės plotą. Šioje schemoje prieš detektorių naudojamas veidrodis, to reikia, kad

būtų sumažintas visos sistemos dydis ir veidrodžio pagalba būtų galima pataikyti centrinę pluošto dalį į diafragmą ir detektorių. Lęšio židinio nuotolyje yra pastatoma sklendė, kuri leidžia greitai uždaryti ir praleisti lazerinę spinduliuotę. Matavimai atliekami stebint pereinamąjį jutiklio signalą osciloskopu. Taip yra nustatomas pluošto diametro tolیمame lauke w_2 pokytis, kaip funkcija nuo pluošto intensyvumo, kuris yra proporcingas w_2^2 .



3.1.1 pav. Vieno lazerinio pluošto metodikos schema



3.1.2 pav. Optinis išdėstymas matuojant šiluminį lęšį vieno lazerinio pluošto metodika

Šiluminio lęšio signalo dydis priklauso nuo lazerinės spinduliuotės praėjusios diafragma ir krintančio ant jutiklio intensyvumo. Nesunku suprasti, kad matuojama lazerio galia yra atvirkščiai proporcinga matuojamo pluošto plotui, kuris aprašomas πw_2^2 , kur w_2^2 yra lazerio pluošto dėmės dydis ($1/e^2$) ties diafragma. Pluošto intensyvumo Gauso pasiskirstymas yra aprašomas:

$$I(r) = \frac{2P}{\pi w_2^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_2^2}\right). \quad (15)$$

Jei diafragmos skylės spindulys yra a ($a \ll w_2$), tuomet matuojama lazerio galia yra:

$$P_{det} = \int_0^a I(r) 2\pi r dr \approx 2P \frac{\pi a^2}{\pi w_2^2}. \quad (16)$$

Taigi šiluminis lęšis gali būti aprašomas kaip santykis tarp matuojamų lazerio galių:

$$\frac{P_{det}(t=0) - P_{det}(t=\infty)}{P_{det}(t=\infty)} = \frac{w_2^2(t=\infty)}{w_2^2(t=0)} - 1. \quad (17)$$

Remiantis (14) formule santykinę pluošto dydžio priklausomybę galime užrašyti taip:

$$\frac{\Delta w_2(t)}{w_2(0)} = 1 - \frac{Pal(dn/dT)}{\lambda Jk(1 + t_c/2t)} \quad (18)$$

Kuomet $t \rightarrow \infty$:

$$\frac{P_{det}(t=0)}{P_{det}(t=\infty)} = 1 - \frac{Pal(dn/dT)}{\lambda Jk} \quad (19)$$

Ir pagaliau:

$$\alpha = \frac{-(P_{det}(t=0) - P_{det}(t=\infty))}{P_{det}(t=\infty)} \cdot \frac{\lambda Jk}{Pl(dn/dT)} \quad (20)$$

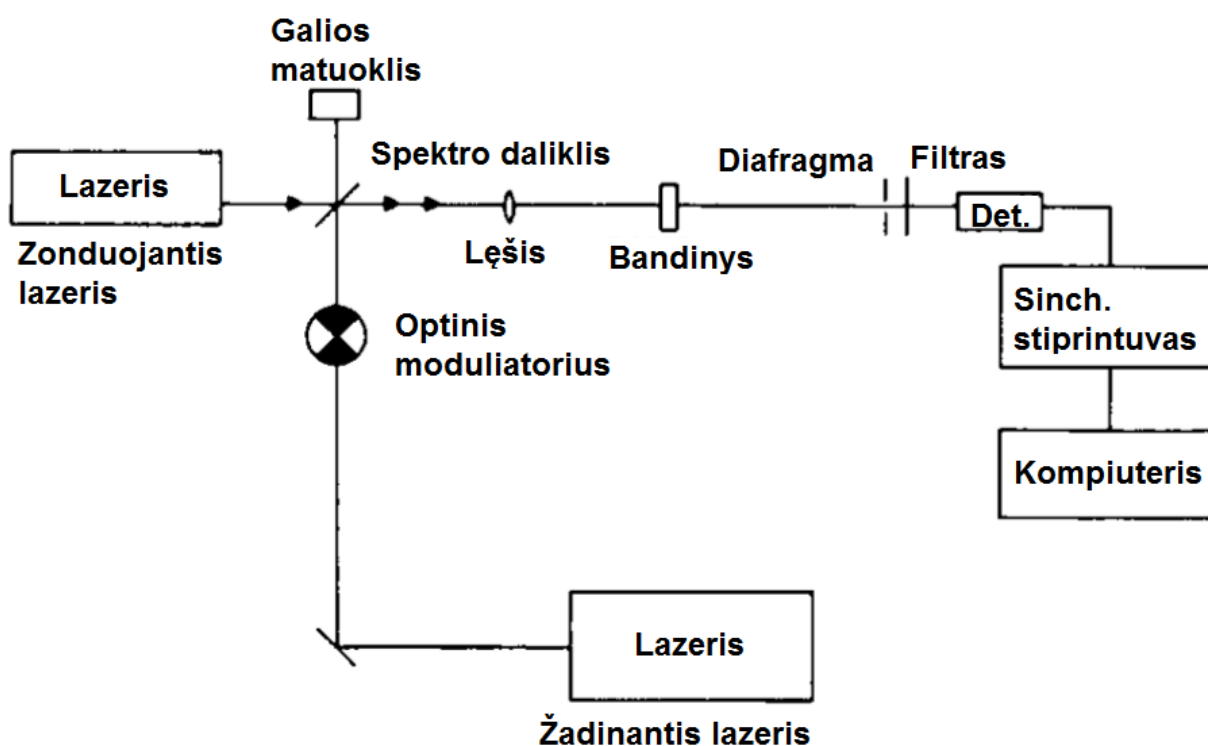
Čia reikėtų paminėti, kad šis aprašymas labai stipriai priklauso nuo teisingai pasirinkto lazerio pluošto savybių matematinio aprašymo. [22]

3.2 Dviejų lazerinių pluoštų metodika

Schema, kuomet naudojami atskirus lazerius – vienas bandinio žadinimui, kitas – zondavimui, suteikia daug pranašumų lyginant su vieno lazerinio pluošto metodika. Maža zonduojančio pluošto intensyvumo moduliacija, kuri atsiranda dėl kintančio šiluminio lęšio, kuriamo moduluotu žadinančio lazerio spinduliu, gali būti nesunkiai detektuojama pasinaudojant signalo vidurkinimo įtaisais (pvz.: sinchronizuotu stiprintuvu). Dar vienas šios metodikos privalumas yra tai, kad visą sistema (jutikliai, optiniai elementai) gali būti optimizuota vienam, zonduojančio lazerio bangos ilgiui. Pirma kartą ši metodika buvo aprašyta F. R. Grabiner (1972 m.) [26], kuris matavo energijos pernašą dujose, žadinamose CO₂ lazeriu. Zondavimui buvo

naudojamas He-Ne lazeris. 1976 m. M. E. Long ir kiti panaudojo šį metodą matuoti medžiagų sugerčiai [27].

Eksperimentinė dviejų pluoštų sutampančių modų metodikos schema pateikiama 3.2.1 pav. Žadinantis nuolatinės veikos lazerio pluoštas yra optiškai moduluojamas ir sutapatinamas (todėl tokia schema vadinama sutampančių modų metodika) su zonduojančiu nuolatinės veikos pluoštu naudojant spektro daliklį. Abu pluoštai yra fokusuojami, praeina pro bandinį ir pro diafragmą patenka į detektorių. Atitinkami filtrai yra naudojami blokuoti žadinančią spinduliuotę nuo patekimo į detektorių. Zonduojančios spinduliuotės galia, kuri yra moduluota (toku dažniu kokiu yra moduluojamas žadinantis signalas) dėl kintančio šiluminio lęšio išmatuojama naudojantis foto diodu ir sinchronizuotu stiprintuvu suderintu su optinio modulatoriaus dažniu. Tuo pačiu metu matuojama ir žadinančio lazerio galia (naudojama dalis spinduliuotės praėjusios pro spektro daliklį).



3.2.1 Dviejų lazerinių pluoštų sutampančių modų metodikos schema

Reikia paminėti, kad naudojant tokią schemą eksperimentui labai svarbus tampa zonduojančio lazerio galios stabilumas, tačiau tai išsprendžiama naudojant mažos galios nuolatinės veikos lazerius (pvz. He-Ne lazeriai). Galima naudoti stabilizuotus lazerius su atgalinio ryšio grandine, tačiau paprastai tai nėra būtina. Svarbu atkreipti dėmesį ir į tai, kad lazerių pluoštai turi būtų stabiliai nukreipti į bandinį ir negali žymiai judėti, tiek bandinio, tiek ir tarpusavio atžvilgiu.

Taip pat reikia nepamiršti kitų faktorių, kurie gali nulemti eksperimento tikslumą. Pavyzdžiui filtrai naudojami blokuoti žadinančio lazerio spindulį gali kaisti ir iškraipyti matuojamą

signalą. To galima išvengti filtrą statant už diafragmos, taip pat labai efektyvūs yra interferenciniai filtrai. Problemų taip pat gali kilti naudojant vieną lęši fokusuoti abejiems lazeriams, jeigu žadinančio lazerio galia yra pakankamai didelė, tai gali iškraipyti zonduojantį spindulį, to galima išvengti naudojant achromatinius lęšius pritaikytus abejiems lazerių bangos ilgiams.

Kai kuriais atvejais galima naudoti į skirtingas puses sklindančius lazerių pluoštus, tačiau čia reikia atkreipti dėmesį į tai, kad žadinančio lazerio spinduliuotė nepatektų į zonduojančio lazerio rezonatorių, kadangi tai gali labai paveikti lazerio stabilumą. Šito galima išvengti naudojant dispersinį elementą prieš zonduojantį lazerį.

Kitas svarbus dalykas – žadinančio lazerio pluošto kokybė, paprastai tik TEM00 moda turi įtakos šiluminio lęšio formavimuisi, taigi nors aukštesnės modos turi įtakos lazerio vidutinei galiai, jos nenulemia beveik jokios galios Gauso pluošto centre. Tai reiškia, kad jos nebus “panaudojamos” kuriant šiluminį lęši, o taip pat gali pabloginti matavimo signalo-triukšmo santykį.

Naudojant optiškai moduluotą žadinimo signalą galima žymiai padidinti duomenų surinkimo efektyvumą. Ypač, jeigu eksperimento metu šiluminis lęšis nespėja įgauti pusiausvyros būsenos. Taigi į aprašymą reikia įtraukti suminę moduluoto kaitinančio spindulio įtaką. Bandinio temperatūra keičiasi ne vien dėl einamojo optinio modulatoriaus ciklo, bet ir dėl visų ankstesnių. 3.2.2 pav. iliustruoja laiko sekas skaičiuojant temperatūros pokytį matavimo momentu ($t' = 0$), m-tojo optinio modulatoriaus ciklo metu. (12) formulė gali būti perrašyta įtraukiant temperatūros pokytį momentu t_m m-tojo optinio modulatoriaus ciklo metu:

$$T(r, t_m; m) = \int_0^{t_m} dt' \int_0^\infty dr' \dot{G}(r, r', t') + \sum_{n=1}^{m-1} \int_{A_n}^{A_n+\tau} dt' \int_0^\infty dr' \dot{G}(r, r', t'_n), \quad (21)$$

kur $A_n = (t_m + \tau') + (n - 1)(\tau + \tau')$, τ ir τ' atitinkamai „įjungto“ ir „išjungto“ optinio modulatoriaus laikai. Vis tik, kaip aptarta anksčiau, mums reikalingas dydis yra $(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2})_{r=0}$, pirmiausia skaičiuojamas integralas su r' :

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\int_0^\infty dr' \dot{G}(r, r', t') \right)_{r=0} = \frac{\alpha P}{\pi J k w_1^2} \frac{-8D}{(w_1^2 + 8Dt')^2} \quad (22)$$

Suskaičiavus integralą su t' :

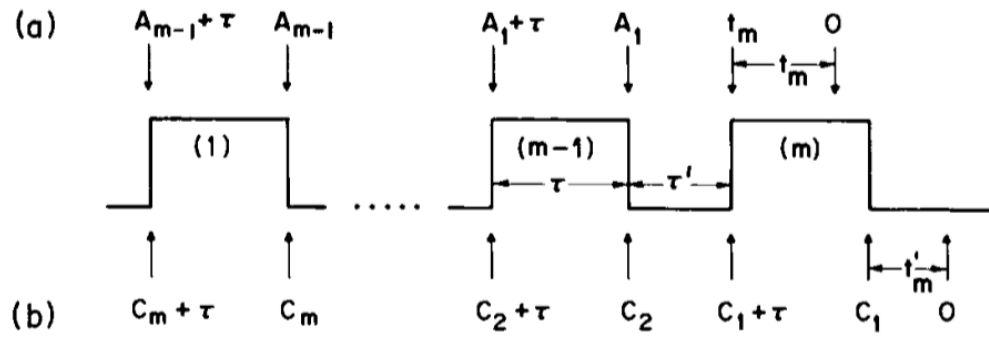
$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}_{r=0} = \frac{-\alpha P}{\pi J k w_1^2} \left(\frac{1}{1 + t_c/2t} + \sum_{n=1}^m \left(\frac{1}{1 + 2A_n/t_c} - \frac{1}{1 + 2(A_n + \tau)/t_c} \right) \right). \quad (23)$$

Panašiai:

$$\frac{\partial^2 T'}{\partial r^2}_{r=0} = \frac{-\alpha P}{\pi J k w_1^2} \sum_{n=1}^m \left(\frac{1}{1 + 2C_n/t_c} - \frac{1}{1 + 2(C_n + \tau)/t_c} \right). \quad (23)$$

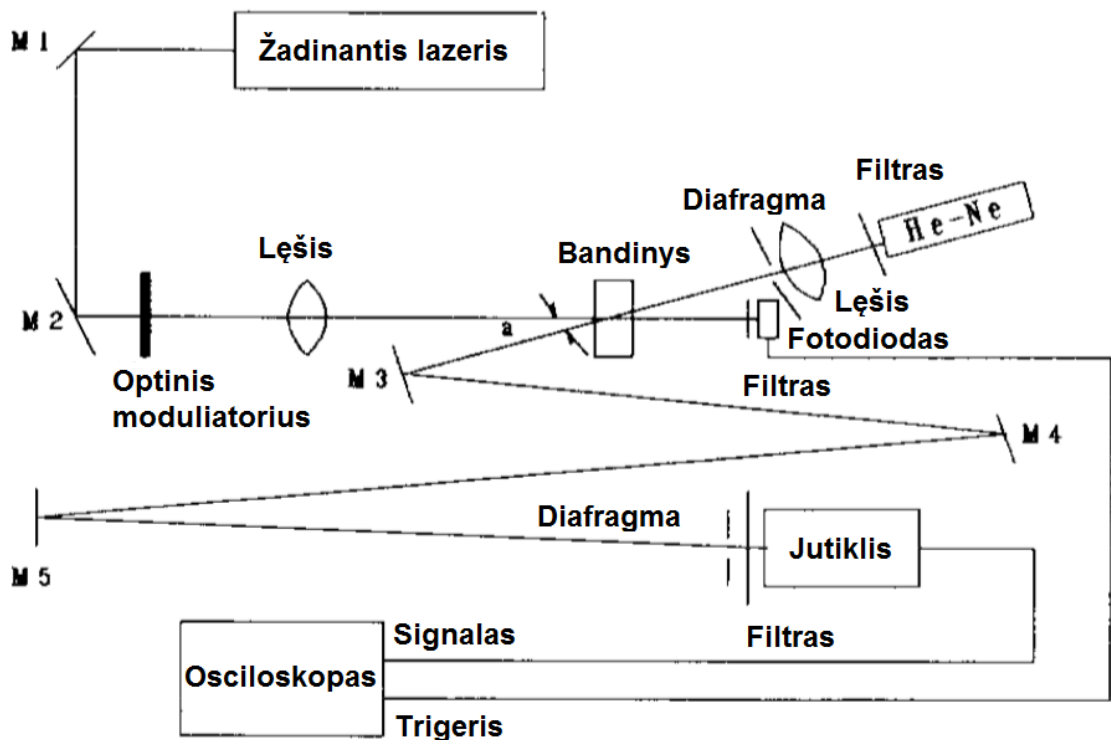
kur $C_n = t_m + (n - 1)(\tau + \tau')$

Naudojantis šiomis ir (10) galima išsireikšti ir susirasti sugerties koeficientą α .



3.2.2 pav. Laiko sekos skaičiuojant kintančio šiluminio lęšio stiprumą, per (a) ir po (b) m-tojo optinio modulatoriaus “išsijungimo”

Norit dar padidinti šio metodo efektyvumą ir jautrumą, galima naudoti nesutanpančių modų schemą. Pagrindinis skirtumas – zondojuojantis pluoštas nesutampa su žadinačiuoju ir krenta į bandinį tam tikru kampu. Tai leidžia padidinti jautrumą beveik du kartus [28]. Padidėjusį sistemos jautrumą galima paaiškinti tuo, kad kampu krentančiam zondojuojančiam spinduliui šiluminio lęšio skrespjūvio plotas yra didesnis, o tai nulemia didesnę fazės poslinkį nei vieno pluošto ar dviejų pluoštų su sutampančiomis modomis metodikose. Eksperimentinė metodo schema pateikta 3.2.3 pav. [22]



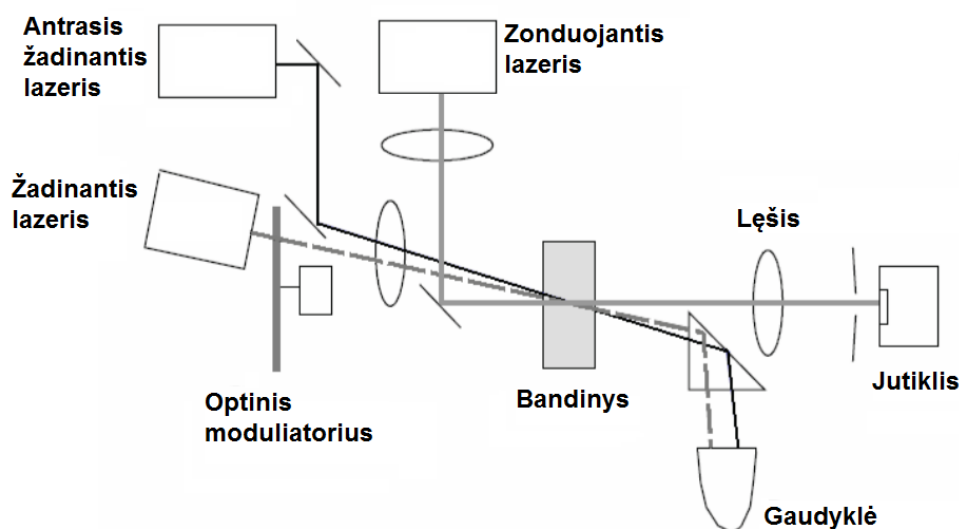
3.2.3 pav. Dviejų lazerinių pluoštų nesutanpančių modų metodikos schema

3.3 Bendro kelio interferometrija

Nors prieš tai aptarti metodai yra labai jautrūs ir tikslūs, tačiau to nepakanka norint išmatuoti sugertį kietose medžiagose (pvz.: stikle ar kristaluose). Prieš tai aptartos metodikos labiausia tinka matuoti sugertį skysčiuose (benzene, CCl_4 ar tirpaluose) dėl jų šiluminio laidžio ir sugerties koeficiento. Iš esmės galime pasinaudoti pagrindine šių metodų esme ir atlikę kelis pakeitimus pritaikyti dviejų pluoštų nesutampančių modų metodiką tirti sugerį kietose medžiagose, tokiu atveju tai vadinama bendro kelio interferometrija (CPI). Dar vienas paminėtinas šios metodikos privalumas – sugertį galima matuoti tiek išilgai, tiek skersai bandinio. Pavyzdžiui, galime ištirti optinio elemento pačios medžiagos ir dangų esančių ant jo paviršiaus sugertį atskirai. Taip pat galima ištirti pačių dangų vienalytiškumą matuojant keliuose bandinio taškuose. Naudojant nuolatinės veikos optiškai moduluotą lazerį ir sinchronizuotą stiprintuvą su silicio fotodetektoriumi yra sumažinamas signalo-tiukšmo santykis.

Pagrindinis šios metodikos skirtumas yra tai, kad zonuojantis pluoštas yra detektuojamas arimajame lauke – atvaizduojanti optika ir detektorius matuojantis zondo bangos fronto iškraipymą yra statomi optimaliu atstumu nuo zonuojančio ir žadinančio pluoštų susikirtimo taško.

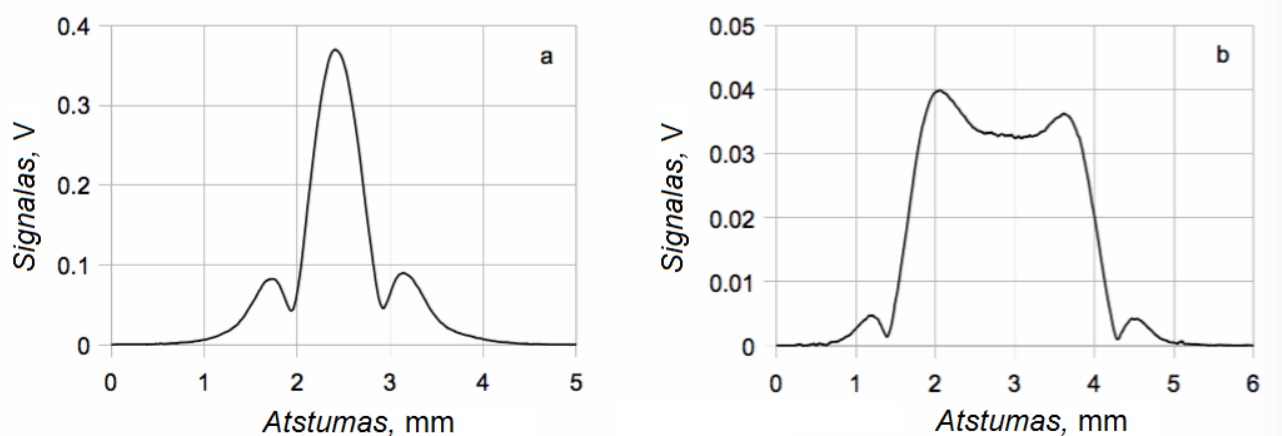
Kaip minėta bendro kelio interferometrijos eksperimentinė schema yra labai panaši į dviejų lazerinių pluoštų nesutampančių modų metodikos schemą ir yra pavaizduota 3.3.1 pav. Kaip ir prieš tai yra naudojami du lazeriai – žadinimui ir zondavimui. Žadinančiojo lazerio spinduliuotė yra moduluojama ir tam tikru kampu susikerta su zonuojančiu lazerio spinduliu bandinyje. Šioje schemoje taip pat parodytas ir antrasis žadinantysis lazeris, tačiau jis yra naudojamas tik tada, kuomet norima matuoti šviesos indukuotą absorbciją optinėse medžiagose (pvz. GRIIRA [29]).



3.3.1 pav. Bendro kelio interferometro principinė schema

Ši metodika neturi fundamentalios jautrumo ribos, paprastai ribojimai atsiranda dėl duomenų rinkimo laiko ir turimos žadinančio lazerio galios. Sistema paprastai charakterizuojama sugerta galia per kvadratinę šaknį iš spektrinio pločio (NEAP). Sistemai su He-Ne lazeriu ir silicio detektoriumi šis dydis yra $\sim 2 \cdot 10^{-8} W/Hz^{\frac{1}{2}}$. Jis galioja sugerties matavimui lydito kvarco bandiniui su optinėmis dangomis. Teoriškai turint 1 W žadinančios spinduliuotės (0.5 W optiškai moduluoto signalo), sugertis gali būti išmatuota iki $40^{-9} cm^{-1}$ surenkant duomenis 1 sekundę [30]. Tačiau praktiškai tokį jautrumą pasiekti sunku ir paprastai jis yra kelis kartus mažesnis, dėl įvairių pašalinių trukšmo šaltinių. Dažniausia bendro kelio interferometruose naudojama 400 Hz dažnio optinė moduliacija, o žadinantysis lazeris fokusuojamas į 70 μm diametro dėmę. Mažinant moduliavimo dažnį ir dėmės dydį gaunamas stipresnis signalas, tačiau tuo pačiu didėja ir triukšmai, bet to žadinantis galios tankis gali būtų per didelis kai kurioms medžiagoms.

Norint išmatuoti nuostolius dėl sugerties (absoliutų didį) reikia arba atlikti didelius skaičiavimus (tinkamai viską aprašyti paprastai pavyksta tik labai paprastiems bandiniams) ir tinkamai pritaikyti sugerties teoriją arba naudoti tinkamus etalonus. Rasti tinkamus etalonus padeda tai, kad aprašyti šiluminiai reiškiniai yra tiesiški, sugerčiai kintant keliomis eilėmis. Vadinasi reikia surasti tinkamą etaloną, kuris pasižymi panašiu atsaku į sugertį, kaip ir matuojama medžiaga. Taigi dažniausiai bendro kelio interferometruose naudojami du etalonai – vienas pačios medžiagos sugerčiai tirti, kitas – bandinio paviršiui. Dažniausiai kaip etalonai yra naudojami neutralaus tankio filtrai, paveikslėlyje 3.3.2 yra pateikti išilginio skanavimo per etaloną grafikai, kuomet bandinys juda išilgai zonduojančio ir žadinančio pluoštų sankirtos, žadinančio spindulio kryptimi. 3.3.2 a paveikslėlyje parodytas signalo priklausomybės nuo atstumo grafikas, etalonui skirtam bandinio paviršiui tirti (lydyto kvarco plokštelė su metaline neutralaus tankio danga). Centrinis maksimumas atitinka vietą, kurioje zonduojantis ir žadinantis spinduliai kerta bandinio paviršiu, šio maksimumo vertė ir naudojama kalibruoti sistemai. 3.3.2 b paveikslėlyje b dalyje pavaizduotas grafikas yra etalono, skirto tirti pačios bandinio medžiagos sugerčiai, atsako signalas.



3.3.2 pav. Skresinė neutralaus filtro sugerties žvalga paviršiui (a) ir medžiagai (b)

Kadangi bendro kelio interferometro matuojamas signalas pasižymi labai dideliu tiesiškumu užtenka vieno pataisos koeficiento, kad būtų nustatytas absoliutus sugerties koeficientas skirtingoms medžiagoms naudojant vieną etaloną. Šis koeficientas labai priklauso nuo medžiagos savybių (šiluminio laidžio, dn/dT , o anizotropinėms medžiagoms ir nuo bandinio orientacijos ir t.t.), todėl reikalinga parinkti etaloną pasižymintį panašiomis sąlybėmis kaip ir matuojama medžiaga. Koeficientas silpnai priklauso nuo sistemos parametrų (žadinančios spinduliuotės dėmės diametro, moduliavimo dažno ir pan.), todėl tą patį pataisos koeficientą galima naudoti skirtingoms interferometro konstrukcijoms. Pataisos koeficientai buvo teoriškai ir eksperimentiškai rasti skirtingoms optinėms medžiagoms.

Mažas zondojuojančio pluošto fazės iškraipymas $\Delta\varphi$ prisideda prie pagrindinės bangos sklidimo $\exp(-i\Delta\varphi) \approx 1 - i\Delta\varphi$, kas gali būti interpretuojama kaip silpnos bangos atsiradimas su santykinė amplitudė $\Delta\varphi$. Jei iškraipymai yra Gauso formos, tuomet silpna bangas patiria ašinį fazės poslinkį $\arctan(Z/Z_R)$, kur Z_R – Relėjaus ilgis. Šis fazės poslinkis sukuria interferenciją tarp neiškraipytos pluošto dalies ir silpnos diverguojančios bangos. Analitiškai tai gali būti aprašyta taip:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{2\Delta\varphi}{\frac{Z}{Z_R} + \frac{Z_R}{Z}} \quad (24)$$

Maksimali $\Delta\varphi$ vertė yra ties Relėjaus ilgiu, kur $\Delta I/I = \Delta\varphi$, šioje vietoje fazės poslinkis yra lygus $\pi/4$.

Realioje bendro kelio interferometro schemoje zondojuojantis pluoštas nėra begalinis, tačiau bent kelis kartus didesnis nei už žadinančios spinduliuotės pluoštą. Taip pat žadinanti spinduliuotė yra moduluojama pakankamai mažu dažniu, kad kaitinamo ploto temperatūrinis iškraipymas skirtųsi nuo Gauso pasiskirstymo išmatuojamu dydžiu. Tai geriausia išreiškiama fototerminio koeficiento ir dispersinės funkcijos D (aprašančios šiluminę relaksaciją) sandauga:

$$D(\omega, \varepsilon, z) = \int_0^\infty \text{Im} \left(\frac{1}{1 + t - \frac{iz}{1 - i\varepsilon z}} \right) \exp(-i\omega t) dt \quad (25)$$

kur ω – moduliavimo dažnis, z – atstumas, o ε aprašomas kaip:

$$\varepsilon = \frac{w_0^2}{2w_1^2} \quad (26)$$

Fototerminis koeficientas priklauso tik nuo matuojamos medžiagos savybių, dispersinė funkcija priklauso nuo trijų normuotų sistemos parametrų ω , z ir ε . (25) formulėje moduliacijos dažnis yra sunormuotas į šiluminės relaksacijos dažnį:

$$f_T = \frac{4D_T}{\pi w_0^2}, \quad (27)$$

kur D_T yra bandinio temperatūrinis laidumas. Atstumas Z yra normuojamas į silpnos bangos Relėjaus ilgį:

$$Z_R = \frac{\pi}{2\lambda} w_0^2, \quad (28)$$

kur λ – zonduojančio lazerio bangos ilgis.

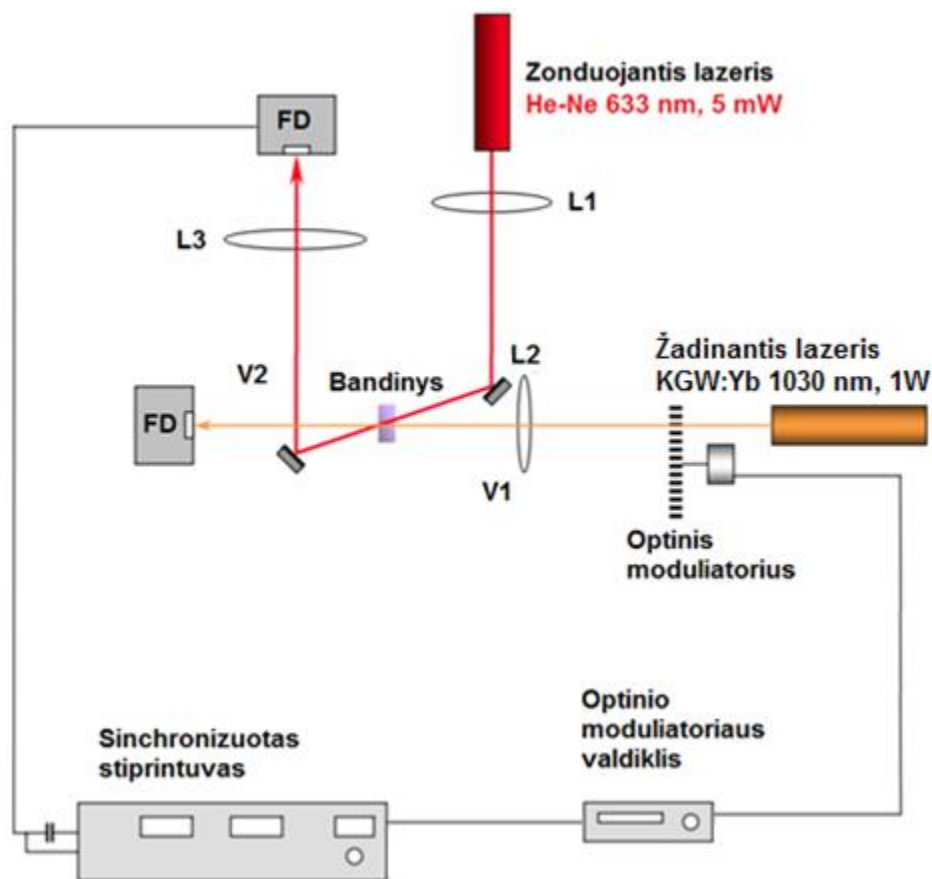
(25) formulė yra tinkama tik tada, kai zonduojantis ir žadinantis spinduliai sklidimo kryptys sutampa (kuomet naudojama persikertančių spindulių schema), šią formulę taip pat galima naudoti matuojant dangų sugertį. Matuojant bandinio medžiagos absorbciją (25) formulė turi būti pakeista į:

$$D(\omega, \varepsilon, z) = \int_0^\infty \operatorname{Im} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + t - \frac{iz}{1 - i\varepsilon z}}} \right) \exp(-i\omega t) dt. \quad (29)$$

Skirtumas tarp (25) ir (29) formulių yra, kad (29) formulėje atsiranda šaknis Im funkcijos argumento vardiklyje. Tai susiję su tuo, kad esant sukryžiuotiems spinduliams, silpna banga diverguoja tik viena kryptimi, statmena zonduojančio ir žadinančio spindulių susikirtimo plokštumai. [11], [30], [31]

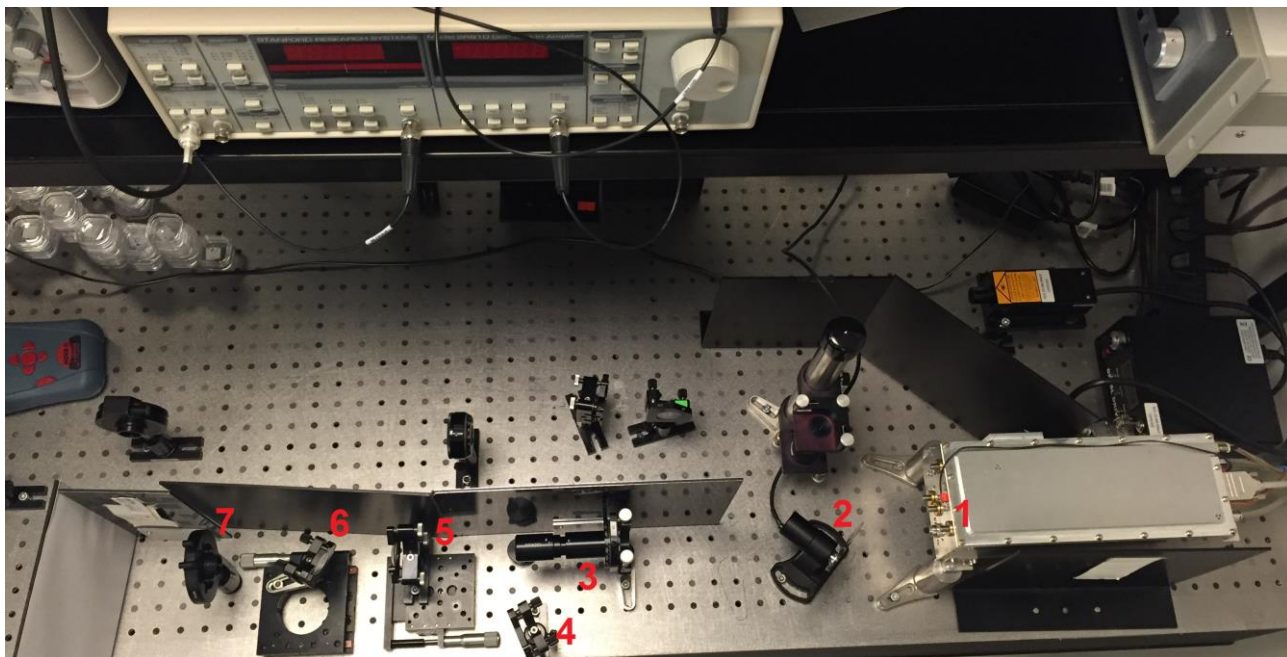
4. Darbo schema ir motyvacija

Nors iš esmės sugerties matavimai indukuojant šiluminį lęšį medžiagoje buvo pradėti vystyti iškart kai buvo išrastas lazeris ir po kelių metų šia metodika buvo jau gerai išvystyta, tačiau šis metodas buvo tinkamas matuoti tik dujinės ir skystos fazės medžiagas, tik pastaraisiais metais patobulintomis sistemomis sugertis išmatuota ir kietose medžiagose. Šiame darbe buvo gilinamasi į šią metodiką siekiant parodyti, kad galima minimaliomis ir prieinamomis priemonėmis sukurti matavimo metodiką, kuria būtų galima matuoti įvairių optinių elementų kokybę. Vienas iš esminių kokybės parametrų yra optinių dangų sugertis, kuri yra svarbus parametras apsauginiams langeliams, naudojamiems su galingais lazeriais medžiagų apdirbimui. Taip pat naudinga išmatuoti kristalinių medžiagų kokybės parametras FOM (*Figure of Merit*) (pvz.: Ti:Safyrui). Pirminis šio darbo tikslas ir buvo parodyti, kad su turimais resursais ir nedidelėmis papildomomis investicijomis tokį matavimo stendą įmanoma pasidaryti. Principinė stendo schema pavaizduota 4.1 paveikslėlyje.

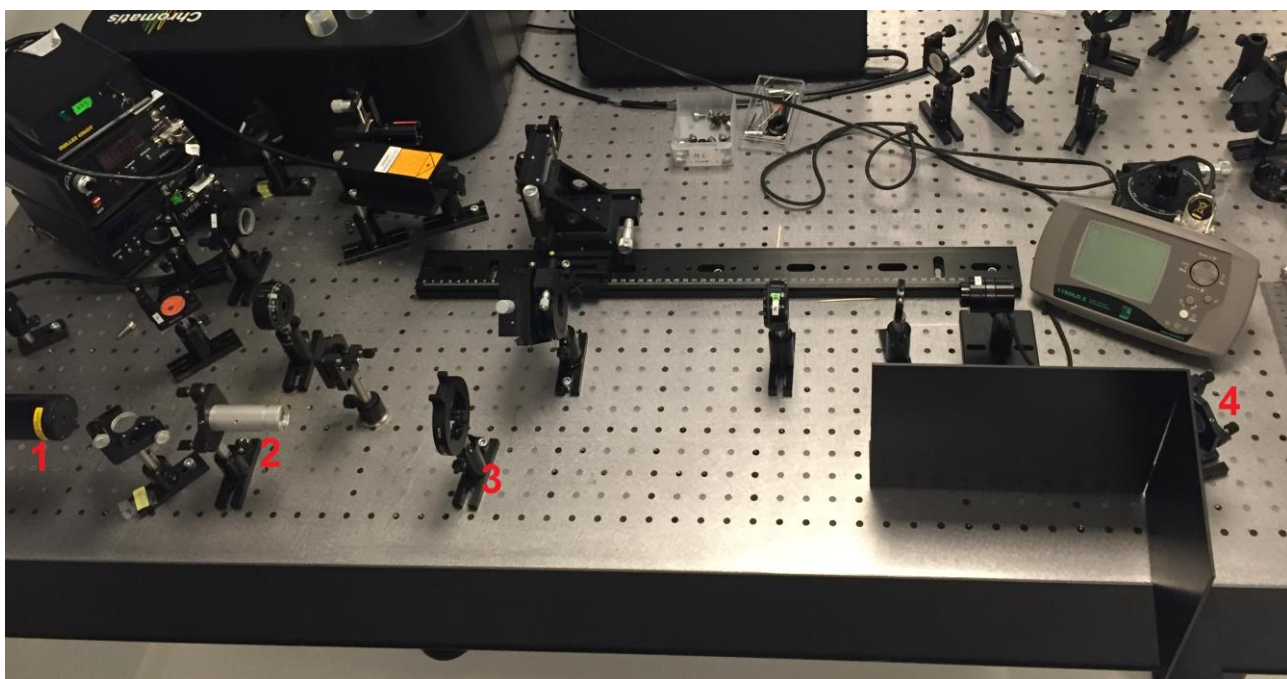


4.1 pav. Principinė sugerties stendo schema. L1, L2 ir L3 – lęšiai, V1 ir V2 - veidrodžiai. Stende naudotas 5 mW He-Ne (633 nm) lazeris zondavimui ir 1W KGW:Yb (1030 nm) lazeris terminiam lęšiui sužadinti, fotodetektorius Thorlabs DET10A/M, optinis moduliatorius Thorlabs MC2000B ir sinchronizuotas stiprintuvas Stanford Research Systems SR810. Kaip kaupinimo šaltinį taip pat galima naudoti ir parametrinį šviesos stiprintuvą, taip išplečiant

matavimus ir kitiems bangos ilgiams. Surinktas eksperimentinis sugerties matavimo stendas pavaizduotas 4.2, 4.3 4.4 ir 4.5 paveikslėliuose:



4.2 pav. Surinktas sugerties matavimo stendas, 1 – KGW:Yb lazeris, 2 – optinis modulatorius, 3 – pluošto plėstuvus, 4 – veidrodis su aliuminio danga, 5 – lęšis, 6 – bandinys, 7 – pluošto gaudyklė

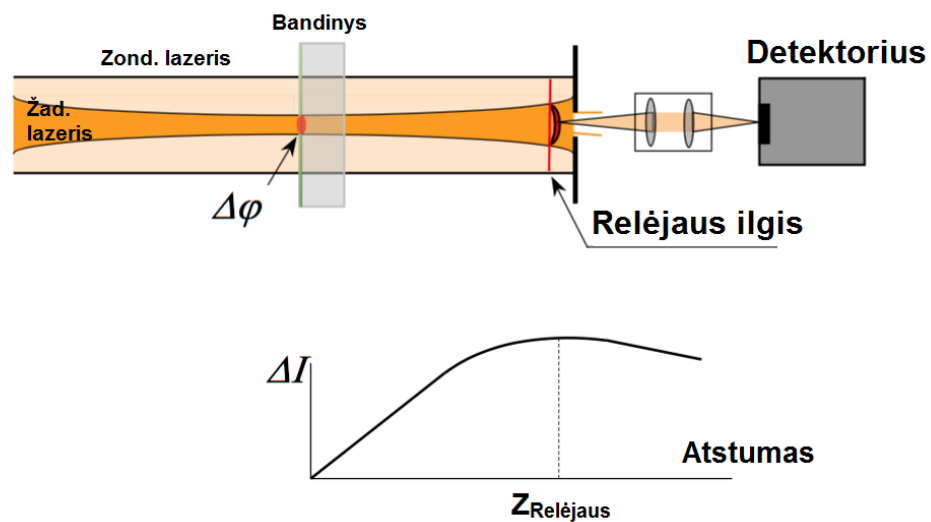


4.3 pav. Surinktas sugerties matavimo stendas, 1 – He-Ne lazeris, 2 – pluošto plėstuvus, 3 – lęšis, 4 – veidrodis su aliuminio danga



4.4 pav. Surinktas sugerties matavimo stendas

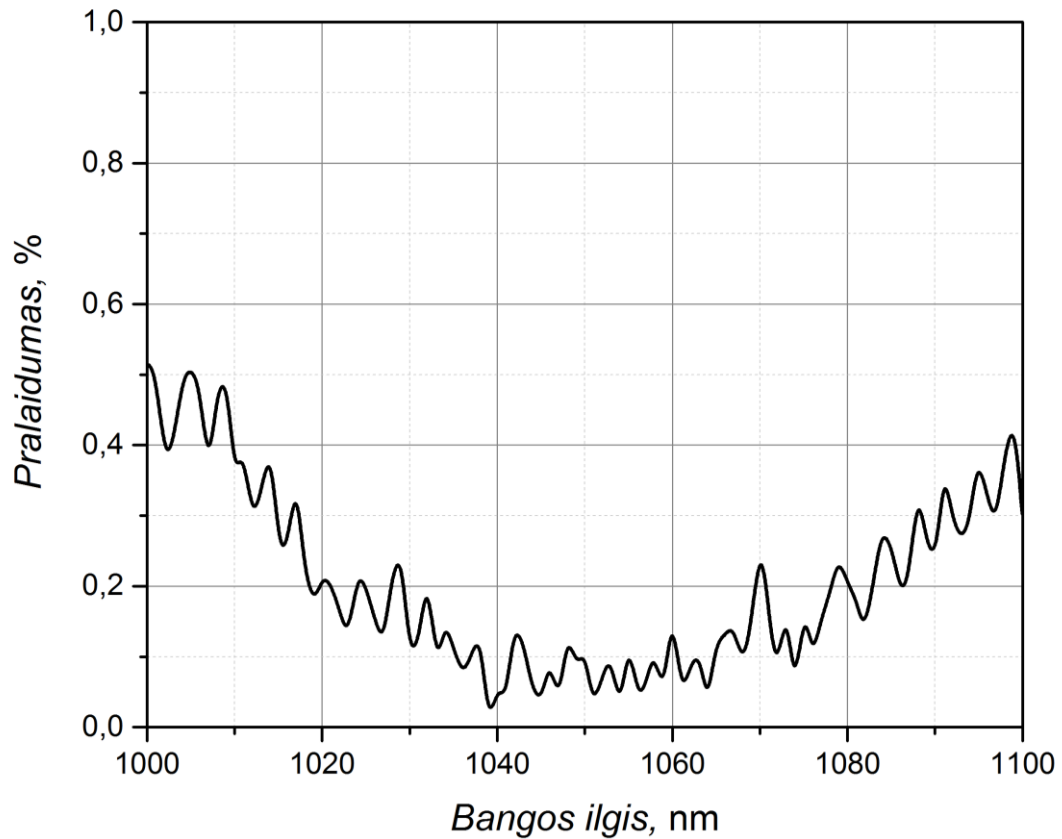
Kaip minėta ankstesniuose skyriuose fazės iškraipymai dėl bandinio šilimo yra $\Delta\varphi = kL \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T$, pluoštui sklindant toliau fazės iškraipymai tampa pluošto intensyvumo iškraipymais, Relėjaus ilgyje intensyvumo pokytis yra $\Delta I/I_0 = (2\pi/\lambda)\Delta nL$, o $\Delta n = (\partial n/\partial T) \Delta T$.



4.6 pav. Optinis išdėstymas matuojant šiluminį lęši bendro kelio interferometru artimajame lauke

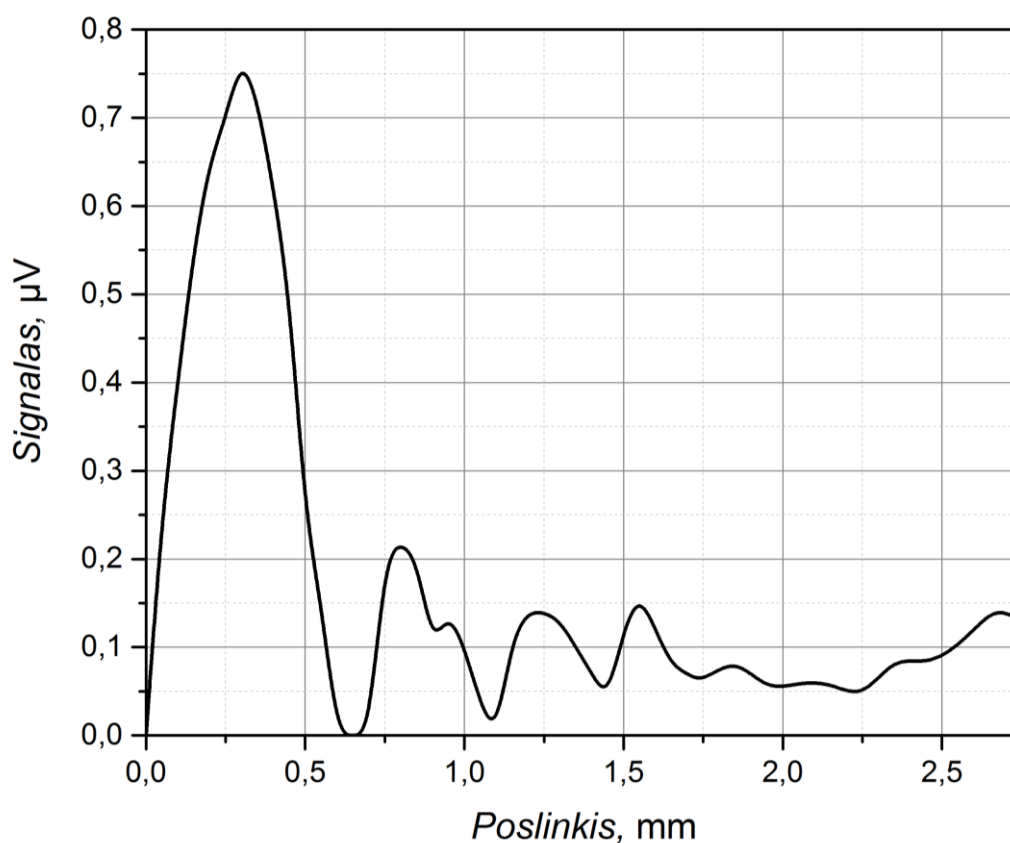
5. Darbo rezultatai

Matavimo stendas yra labai jautrus optinių elementų išdėstymui, taip pat norint išskirti signalą su sinchronizuotu stiprintuvu, reikia kaip įmanoma daugiau pašalinti aplinkos triukšmus. Kaip bandinys buvo naudotas skaidrintas N-BK7 medžiagos langelis, kurio pralaidumo spektras pavaizduotas 4.7 paveiksle (matuota su Analytic Jena Specord 200 spektrofotometru).



4.7 pav. Bandinio pralaidumo spektras

Esant $P = 0,987$ W kaupinimo lazerio galiai, optinio modulatoriaus dažniui $f = 388$ Hz ir sinchroninio stiprintuvo integracijos trukmei $t_c = 1$ s gautas sugerties signalas pavaizduotas 4.8 pav.

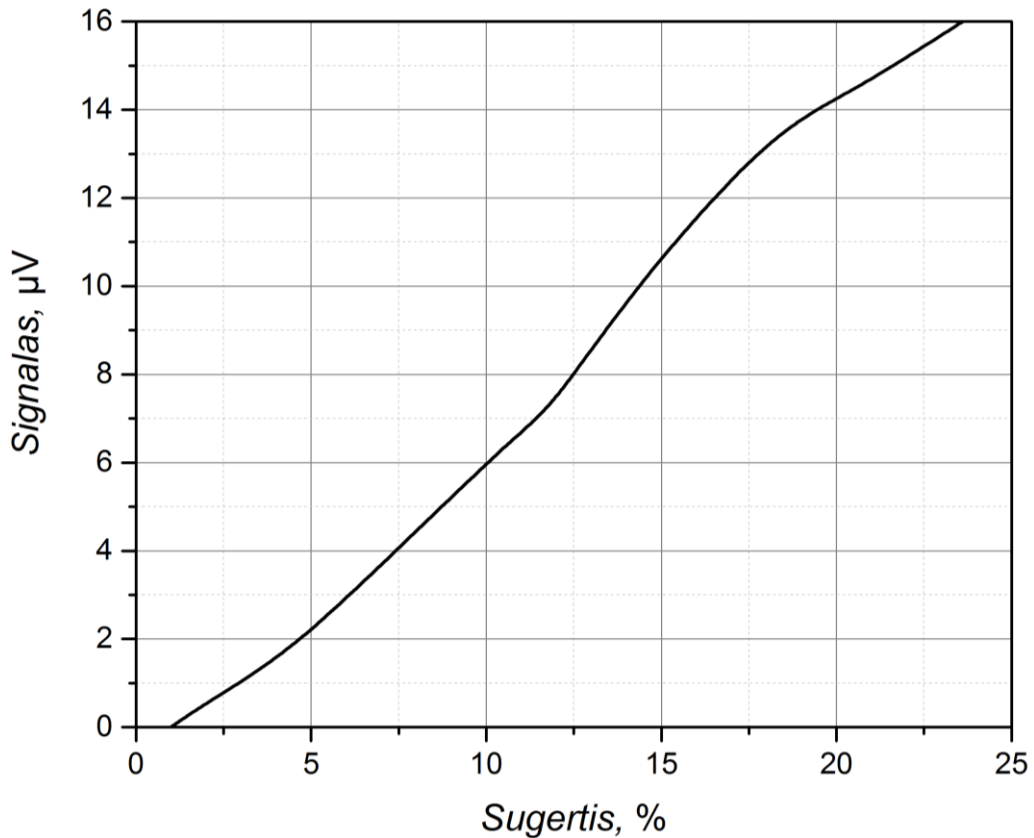


4.8 pav. Pamatuotas sugerties signalas skaidrintam langeliui ties 1064 nm

Matavimai buvo pradėti, kai zondojuojantis ir kaupinantis spinduliai susikirto prie pat paviršiaus, o taip pat signalo forma panaši į CPI matavimų kreivę, galima teigti, kad pirmoji smailė reiškia skaidrinančios dangos sugertį, toliau matoma bandinio medžiagos sugertis. Nors stumiant bandinį turėtų būti matoma ir antrojo bandinio paviršiaus dangų sugerties smailė, tačiau dėl netinkamai parinktos matavimo schemos išdėstymo bandinys nuneša kaupinimo ir zondojuojančią spinduliuotę viena nuo kitos, todėl antrojo paviršiaus sugerties ir nebuvo stebėta.

Norint įsitikinti ar stebėtas signalas tikrai atitinka elemento sugertį, į matavimo stendą kaip bandinys buvo įdėtas kintamo optinio tankio filtras (UAB „Altechna“, katalogo nr. 1-CNFB-3-A050). Tuo atveju, jei yra matuojama sugertis tai pačiai medžiagai, sugerčiai didėjant, signalas turi didėti tiesiškai. Matavimai atlikti, keičiant optinį tankį praeinančiai spinduliuotei (tai pasiekama sukant filtrą), signalo atsakas į filtro sugertį turi būti tiesinis (sugertis buvo matuojama, pastatius galios matuoklį už bandinio ir tuo pačiu metu fiksuojant sugerties signalą CPI stende). Rezultatas pavaizduotas 4.9 pav.

Iš grafiko matyti, kad atsakas yra tiesinis, todėl galima teigti, kad matuojamas surinktu matavimo stendu dydis yra medžiagos sugertis. Taigi buvo parodyta, kad sugertį skaidriose terpėse galima pamatuoti ir be didelių investicijų, o pasinaudojant jau turima dažnoje mokslinėje ar optikos metrologijos laboratorijoje infrastruktūra.



4.9 pav. Matuojamo signalo priklausomybė nuo kintamo optinio tankio filtro sugerties

Taip pat buvo pamautota sugertį ir apskaičiuoti FOM Ti:Safyro kristalui dar paprastėmis sąlygomis – matuojant praeinančios pro kristalą 532 ir 800 nm lazerinės spinduliuotės galios nuostolius su galios matuokliu, taip apskaičiuojant sugertį ties atitinkamu bangos ilgiu, kas leidžia suskaičiuoti ir kristalo kokybinį parametą FOM, skaičiavimams naudotos (30), (31) ir (32) formulės. Bandymams naudoti Ø6.25 x 20.0 mm Ti:Safyro kristalai, kurių paviršiai išpjauti Briusterio kampu, o optinė ašis orientuota išilgai kristalo.

$$FOM = \frac{\alpha_{532}}{\alpha_{800}}, \quad (30)$$

kur α – sugerties koeficientas ties atitinkamu bangos ilgiu.

Matuojant per tokį patį kristalo ilgį, formulę (30) galime perrašyti taip:

$$FOM = \frac{\alpha_{532} \cdot d}{\alpha_{800} \cdot d}, \quad (31)$$

Arba perrašius per lazerinės spinduliuotės nuostolius:

$$FOM = \frac{\ln \frac{P_{532}}{P_0}}{\ln \frac{P_{800}}{P_0}}, \quad (32)$$

kur P_0 – lazerinės spinduliuotės galia prieš kristalą, P_{532} ir P_{800} - lazerinės spinduliuotės galia už kristalo atitinkamam bangos ilgiui.

Gauti rezultatai pateikti 1 lentelėje:

1 lentelė. FOM matavimai 20 mm ilgio Ti:Safyro kristalams

Bangos ilgis, nm	Bandinys	P_0 , mW	P, mW	$\alpha \cdot d$	FOM
532	1	113,4	14,8	2,036	130
	2	110,6	13,1	2,133	137
	3	112,2	12,8	2,171	162
	4	112,6	17,6	1,856	119
	5	115,7	15,6	2,004	180
800	1	452	445	0,0156	
	2	452	445	0,0156	
	3	452	446	0,0134	
	4	452	445	0,0156	
	5	452	447	0,0111	

Taigi iš gautų rezultatų išsibrastymo, matuojant tokius pat kristalus, išpjautus iš to pačio ruošinio, darytina išvada, kad tokia matavimo metodika nėra pankamai tiksli įvertinti ar sertifikuoti kristalų kokybinio parametro FOM, net neįvertinant matavimo paklaidų apskritai. Taip pat reikėtų paminėti, kad matavimo tikslumas labai priklauso nuo kristalo ilgio, o šiam bandymui buvo naudotas pakankamai ilgas kristalas – 20 mm, kuomet rinkoje dažnai sutinkami ir trumpesni kristalai, pvz.: 15 ar 10 mm ilgio. Taigi buvo pabandyta pamatuoti ir trumpesnius kristalus. Bandymams naudoti Ø6.00 x 15.0 mm Ti:Safyro kristalai, kurių paviršiai išpjauti Briusterio kampu, o optinė ašis orientuota išilgai kristalo. Išmatuoti rezultatai pateikiami 2-oje lentelėje.

2 lentelė. FOM matavimai 15 mm ilgio Ti:Safyro kristalams

Bangos ilgis, nm	Bandinys	P_0 , mW	P, mW	$\alpha \cdot d$	FOM
532	1	277,0	15,4	2,888	32
	2	267,0	17,05	2,751	32
	3	293,0	23,0	2,545	53
	4	287,5	13,8	3,037	56
800	1	38,2	34,9	0,0906	
	2	38,1	34,9	0,0855	
	3	38,4	36,6	0,048	
	4	38,2	36,2	0,0541	

Kaip matome rezultatai dar prastesni – tiek verčių išsibrastymas, tiek ir pačios FOM vertės nelabai atitinką realybę, kadangi matuoti kristalai buvo žymiai geresnės kokybės ($FOM > 150$). Tai reiškia, kad FOM matavimui ši metodika nėra tinkama, dėl nepakankamo jos tikslumo, kadangi

sugertis ties 800 nm yra labai menka (Ti:Safyro kristalo atveju). Norint apskaičiuoti FOM, sugertis ties 800 nm yra naudojama (30) formulės vardiklyje, taigi matavimo tikslumą apsprendžia daugiausiai šis dydis. Taigi galime daryti išvadą, kad norint matuoti optinių ar lazerinių komponentų sugertį reikalinga tikslesnė metodika, o labiausia atitinkanti mažiausių sąnaudų idėją ir esanti pakankamai tiksli – anksčiau aprašyta CPI metodika.

Išvados

Šiame darbe buvo susipažinta su skirtingomis sugerties matavimo, kuomet šviesa sukelia šiluminius reiškinius bandinyje, metodikomis. Norėta išsiaiškinti, kuris būdas labiausiai tinkamatuoti sugertį optiniuose elementuose (langeliuose, kristaluose, dangose ir pan.). Bendrojo kelio interferometrija buvo pasirinkta kaip labiausiai tinkama šiam taikymui, dėl kelių priežasčių: sistemos jautrumo (lyginant su kitais šiluminio lęšio metodais, kurie paprastai tinkami tirti skystus ar dujinius bandinius), sąlyginio sistemos paprastumo, pigumo ir patikimumo (lyginant su CRDS), taip pat matavimo metu bandinys nėra sugadinamas (lyginant su kalorimetriniais matavimais).

Darbe parodyta, kad tinkamai pasirinkus metodiką ir priemones, sugerties signalą galima registruotipakankamai tiksliai, kas ir buvo pagrindinis šio darbo tikslas. Tiksliau suderinus ir atrinkus tinkamus parametrus, bei etalonus, šio darbo metodika būtų galima lengvai, greitai ir tiksliai matuoti sugertį ir specifikuoti optinius elementus, o tuo pačiu ir jų optinę kokybę, kas yra svarbu optikai skirtai didelės galios taikymams, kur naudojami nuolatinės veikos lazeriai ar lazeriai, kurių impulsai yra palyginti ilgi (ms, μ s ar ns), kuomet pasireiškia šiluminiai efektai lazerio pluoštui sklindant optiniu elementu.

Tai pat šiuo metodu bus galima įvertinti kristalinių medžiagų (ypač lazerinių terpių, kaip Ti:Safyras) kokybę. Darbe buvo bandyta išmatuoti Ti:Safyro kristalų kokybinį parametą FOM naudojant schemą tik su galios matuokliais, tačiau pakankamo matavimų tikslumo pasiekti nepavyko, nes reikia fiksuoti ypač mažą sugertį ties 800 nm ir šis matavimas daro didžiąją įtaką FOM skaičiaus skaičiavime. O CPI sugerties matavimų tikslumas iki 10^{-8} cm^{-1} yra pakankamas įvertinti kristalų kokybę.

Literatūros sąrašas

- [1] K. C. Kao and T. W. Davies, "Spectrophotometric studies of ultra low loss optical glasses. I. Single beam method.," *J. Sci. Instrum.*, vol. 1, pp. 1063–1072, 1968.
- [2] D. A. Pinnow and T. C. Rich, "Development of a calorimetric method for making precision optical absorption measurements.," *Appl. Opt.*, vol. 12, no. 5, p. 984, 1973.
- [3] A. O'Keefe and D. a. G. Deacon, "Cavity ring-down optical spectrometer for absorption measurements using pulsed laser sources," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 59, no. 1988, p. 2544, 1988.
- [4] R. M. Pope and E. S. Fry, "Absorption spectrum (380-700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements.," *Appl. Opt.*, vol. 36, no. 33, pp. 8710–8723, 1997.
- [5] H. Cabrera, a. Marcano, and Y. Castellanos, "Absorption coefficient of nearly transparent liquids measured using thermal lens spectrometry," *Condens. Matter Phys.*, vol. 9, no. 2, pp. 385–389, 2006.
- [6] S. S. Gupte, A. Marcano O., R. D. Pradhan, C. F. Desai, and N. Melikechi, "Pump-probe thermal lens near-infrared spectroscopy and Z-scan study of zinc (tris) thiourea sulfate," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 2001, pp. 4939–4943, 2001.
- [7] L. B. Kreuzer, "Ultralow Gas Concentration Infrared Absorption Spectroscopy," *J. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 7, p. 2934, 1971.
- [8] A. Rosencwaig, "Theory of the photoacoustic effect with solids," *J. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 1, p. 64, 1976.
- [9] a. C. Boccara, D. Fournier, and J. Badoz, "Thermo-optical spectroscopy: Detection by the 'mirage effect'," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 36, no. 2, p. 130, 1980.
- [10] M. a. Olmstead, N. M. Amer, and S. Kohn, "Photothermal Displacement Spectroscopy: An Optical Probe for Solids and Surfaces," *Appl. Phys. A*, vol. 32, pp. 141–154, 1983.
- [11] S. Bialkowski, *Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis*. John Wiley & Sons, 1996.
- [12] S. Nonomura, T. Nishiwaki, and S. Nitta, "Photothermal deflection spectroscopy of hydrogenated amorphous silicon at low energies and at low temperatures," *Philos. Mag. B. Phys. Condens. matter. Struct. Electron. Opt. Magn. Prop.*, vol. 69, no. 2, pp. 335–348.
- [13] S. O. Kanstad and P. E. Nordal, "Photoacoustic and Photothermal Techniques for Powder and Surface Spectroscopy.," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 6, no. 3–4, pp. 372–391, 1980.
- [14] V. N. Lopatkin, O. E. Sidoryuk, and L. A. Skvortsov, "Laser modulation photothermal radiometer—a new method for measuring weak absorption in bulk materials and coatings," *Kvant. electron.*, vol. 12, no. 2, pp. 339–346, 1985.

- [15] H. Saito, M. Irikura, M. Haraguchi, and M. Fukui, "New type of photothermal spectroscopic technique," *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 12, pp. 2047–2054, 1992.
- [16] R. Chow, J. R. Taylor, Z. L. Wu, R. Krupka, and T. Yang, "High reflector absorptance measurements by the surface thermal lensing technique," Nov. 1996.
- [17] T. Gotoh, S. Nonomura, S. Hirata, and S. Nitta, "Photothermal bending spectroscopy: Bending effect of film/substrate by thermal expansion," *Prog. Nat. Sci.*, vol. 6, pp. S34–S37, Dec. 1996.
- [18] F. H. Pollak and H. Shen, "Modulation spectroscopy of semiconductors: bulk/thin film, microstructures, surfaces/interfaces and devices," *Mater. Sci. Eng. R Reports*, vol. 10, no. 7–8, pp. xv–374, Oct. 1993.
- [19] A. Othonos and C. Christofides, "Photomodulated thermorefectance detection of hydrogen at elevated temperatures: a detection limit," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 6, p. 904, Feb. 2003.
- [20] R. D. Snook and R. D. Lowe, "Thermal Lens Spectrometry," vol. 120, no. August, 1995.
- [21] S. M. Lima, J. a. Sampaio, T. Catunda, a. C. Bento, L. C. M. Miranda, and M. L. Baesso, "Mode-mismatched thermal lens spectrometry for thermo-optical properties measurement in optical glasses: a review," *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 273, pp. 215–227, 2000.
- [22] D. S. Kliger, *Ultrasensitive Laser Spectroscopy*. New York, North Holland: Academic Press, 1983.
- [23] R. C. C. Leite, R. S. Moore, and J. R. Whinnery, "low absorption measurements by means of the thermal lens effect using an He-Ne laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 5, no. 7, p. 141, 1964.
- [24] K. E. Rieckhoff, "Self-Induced Divergence of Cw Laser Beams in Liquids— a New Nonlinear Effect in the Propagation of Light," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 9, no. 2, p. 87, 1966.
- [25] C. Hu and J. R. Whinnery, "New thermo-optical measurement method and a comparison with other methods.," *Appl. Opt.*, vol. 12, no. 1, pp. 72–79, 1973.
- [26] R. Grabiner, R. Siebert, and W. Flynn, "Laser induced time-dependent thermal lensing studies of vibrational relaxation: translational cooling in CH₃F," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 189–194, 1972.
- [27] M. E. Long, R. L. Swofford, and A. C. Albrecht, "Thermal lens technique: a new method of absorption spectroscopy," *Science (80-.)*, no. 191, pp. 183–185, 1976.
- [28] J. Shen, R. D. Lowe, and R. D. Snook, "A model for cw laser induced mode-mismatched dual-beam thermal lens spectrometry," *Chem. Phys.*, vol. 165, pp. 385–396, 1992.
- [29] J. Hirohashi, T. Tago, O. Nakamura, A. Miyamoto, and Y. Furukawa, "Characterization of GRIIRA properties in LiNbO₃ and LiTaO₃ with different compositions and doping," vol. 6875, no. January 2016, pp. 687516–687516–8, 2008.

- [30] A. Alexandrovski, M. Fejer, A. Markosian, and R. Route, “Photothermal common-path interferometry (PCI): new developments,” vol. 7193, p. 71930D–71930D–13, 2009.
- [31] M. M. F. Alexei L. Alexandrovski, Gisele Foulon, Lawrence E. Myers, Roger K. Route, “UV and visible absorption in LiTaO₃,” *SPIE Conf.*, vol. 3610, no. January, pp. 44–51, 1999.

Summary

Pranciškus Dobrovolskis

ABSORPTION MEASUREMENT USING CPI METHOD IN TRANSPARENT MATERIALS

In this work variety of different photothermal techniques were introduced. One of the aims of this work was to find the most suitable non-destructive and contactless method to measure absorption of glass or crystal bulk and thin film coatings which will allow to characterize the quality of these optical elements. It was found that the best option here is Common path interferometry (CPI) which allows to measure absorption up to 10^{-8} cm^{-1} . This technique uses two lasers – one is used as pump, the other as probe. The pump laser is modulated using a chopper and induces pulsing thermal lens in the sample. At the same time the probe beam with bigger waist passes this thermal lens and is distorted. The phase shift initiates interference between distorted beam center and the rest of the beam. After some distance phase shift transforms to the intensity distortion which can be detected with photodetector and lock-in amplifier.

The aim of this work is to introduce method of measuring absorption in optical and laser elements using common equipment that can be found either in scientific laboratory or in optical metrology lab. With working interferometer, one will be able to measure coating and bulk absorption of glass and crystals (and Figure of Merit for some crystals to be more precise). This will allow to qualify and certify the quality of the elements. This is very important nowadays, when high power CW lasers are taking bigger and bigger share in the market.