

Vilniaus universitetas  
Fizikos fakultetas  
Lazerinių tyrimų centras

Danielius Samsonas

POKELSO ELEMENTŲ REZONANSINIŲ SAVYBIŲ TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinių technologijų studijų programa

Studentas

Danielius Samsonas

Leista ginti

2018-05-28

Darbo vadovas

Prof. Dr. Mikas Vengris

Centro direktorius

Prof. Dr. Roaldas Gadonas

Vilnius 2018

# TURINYS

<b>ĮVADAS</b> .....	<b>2</b>
<b>1. ELEKTROOPTINIAI ELEMENTAI IR JŲ TAIKYMAS</b> .....	<b>3</b>
1.1 FAZĖS MODULIATORIAI.....	3
1.2 POLIARIZACIJOS MODULIATORIAI .....	4
1.3 AMPLITUDĖS MODULIATORIAI.....	5
<b>2. ELEKTROOPTINIUIOSE ELEMENTUIOSE PASIREIŠKIANČYS REIŠKINIAI</b> .....	<b>7</b>
2.1 ELEKTROOPTINIS EFEKTAS .....	7
2.2 POKELSO EFEKTAS.....	8
2.3 FOTOELASTINIS EFEKTAS.....	9
2.4 PJEZOELEKTRINIS EFEKTAS.....	10
2.5 AKUSTINIŲ BANGŲ SUSIDARYMAS IR SKLIDIMAS KIETUOSE KŪNUOSE.....	10
<b>3. KRTP KRISTALO SAVYBĖS</b> .....	<b>13</b>
<b>4. ELEKTROOPTINIŲ MODULIATORIŲ TYRIMAS</b> .....	<b>14</b>
4.1 REZONANSINIŲ DAŽNIŲ MODELIAVIMAS .....	14
4.2 REZONANSINIŲ DAŽNIŲ MATAVIMAS PAREMTAS KOMPLEKŠINĖS VARŽOS KITIMU .....	17
4.3 EKSPERIMENTO SCHEMA IR METODIKA .....	17
<b>5. TIRIAMOJO DARBO REZULTATAI IR APTARIMAS</b> .....	<b>19</b>
<b>6. REZULTATAI IR IŠVADOS</b> .....	<b>36</b>
<b>LITERATŪRA</b> .....	<b>37</b>
<b>1 PRIEDAS. PLUOŠTO PARAMETRAI</b> .....	<b>39</b>
<b>2 PRIEDAS. KRTP KRISTALO FUNDAMENTINĖS REZONANSINĖS MODOS</b> .....	<b>39</b>
<b>SANTRAUKA</b> .....	<b>43</b>
<b>SUMMARY</b> .....	<b>44</b>

# Įvadas

Elektrooptiniai modulatoriai leidžia kurti didelio pasikartojimo dažnio ir didelės galios lazerines sistemas. Šių elementų veikimas yra pagrįstas Pokelso efektu – prie kristalo prijungus aukštą įtampą jame indukuojamas dvejopas lūžis – tai įgalina kontroliuojamai valdyti šviesos poliarizaciją. Naudojant tam tikroje konfigūracijoje su poliarizatoriumi, toks elementas gali slopinti ar pilnai blokuoti lazerio spinduliuotę. Prijungus ketvirčio bangos įtampą, kristalas veikia tarsi  $\lambda/4$  fazinė plokštelė, pakeičianti tiesiškai poliarizuotą šviesą į apskritiminę. Padvigubinus šią įtampą, kristalas ima veikti tarsi  $\lambda/2$  fazinė plokštelė, leidžianti pasukti šviesos poliarizaciją norimu kampu. Įtampa, reikalinga pakankamam dvejopam lūžiui indukuoti, siekia nuo kelių šimtų iki kelių tūstančių voltų. Dėl šios priežasties greitus elektrooptinius modulatorius riboja ne optiniai parametrai, o aukštos įtampos raktai, kurių greičiai siekia apie 1 MHz [1]. Norint pasiekti aukštesnius moduliavimo dažnius, tenka naudoti medžiagas su sąlyginai žema ketvirčio bangos įtampa. Viena iš tokių elektrooptinių medžiagų yra kalio-rubidžio titaniilo fosfatas (KRTP) – šiame darbe pirmąkart pademonstruojama galimybė tokį Pokelso elementą moduluoti iki 12.6 MHz dažniu.

Pjezoelektrinis efektas yra vienas iš neigiamai pasireiškiančių reiškinių elektrooptiniuose modulatoriuose. Moduluojant įtampą kristalas deformuojasi – žadinama akustinė ultragarso banga. Šių deformacijų dažniui sutapus su savuoju rezonansiniu dažniu, akustinių svyravimų amplitudė smarkiai išauga. Dėl susidarantių įtempimų pasireiškia fotoelastinis efektas bei kiti reiškiniai įtakojantys kristale atsirandantį dvejoją spindulių lūžį [2].

Šio darbo tikslas yra ištirti rezonansinius efektus atsirandančius dėl akustinių bangų susidarymo ir nustatyti tokių efektų įtaką KRTP Pokelso elemento poliarizacijos kontrastui, moduliavimo dažnių ruože iki 10 MHz.

Darbo tikslui pasiekti suformuluoti tokie uždaviniai:

- Išmatuoti rezonansinius efektus atsirandančius dėl akustinių bangų susidarymo aukštų moduliavimo dažnių diapazone.
- Sumodeliuoti mechaninio rezonanso reiškinius Pokelso elemente.
- Palyginti eksperimentiškai išmatuotus ir teoriškai apskaičiuotus rezultatus.
- Nustatyti KRTP kristalo tinkamumą didelio dažnio elektrooptiniams modulatoriams.

# 1. Elektrooptiniai elementai ir jų taikymas

Elektrooptiniai modulatoriai leidžia elektriniais signalais kontroliuoti optinės spinduliuotės galią, fazę ar poliarizaciją. Pagrindinis tokių moduliatorių privalumas yra galimybė moduluoti spinduliuotę itin dideliu dažniu į sistemą įnešant nedidelius nuostolius.

## 1.1 Fazės modulatoriai

Paprasčiausio tipo elektrooptinis modulatorius skirtas fazės valdymui yra sudarytas iš poliarizatoriaus ir elektrooptinio kristalo (1 pav.). Šiam tikslui – įeinančios spinduliuotės poliarizacija turi būti orientuota vienos iš kristalo optinių ašių kryptimi. Elektrinis laukas pasuka kristalo greitąją ir lėtąją ašis optinės ašies atžvilgiu. Tai leidžia faziškai moduluoti šviesą nepaikeičiant jos intensyvumo ir poliarizacijos.

Į kristalą patenkančios spinduliuotės elektrinis laukas gali būti aprašomas tokia formule:

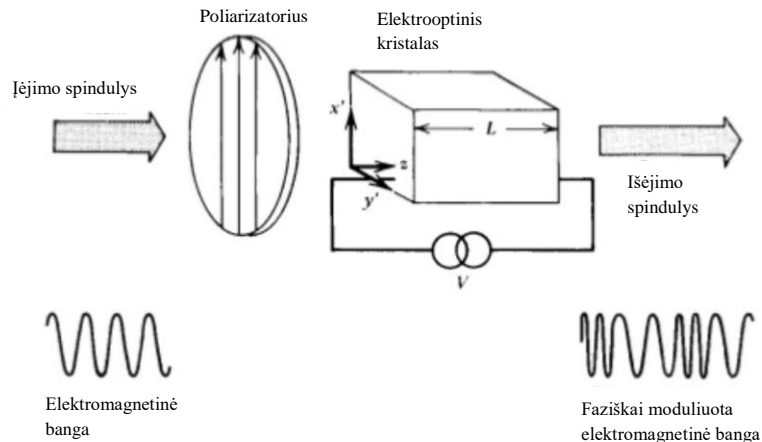
$$E_{ix'}(t) = E_i \cos(\omega t - kx) \quad (1)$$

Kristalą praėjusios ir faziškai moduluotos šviesos elektrinis laukas gali būti aprašomas taip:

$$E_o(t) = E_i \cos(\omega t - \Phi), \quad (2)$$

kur  $\Phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} + \Delta n_{x'})L = \phi_o + \Delta\phi_{x'}$ ,  $n_{x'}$  – natūralus lūžio rodiklis,  $\Delta n_{x'}$  – lūžio rodiklio pokytis dėl pridėto elektrinio lauko,  $L$  – kristalo ilgis,  $\Phi_o = (2\pi/\lambda)Ln_{x'}$  – natūralus fazės pokytis,  $\Delta\phi_{x'} = (2\pi/\lambda)L\Delta n_{x'}$  – fazės pokytis atsiradęs pridėjus įtampą, kur  $\Delta n_{x'} \approx \frac{1}{2}n_{x'}^3 r E$ , o  $r$  – elektrooptinis koeficientas.

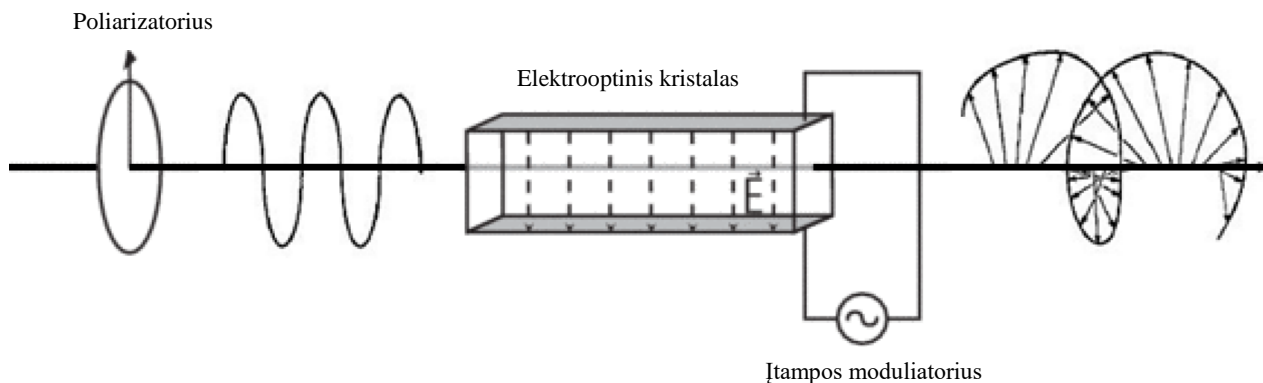
Daugelyje taikymų naudojama gana nedidelė (periodinė ar neperiodinė) fazės moduliacija. Vienas iš plataus pritaikymo pavyzdžių yra šių moduliatorių naudojimas rezoansinio dažnio stabilizavimui optiniuose rezonatoriuose [3].



1 pav. Elektrooptinio fazės modulatoriaus principinė schema.

## 1.2 Poliarizacijos modulatoriai

Elektrooptinius kristalus galima naudoti tiesinės poliarizacijos kryptčiai valdyti, kaip valdymo įtampai proporcingas fazines plokšteles [4]. Tokio taikymo principinė schema pateikiama 2 pav.



2 pav. Elektrooptinio poliarizacijos modulatoriaus principinė schema.

Kristalo orientacija parenkama taip, kad įeinančios šviesos poliarizacija kristų  $45^\circ$  kampu kristalo greitosios ir lėtosios ašių atžvilgiu. Tokiu būdu tiesiškai poliarizuota spinduliuotė yra tarsi padalinama į dvi lygias viena kitai statmenas komponentes. Jeigu įeinanti poliarizacija atitinka x ašies kryptį ir sklinda išilgai z ašies, tuomet susidariusias komponentes greitosios ( $x'$ ) ir lėtosios ( $y'$ ) ašių atžvilgiu galime išreikšti taip:

$$E_{x'} = E_0 \cos[\omega t - (2\pi/\lambda)n_{x'}z] \quad (3)$$

$$E_{y'} = E_0 \cos[\omega t - (2\pi/\lambda)n_{y'}z] \quad (4)$$

Šių ašių lūžio rodiklių priklausomybė nuo elektrinio lauko krypties gali būti išreiškiamas:

$$n_{x'} \approx n_x - \frac{1}{2}r_x n_x^3 E = n_x - \Delta n_x \quad (5)$$

$$n_{y'} \approx n_y - \frac{1}{2}r_y n_y^3 E = n_y - \Delta n_y \quad (6)$$

kur  $n_x$  ir  $n_y$  yra įprasti lūžio rodikliai,  $r_x$  ir  $r_y$  yra atitinkami elektrooptiniai koeficientai priklausantys nuo veikiančio elektrinio lauko krypties.

Dėl skirtingų lūžio rodiklių, dvi poliarizacijos dedamosios kristale sklinda skirtingais greičiais. Todėl tarp sklindančių komponenčių susidarantis fazių skirtumas  $\Gamma$  priklauso nuo kristalo ilgio:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} - n_{y'})L$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda}(n_{x'} - n_{y'})L - \frac{\pi}{\lambda}(r_x n_x^3 - r_y n_y^3)EL = \Gamma_0 + \Gamma_i, \quad (7)$$

kur  $\Gamma_0$  - fazės atsilikimas neveikiant elektriniam laukui,  $\Gamma_i$  – elektrinio lauko indukuotas fazės atsilikimas,  $L$  – kristalo ilgis. Tokiu būdu, praėjusios per kristalą spinduliuotės elektrinio lauko amplitudės dedamosios gali būti išreiškiamos naudojant fazės atsilikimą:

$$E_{x'} = \cos \omega t \quad (8)$$

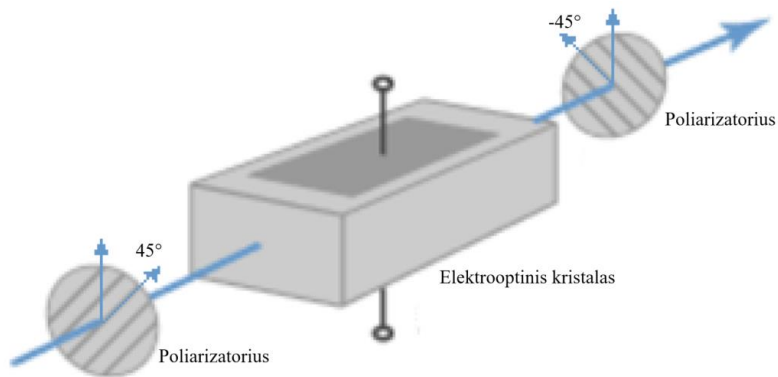
$$E_{y'} = \cos(\omega t - \Gamma) \quad (9)$$

### 1.3 Amplitudės modulatoriai

Šviesos amplitudė gali būti moduluojama patalpinant elektrooptinį kristalą tarp dviejų lygiagrečių arba  $45^\circ$  kampu persuktų poliarizatorių, kaip pavaizduota 3 pav. Amplitudės modulatoriaus veikimo principas yra pagrįstas poliarizacijos sukimu aprašytų praeitame skyrelyje, tačiau už kristalo esantis papildomas poliarizatorius užtikrina, kad tik atitinkama šviesos dalis yra pro jį praleidžiama. Tokiu būdu pasiekiamas slopinimo laipsnis gali būti paprasčiausiai išreiškiamas pralaidumu:

$$T = I_{iš}/I_0, \quad (10)$$

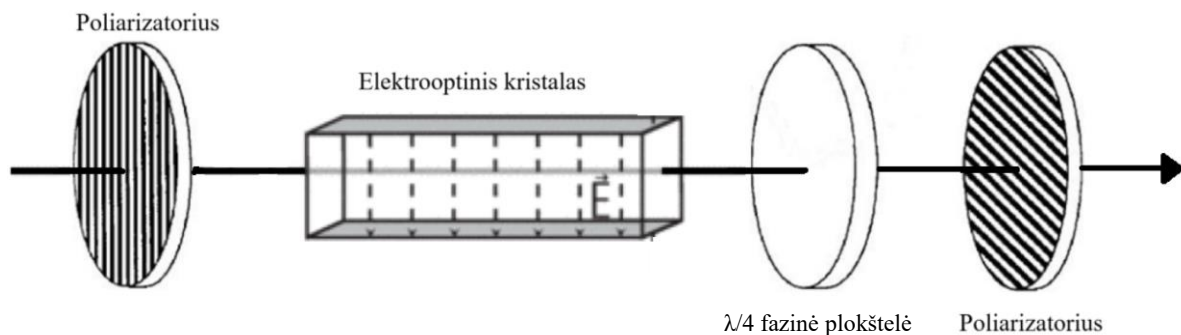
kur  $I_0$  ir  $I_{iš}$ , yra atitinkamai į amplitudės moduliatorių įeinančios ir iš jo išeinančios spinduliuotės intensyvumai.



3 pav. Elektrooptinio amplitudės moduliatoriaus principinė schema.

Apartoje optinėje schemeje, norint pasiekti maksimalų amplitudės moduliatoriaus pralaidumą reikia, kad elektrooptinį elementą veiktų pusbanginė įtampa  $U_{\pi/2}$ . Tokiu būdu, įėjusios spinduliuotės poliarizacija yra visiškai pasukama ir praeina per antrąjį poliarizatorių be nuostolių.

Siekiant padidinti maksimalų moduliavimo dažnį ar tiesiog sumažinti valdymo įtampą, galima tarp elektrooptinio kristalo ir antrojo poliarizatoriaus patalpinti  $\lambda/4$  fazinę plokštelę, kaip pavaizduota 4 pav. Tokiu atveju, norint pasiekti didžiausią amplitudės moduliatoriaus pralaidumą užtenka kristalą veikti du kartus mažesne, ketvirčio bangos įtampa ( $U_{\pi/4} = U_{\pi/2} / 2$ ). Šiuo atveju elektrooptinis kristalas verčia įeinančią teisiškai poliarizuotą šviesą į apskritimiškai poliarizuotą. Tuomet praėjusi ketvirčio bangos fazinę plokštelę šviesa tampa tiesiškai poliarizuota ir statmena įeinančios šviesos poliarizacijai. Tokia šviesa pereina per antrąjį poliarizatorių su minimaliais nuostoliais. Naudojant tarpines valdymo įtampas gaunama proporcingas amplitudės slopinimas.



4 pav. Elektrooptinio amplitudės moduliatoriaus su papildoma  $\lambda/4$  fazine plokšte principinė schema.

Elektrooptinius amplitudės moduliatorius galima panaudoti kaip kokybės moduliatorius bei optinius perjungiklius. Pastaruoju atveju valdymo įtampa leidžia keisti pralaidumą tarp 0 ir 1, t.y. šviesos impulsas yra blokuojamas arba visiškai praleidžiamas. Tokie optiniai perjungikliai naudojami pavienių impulsų išrinkimui iš ultratrumpųjų impulsų voros [5]. Uždarius moduliatorių, femtosekundinio osciliatoriaus impulsas lieka regeneratyvinio stiprintuvo rezonatoriuje, kur sustiprinamas iki pageidaujamos energijos, o tuomet elektrooptinis moduliatorius trumpam atidaromas ir impulsas išleidžiamas iš rezonatoriaus [7, 8].

## 2. Elektrooptiniuose elementuose pasireiškiantys reiškiniai

Elektrooptinių moduliatorių veikimas yra pagrįstas Pokelso efektu. Tačiau greta jo, elektrooptiniuose kristaluose pasireiškia pjezoelektrinis efektas, formuojasi akustinės bangos, vyksta temperatūriniai procesai. Šiame skyriuje dalis šių fizikinių reiškinų aptariami plačiau.

### 2.1 Elektrooptinis efektas

Elektrooptinis efektas apibūdina reiškinį, kurio metu medžiagos lūžio rodiklis kinta priklausomai nuo kristalą veikiančio išorinio elektrinio lauko. Dėl šio lauko poveikio medžiagą sudarančios elektringos dalelės pasislenka atstumu, proporcingu elektrinio lauko stipriui. Tokiu būdu medžiagoje yra sudaromas dipolinis momentas  $\vec{P}$ .

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}_{i\check{s}}, \quad (11)$$

kur  $\varepsilon_0$  - vakuumo dielektrinė skvarba,  $\chi$  – medžiagos tiesinis dielektrinis jautris,  $\vec{E}_{i\check{s}}$  – išorinio elektrinio lauko stipris.

Dėl jau minėto dipolių susidarymo, medžiagos paviršiuje susidaro pertekliniai surištieji krūviai ir tai indukuoja vidinį elektrinį lauką  $E_{vid}$ . Tuomet atstojamasis elektrinis laukas  $\vec{E}_{ats}$ , susidarantis kristalo viduje, yra išorinio ir vidinio elektrinių laukų vektorinė suma. Tokiu būdu gali būti suskaičiuojama medžiagos santykinė dielektrinė skvarba:

$$\varepsilon_s = \frac{\vec{E}_{i\check{s}}}{\vec{E}_{ats}}. \quad (12)$$

Šis dydis taip pat priklauso nuo moduliavimo dažnio, tačiau tiriamame dažnių diapazone KRTP kristalui ši priklausomybė yra nereikšminga (priklausomybė tampa reikšminga dažniams  $> 1$  GHz). Apskaičiuota santykinė dielektrinė skvarba gali būti tiesiogiai susieta su medžiagos lūžio rodikliu:

$$n = \sqrt{\mu_s \varepsilon_s}, \quad (13)$$

kur  $\mu_s$  – santykinė magnetinė skvarba. Dielektrikams šis dydis yra artimas 1, todėl medžiagos lūžio rodiklis gali būti užrašomas taip:

$$n = \sqrt{\varepsilon_s} = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)}E + \chi^{(3)}E^2 + \dots}$$



$$n = n_0 + \Delta n_1 + \Delta n_2 + \dots, \quad (14)$$

kur  $n_0$  yra savasis medžiagos lūžio rodiklis, neveikiant išoriniam elektriniam laukui.

Tiesiniu elektrooptiniu efektu (dar vadinamu Pokelso efektu) pasižymi tik necentrosimetrinės medžiagos. Tokiose medžiagose lūžio rodiklis yra tiesiogiai proporcingas išorinio elektrinio lauko stipriui. Centrosimetrinėse medžiagose antros eilės dielektrinis jautris lygus nuliui, todėl tiesinis elektrooptinis efektas nepasireiškia. Tokiose medžiagose stebimas Kero efektas – lūžio rodiklio pokytis yra proporcingas elektrinio lauko stiprio kvadratui, tačiau palyginus su tiesiniu elektrooptiniu efektu, prie to paties elektrinio lauko intensyvumo, šis efektas pasireiškia silpnai.

## 2.2 Pokelso efektas

Kaip jau aptarta praėjusiam skyriuje, Pokelso efektas yra tiesinis elektrooptinis efektas, kurio metu medžiagos lūžio rodiklis kinta proporcingai išorinio elektrinio lauko stipriui. Populiariausios ir plačiausiai taikomos necentrosimetrinės medžiagos yra ličio niobatas ( $\text{LiNbO}_3$ ), ličio tantalas ( $\text{LiTaO}_3$ ), deuteruotas kalio dihidrofosfatas ( $\text{KD}_2\text{PO}_4$ ), beta bario boratas ( $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ) bei kalio titanilo fosfatas ( $\text{KTiOPO}_4$ ). Neretai naudojami ir elektriškai poliniai polimerai, kurių netiesinis koeficientas yra visa eile didesnis nei čia paminėtų netiesinių kristalų [9, 10].

Matematiškai Pokelso efektas gali būti aprašomas kaip sukeliama lūžio rodiklio elipsoido deformacija:

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad (15)$$

Elektrinio lauko poveikis lūžio rodikliui gali būti užrašomas taip:

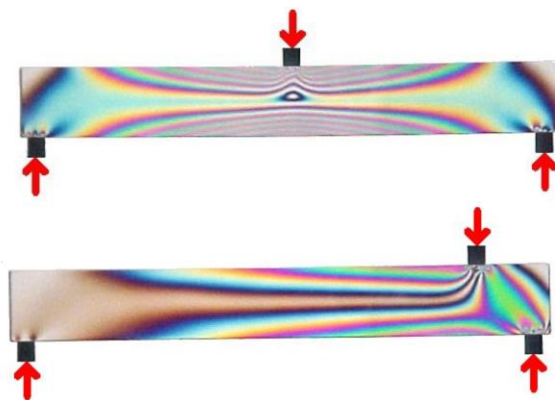
$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j, \quad (16)$$

kur  $r_{ij}$  yra elektrooptinis koeficientas. Priklausomai nuo kristalo simetrijos ir koordinatinių sistemos orientacijos kristalo ašių atžvilgiu, tik dalis  $r_{ij}$  koeficientų yra nelygūs nuliui.

Pokelso efektu yra paremtas elektrooptinių moduliatorių veikimas. Tokiam taikymui kristalas orientuojamas taip, kad būtų naudojamas didžiausias tenzorius elementas ( $r_{33}$ ). Tokiose medžiagose kaip  $\text{LiNbO}_3$ , šio koeficiento vertė siekia  $\sim 30\text{pm/V}$ , beta bario borate  $2\text{-}3\text{pm/V}$ , o elektriškai poliniuose polimeruose šio koeficiento vertė gali būti gerokai didesnė nei ličio niobato kristale.

## 2.3 Fotoelastinis efektas

Fotoelastinis efektas apibrėžiamas kaip skaidrios medžiagos optinių savybių kitimas dėl mechaninių įtempių. Ši savybė būdinga dielektrinėms medžiagoms ir yra dažnai naudojama eksperimentiniam įtempių medžiagoje nustatymui [10]. Dėl įtempių fotoelastinėje terpėje pasireiškia dvejetainis lūžis – tokioje terpėje sklindančios elektromagnetinės bangos komponentės patiria skirtingus lūžio rodiklius. Dėl šios priežasties susidaro fazinis vienos komponentės atsilikimas ir šviesos, praėjusios tokią medžiagą, poliarizacija yra pasukama kaip pavaizduota 5 pav.



5 pav. Per du sukryžiuotus poliarizatorius dėl fotoelastinio efekto matomos įtempių linijos [11].

Šis efektas pasireiškia tiek centrosimetrinėse, tiek necentrosimetrinėse medžiagose. Šio efekto poveikis lūžio rodikliui yra aprašomas taip:

$$\Delta\left(\frac{1}{n_{ij}^2}\right) = \sum_{kl} p_{ijkl} S_{kl}, \quad (17)$$

kur  $n_{ij}$  yra antrojo rango lūžio rodiklio tenzorius,  $p_{ijkl}$  yra ketvirto rango medžiagos elastingumo tenzorius,  $S_{kl}$  – antrojo rango deformacijos tenzorius [12].

Fotoelastinis efektas yra neigiamai pasireiškiantis reiškinys elektrooptiniuose moduliatoriuose. Jis tampa ypač aktualus ties rezonansiniais Pokelso elemento moduliavimo dažniais, nes tokiu atveju dėl augančios akustinės bangos amplitudės kristale susidaro didesni įtempiai. Atsiradęs papildomas dvejetainis lūžis ima gadinti poliarizacijos kontrastą. Nėgana to, priklausomai nuo susidariusios stovinčios bangos, šie įtempiai kristalo tūryje pasiskirsto netolygiai, todėl jų sukeliama efekto pilnai sukompensuoti ties rezonansiniu dažniu tampa neįmanoma.

## 2.4 Pjezoelektrinis efektas

Dėl pjezoelektrinio efekto, 1880 metais atrasto brolių Curie, deformuojant pjezoelektrines medžiagas jų paviršiuje yra sukuriamas elektrinis laukas [13]. Pasireiškia ir atvirkštinis pjezoelektrinis efektas – medžiagą veikiant išoriniu elektriniu lauku ji deformuojasi.

Pjezoelektrinis efektas stebimas tik necentrosimetriniuose kristaluose. Veikiant išoriniam elektriniam laukui kristalo santykinė deformacija aprašoma taip:

$$\varepsilon_{kl} = d_{ijk} E_{i\text{iš}}, \quad (18)$$

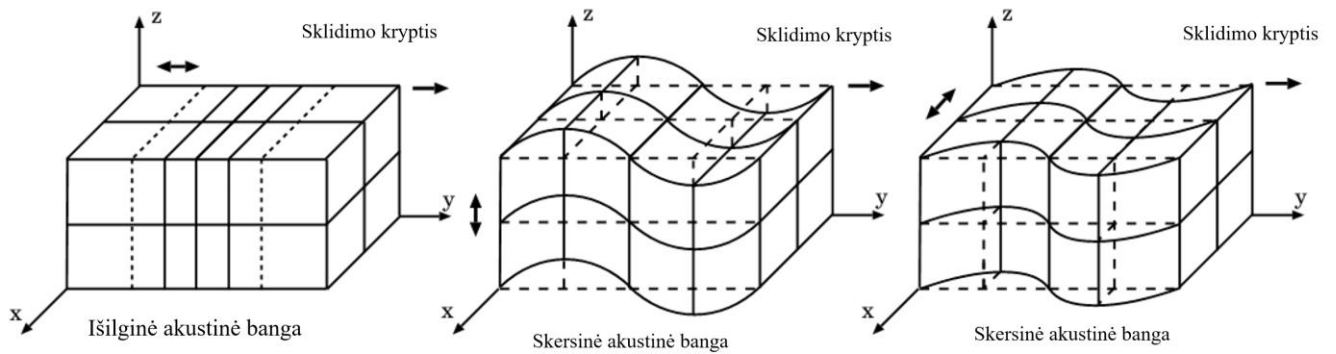
kur  $d_{ijk}$  – pjezoelektrinis modulis,  $E_{i\text{iš}}$  – išorinis elektrinis laukas. Žinant santykinę deformaciją ir kristalo matmenis galime apskaičiuoti pjezoelektrinio efekto sukeltą kristalo deformaciją:

$$\Delta l = l \varepsilon_{kl} \quad (19)$$

Šis efektas yra dar vienas elektrooptiniuose modulatoriuose neigiamai pasireiškiantis reiškinys. Dėl pjezoelektrinio efekto sukeltų deformacijų kristalo viduje susidaro įtempiai. Kaip aptarta praėjusiam skyriuje, tokiu atveju taip pat atsiranda ir lūžio rodiklio pokyčiai, nulemti fotoelastinio efekto. Įprastai naudojamų elektrooptinių medžiagų pjezoelektrinė konstanta yra gana maža – tai reiškia kad kristalo deformacijos ir jos sukeliamas dvejetainis lūžis įprastomis sąlygomis yra gana maži. Tačiau elektrooptinį kristalą moduliuojat tam tikru dažniu jame yra generuojamos harmoninės akustinės bangos. Šių bangų dažniui sutapus su Pokelso elemento savuoju rezonansiniu dažniu, svyravimų amplitudė smarkiai išauga, padidėja kristalo tūryje susidarantys įtempiai bei pasireškia stiprus fotoelastinis reiškinys. Dėl šios priežasties dirbant su elektrooptiniais modulatoriais vengiama dažnių, kurie yra artimi Pokelso elemento mechaninio rezonanso dažniams [14].

## 2.5 Akustinių bangų susidarymas ir sklidimas kietuose kūnuose

Akustinės bangos susidarymas elektrooptiniame kristale yra nulemtas jau aptarto atvirkštinio pjezoelektrinio efekto – kristalą veikiantis išorinis elektrinis laukas sukelia jo deformaciją. Susidaro akustinė banga, kuri perneša mechaninės deformacijos energiją iš vieno taško į kitą. Ši banga yra dalelių virpesių sklidimas tamprioje medžiagoje ir gali būti apibūdinama bangos ilgiu ir amplitude. Šios bangos sklidimo greitis priklauso nuo terpės, kuria ji sklinda. Egzistuoja ir garso greičio priklausomybė nuo temperatūros, tačiau kietuose kūnuose ji yra neigiama ir siekia tik apie 0,01-0,05 % vienam Kelvinui [15].



6 pav. Akustinės bangos susidarančios elektrooptiniame kristale [16].

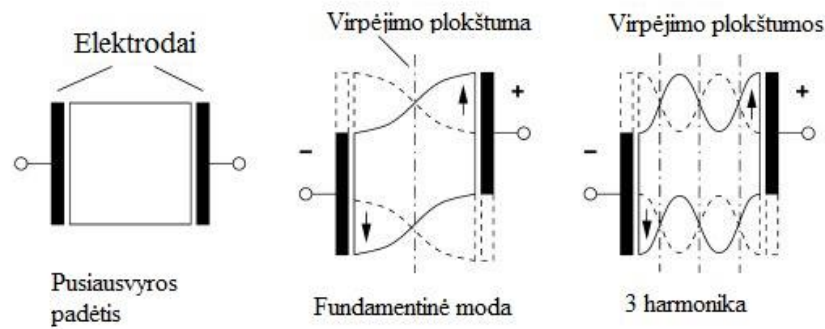
Begalinių matmenų kietajame kūne gali sklirti dviejų tipų akustinės bangos: išilginės ir skersinės (6 pav.). Šios bangos kristale gali sklirti bet kuria kryptimi.

Dėl pjezoelektrinio efekto kristale vystančių harmoninių deformacijų, susitraukimo-išsiplėtimo, efektyviai žadinama išilginė akustinė banga. Tuo tarpu dėl atsirandančios šlyties deformacijos kristale formuojasi skersinė akustinė banga. Kadangi kristalai yra baigtinių matmenų, juose dėl akustinės bangos sklaidos formuojasi ir trečio tipo – paviršinės Relėjaus bangos [17]. Šios bangos formuojasi ir sklinda laisvuju kūno paviršiumi. Kadangi lazerio spinduliuotė sklinda kristalo tūryje, o paviršinių bangų skverbties gylis yra nedidelis, tokių bangų įtaka elektrooptinio modulatoriaus veikimui yra pati menkiausia.

Klijų sluoksnio, naudojamo elektrodų pritvirtinimui, akustinis impedansas stipriai skiriasi nuo kristalo akustinio impedanso. Dėl to akustinei bangai sklindant kristalo viduje gaunamas tūrinis rezonatorius, kuriame gali susidaryti stovinti banga. Tokios bangos susidarymas yra nulemtas sąlygos, kad į rezonatoriaus ilgį turi tilpti sveikas pusbangių skaičius.

$$L = n \frac{\lambda}{2}, \quad (20)$$

kur  $L$  – kristalo ilgis,  $n$  – teigiamas sveikas skaičius, o  $\lambda$  – rezonansinis bangos ilgis. Susidarant rezonansinei bangai vyksta konstruktyvi interferencija. Taigi, kai išorinio elektrinio lauko moduliavimo dažnis sutampa su kristalo savuoju rezonansiniu dažniu, susidarančių akustinių svyravimų amplitudė smarkiai išauga.

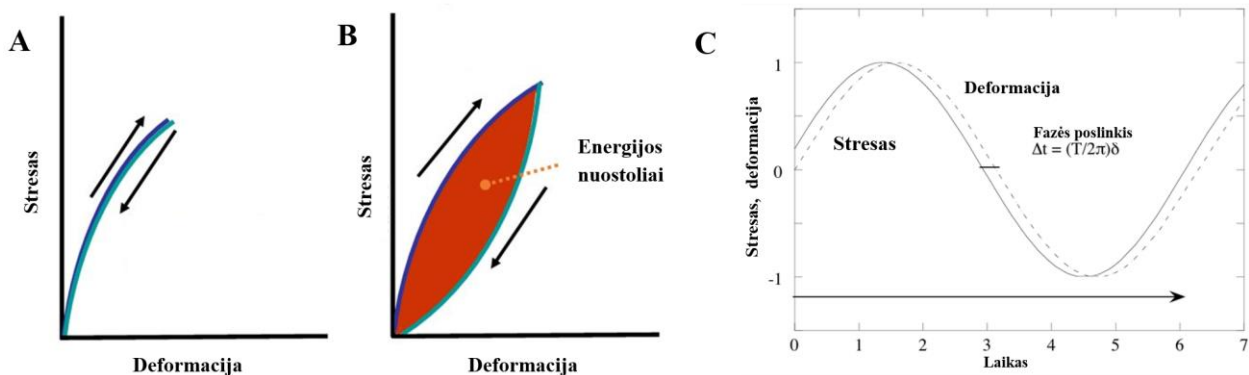


7 pav. Šlyties bangos rezonansų kristale susidarymas [18].

Skindant akustinei bangai, dalis jos energijos yra prarandama sąveikos su medžiaga metu. Akustinės bangos slopinimas jai sklindant medžiagoje gali būti aprašoma formule:

$$P(x) = P_0 e^{-\alpha(f)x}, \quad (21)$$

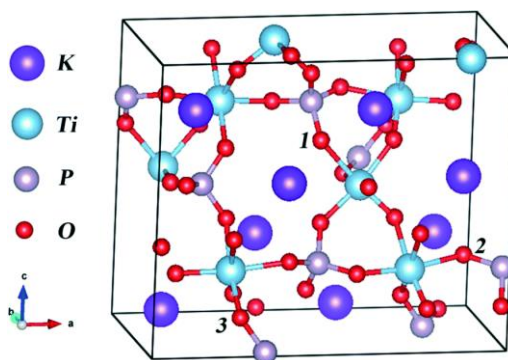
kur  $x$  yra atstumas, kurį akustinė banga nusklinda terpėje,  $\alpha(f)$  yra sugerties koeficientas priklausantis nuo akustinės bangos dažnio. Sugerties metu akustinės bangos energija yra paverčiama šilumine energija. Šis procesas yra nulemtas medžiagos elastingumo, elastinės histerezės (skirtingos elastinės savybės apkrovus bei panaikinus apkrovą) ir šiluminio laidumo [15]. Kaip pavaizduota 8 pav., idealios elastinės deformacijos metu, visa energija sunaudota medžiagai suspausti yra atgaunama medžiagai grįžtant į pradinį būvį. Tokiu atveju nėra energijos nuostolių ir neišsiskiria šiluma. Tačiau visos realios medžiagos yra daugiau ar mažiau viskoelastiškos – jų deformacija dėl apkrovos yra laiko funkcija, todėl stebima histerezė (fazės atsilikimas) ir dalis mechaninės energijos paverčiama į šilumą. Apkrovos–įtempių (angl. *stress-strain*) kontūro apibrėžtas plotas yra proporcingas energijos nuostoliams į šilumą vieno akustinės bangos periodo metu [19]. Ties rezonansiniais dažniais akustinių bangų amplitudė smarkiai išauga, todėl padidėja ir mechaniniai nuostoliai medžiagoje – generuojamas didesnis šilumos kiekis.



8 pav. A) Elastinė deformacija, B) viskoelastinė deformacija, C) įtempių formavimosi metu dėl viskoelastiškumo atsirandantis fazės poslinkis [19].

### 3. KRTP kristalo savybės

Kalio titanilo fosfatas (KTP) yra populiarus netiesinis optinis kristalas, pasižymintis gana aukštu pažaidos slenksčiu ( $\sim 15 \text{ J/cm}^2$ ), puikiomis optinėmis savybėmis (skaidrumo sritis nuo 350 nm iki 2700 nm) ir aukštu elektrooptiniu koeficientu. Tai lemia sąlyginai mažą pusbanginę įtampą ir leidžia pasiekti didelius moduliavimo dažnius. Šie kristalai taikomi ne vien elektrooptiniuose modulatoriuose, tačiau ir antros harmonikos generacijai Nd:YAG lazeriuose. Taigi, priklausomai nuo kristalo išpjovimo ašies, Pokelso elemente kaip šalutinis procesas vyksta antros harmonikos generacija. KTP kristalas priklauso necentrosimetrinei ortorombinei grupei ir  $mm2$  taškinei simetrijos klasei. Kristalo struktūra schematiškai pateikiama 9 pav.



9 pav. KTP kristalo struktūra.

Šiame darbe naudojamas kalio-rubidžio titanilo fosfatas ( $K_{x-1}Rb_xTiOP_4$ ) yra izomorfinis KTP tipo kristalas, kuriame dalis kalio (K) atomų pakeičiami rubidžiu (Rb) [20]. Pastarieji atomai sumažina kristalo laidumą ir leidžia pasiekti didesnę lazerinės pažaidos slenkstį. Rubidžio atomai yra apie 10 % didesni –  $Rb^+$  jonų radiusai yra  $1.48 \text{ \AA}$ , o  $K^+$  jonų –  $1.33 \text{ \AA}$ . Nepaisant to, abiejų atomų elektoneigiamumas sutampa, todėl galima užauginti bet kokios proporcijos KRTP kristalus [21].

## 4. Elektrooptinių moduliatorių tyrimas

Šio darbo tikslas yra ištirti Pokelso elemente susidarancius rezonansinius akustinius efektus ir nustatyti jų įtaką elektrooptinio moduliatoriaus kontrastui plačiame moduliavimo dažnių diapazone.

### 4.1 Rezonansinių dažnių modeliavimas

Siekiant suprasti akustinių virpesių formavimąsi Pokelso elementuose, buvo atliekamas kompiuterinis Pokelso elemento savųjų rezonansinių dažnių modeliavimas baigtinių elementų metodu. Toks analitinis rezonansinių dažnių skaičiavimas yra paremtas diferencialinių lygčių sudarymu atitinkamos geometrinės formos Pokelso elementui. Yra daroma prielaida, kad kiekviename baigtiniame elemente sprendinio artinys kinta nesudėtingu dėsnio. Tai leidžia diferencialinę lygtį šiame elemente pakeisti algebrinių lygčių sistema. Apjungus ir išsprendus visų elementų algebrinę sistemą gaunamas diferencialinės lygties sprendinio artinys.

Bet kokios dinaminės sistemos judesio lygtis gali būti užrašoma per sistemos masės, standumo, slopinimo ir ją veikiančių jėgų funkciją:

$$[M]\{\ddot{x}(t)\} + [B]\{\dot{x}(t)\} + [K]\{x(t)\} = \{P(t)\}, \quad (22)$$

kur  $[M]$  – globali masės matrica,  $[K]$  – globali standumo matrica,  $[B]$  – globali slopinimo matrica,  $\{P\}$  – globalus sistemą veikiančių jėgų vektorius. Savieji rezonansiniai dažniai yra skaičiuojami neveikiant slopinimui ar išorinėms jėgoms, todėl sistemos judesio lygtis sutrumpėja ir yra užrašoma:

$$[M]\{\ddot{x}(t)\} + [K]\{x(t)\} = 0. \quad (23)$$

Tariant, kad virpesiai yra harmoniniai, dalelių poslinkis bei pagreitis gali būti užrašomi taip:

$$\{x(t)\} = \{\Phi\}e^{i\omega t}, \quad (24)$$

$$\{\ddot{x}(t)\} = -\omega^2\{\Phi\}e^{i\omega t}. \quad (25)$$

Taigi (23) lygtis gali būti perrašoma taip:

$$(-\omega^2[M] + [K])\{\Phi\}e^{i\omega t} = 0. \quad (26)$$

Tačiau  $e^{i\omega t}$  niekada nėra lygu nuliui, todėl lygtis gali būti dar labiau supaprastinta:

$$(-\lambda[M] + [K])\{\Phi\} = 0, \quad (27)$$

kur  $\lambda$  – virpesinės modos tikrinė vertė, leidžianti nustatyti savąjį virpesinį dažnį ( $\lambda = \omega^2$ ),  $\Phi$  – tikrinis vektorius, leidžiantis nustatyti virpesinės modos formą.

Šiame darbe lygčių sistemos sudarymui ir sprendimui buvo naudojama *Autodesk Nastran In-CAD* programinė įranga. Atliekant tokią analizę labai svarbu parinkti teisingus medžiagos parametrus, baigtinių elementų dydį bei kraštines sąlygas. Elastinis medžiagos tenzorius, apibūdinantis medžiagos mechanines savybes, užrašomas taip:

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix}, \quad (28)$$

kur  $c_{11}, c_{22}, c_{33}$  yra atvirkščiai proporcingi Jungo moduliui skirtingomis kryptimis ir leidžia apskaičiuoti išilginių akustinių bangų sklidimo greitį medžiagoje,  $c_{44}, c_{55}, c_{66}$  yra atvirkščiai proporcingi šlyties moduliui skirtingomis kryptimis ir leidžia apskaičiuoti skersinių akustinių bangų sklidimo greitį medžiagoje, tuo tarpu  $c_{12}, c_{13}, c_{23}$  yra proporcingi medžiagos Puasono koeficientams, kurie nusako skersinių ir išilginių deformacijų santykį skirtingomis kryptimis.

Tiksli rubidžio atomų dalis tiriamame kristale yra komercinė paslaptis, todėl apibrėžiant anizotropinį KRTP kristalą modeliavime naudotas KTP kristalo elastinis tenzorius [22]:

$$\mathbf{C}_{KTP} = \begin{bmatrix} 1,7 & 0,3333 & 0,4 & 0 & 0 & 0 \\ 0,3333 & 1,74 & 0,35 & 0 & 0 & 0 \\ 0,4 & 0,35 & 1,495 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,5919 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0,5454 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,4313 \end{bmatrix} \times 10^{11} \text{ [N/m}^2\text{]}$$

RTP kristalo elastinis tenzorius yra labai panašus, tačiau jo  $c_{33} = 1.4 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$ ,  $c_{44} = 5.6 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$  ir  $c_{55} = 7.5 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ . Taigi, išilginių akustinių bangų greičiai KTP ir RTP kristaluose praktiškai sutampa, tačiau skersinės akustinės bangos greitis ZX kryptimi skiriasi apie 40 %. Modeliavimo rezultatuose, priklausomai nuo rubidžio atomų dalies kristale, savieji rezonansiniai šlyties deformacijos dažniai turėtų būti paslinkti į aukštesnių dažnių pusę.

Į Pokelso elemento rezonansinių dažnių skaičiavimą buvo įtraukti ir klijų sluoksniai bei viršutinis elektrodas. Atitinkamų medžiagų mechaninės savybės pateikiamos 1 lentelėje.

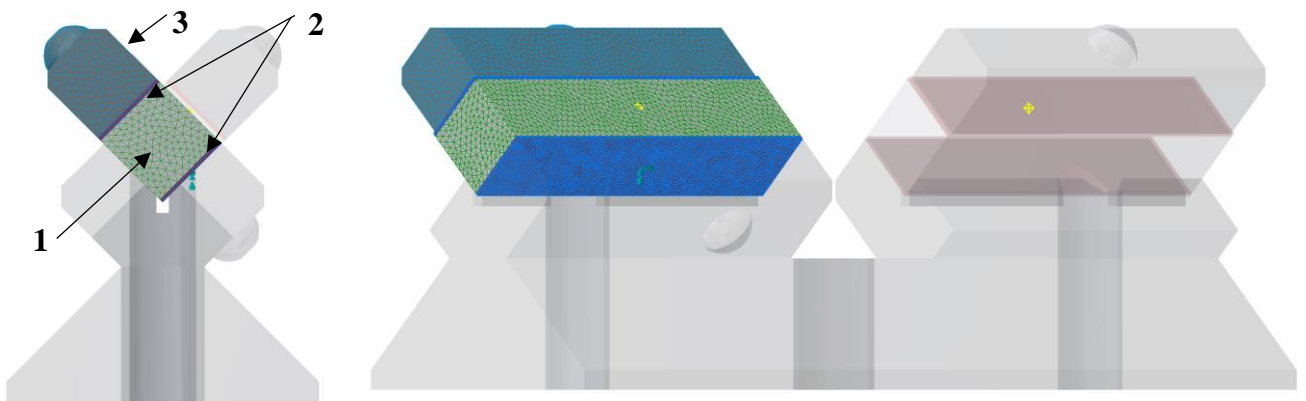


1 lentelė. Pokelso elemento rezonansinių dažnių skaičiavimui naudotų medžiagų savybės.

	Tankis [ $\text{kg/m}^3$ ]	Garso greitis išilginėms bangoms [m/s]
Epoksidiniai klijai su sidabro dalelių užpildu	3098	1887
Titano elektrodas	4506	5090

Esminę įtaką modeliavimo rezultatams daro kraštinės sąlygos, taigi svarbu jas apibrėžti teisingai. Vienas kristalo šonas yra įtvirtintas erdvėje per  $100 \mu\text{m}$  storio klijų sluoksnį. Priešingas kristalo šonas per tokio pat storio klijų sluoksnį standžiai pritvirtintas prie titaninio elektrodo modelio. Pagrindinis Pokelso elemento laikiklis ir antras kristalas nėra įtraukiamas į modelį, nes dėl dalinės Pokelso simetrijos ir santykinai didelių laikiklio matmenų, tai nežymiai įtakotų gaunamus rezultatus, bet skaičiavimų trukmė būtų ženkliai prailginama.

Parentant baigtinių elementų dydį modelyje, svarbu suprasti, kad kuo mažesniais elementais komponentas bus suskaidytas, tuo rezultatai bus tikslesni. Tačiau mažinant baigtinio elemento dydį, bendras elementų skaičius ir skaičiavimo trukmė didėja kubu. Taigi, reikia eksperimentiškai parinkti maksimalų elemento dydį, su kuriuo rezultatai konverguotų. Siekiant, kad paklaidos neviršytų 3 %, viename tampriosios akustinės bangos ilgyje reikia turėti ne mažiau kaip 10 baigtinių elementų [23]. Šiuo atveju buvo nustatyta, kad siekiant suskaičiuoti fundamentines virpesines modas, optimalus baigtinio elemento matmuo kristalui ir elektrodai yra  $200 \mu\text{m}$ , o klijų sluoksniui  $50 \mu\text{m}$ . Šie baigtinių elementų matmenys konverguoja dažniams iki 2 MHz, tačiau norint skaičiuoti aukštesnių eilių harmonikas, dėl mažėjančio akustinių bangų ilgio, tektų mažinti baigtinių elementų matmenis.



10 pav. Pokelso elemento dalis paruošta savųjų rezonansinių dažnių skaičiavimui. 1) Kristalas, 2) klijų sluoksnis, 3) titaninis elektrodas. Skaidrus laikiklis bei antrasis persuktas kristalas į analizę neįtraukiami.

## 4.2 Rezonansinių dažnių matavimas paremtas kompleksinės varžos kitimu

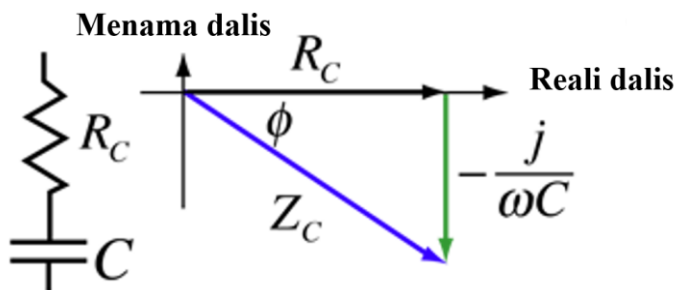
Pokelso elemento rezonansiniai dažniai gali būti išmatuoti ir elektriškai. Tai atliekama Pokelso elementą moduluojant žinomo dažnio harmoniniu signalu ir registruojant juo tekančią srovę, tarp elektrodų susidarantią įtampą bei tarp šių dydžių esantį fazių skirtumą. Iš šių dydžių nustatoma kompleksinė varža yra sudaryta iš realios bei menamos dalių (11 pav.) ir yra išreiškiama formule:

$$Z_c = R_c - \frac{j}{\omega c}, \quad (29)$$

kur  $R_c$  yra reali Pokelso celės varžos dalis,  $\omega$  – harmoninio signalo dažnis, o  $c$  – Pokelso celės elektrinė talpa. Pastarojo dydžio kitimas yra susijęs su sistemos nuostolių padidėjimu, atsirandančiu dėl išorinio elektrinio harmoninio signalo žadinamo Pokelso celės virpesinio rezonanso. Šis kitimas gali būti išreiškiamas per nuostolių kampą  $\Phi$ :

$$\Phi = \tan^{-1}\left(\frac{-1}{\omega c R_c}\right). \quad (30)$$

Rezonansinių dažnių matavimai buvo atliekami naudojant *Hioki IM 3536* LCR matavimo įrenginį, kurio moduliacijos dažnis gali būti keičiamas intervale nuo 4 Hz iki 8 MHz.



11 pav. Pokelso elemento kompleksinės varžos principinė schema.

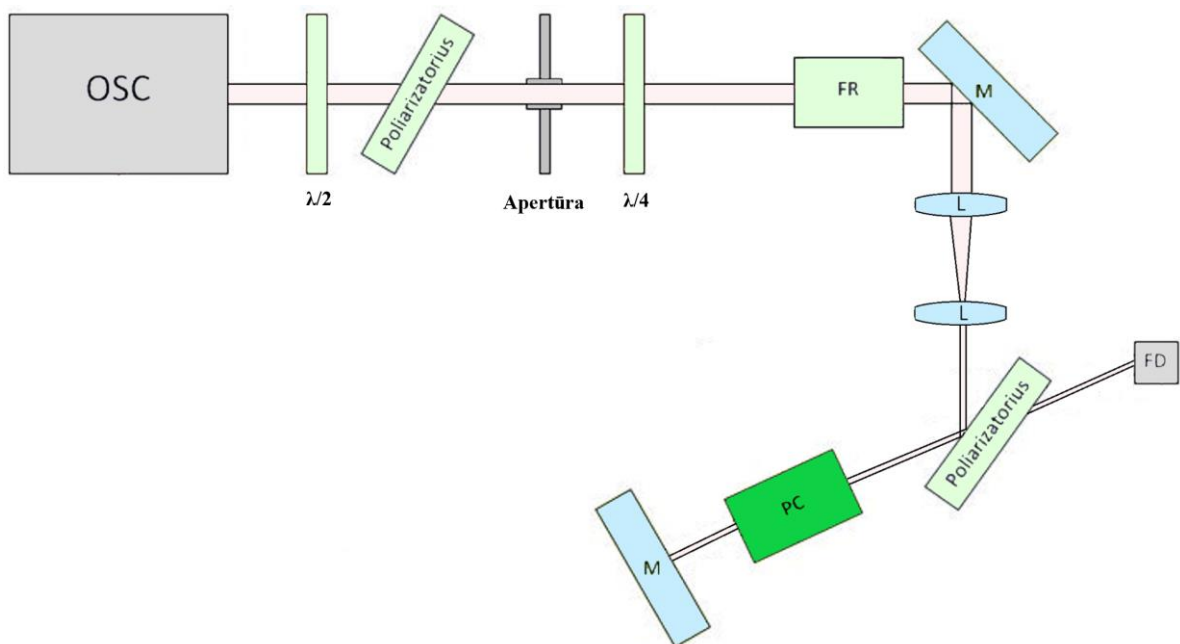
## 4.3 Eksperimento schema ir metodika

Rezonansinių Pokelso elemento savybių tyrimui buvo naudojama 12 pav. pateikta optinė schema. Ją sudaro lazerio *Pharos* osciliatorius, spinduliuojantis 1030 nm bangos ilgio tiesiškai poliarizuotų impulsų vorą 76 MHz dažniu,  $\lambda/2$  bei  $\lambda/4$  fazinės plokštelės, Faradėjaus rotatorius (FR), du poliarizatoriai ir Pokelso celė (PC) justiruojama keturiais laisvės laipsniais. Signalas buvo registruojamas greitai fotodiodu (FD) ir stebimas osciloskopu (*Tektronix TDS 3052C*). Elektriniam žadinimo signalui generuoti

buvo naudojami aukštos įtampos šaltiniai kartu su greito įjungimo raktu, kuris buvo sinchronizuotas su osciliatoriaus elektronikos moduliu. Naudojamas aukštos įtampos raktas generuoja stačiakampius elektrinius signalus, kurių minimali trukmė yra 10 ns, o maksimalus moduliacijos dažnis yra 12,6 MHz.

Pirmoji fazinė plokštelė kartu su pirmuoju poliarizatoriumi yra naudojami kaip atenuatorius, siekiant užtikrinti, kad fotodetektorius nebūtų sotinamas. Antroji fazinė plokštelė ir Faradėjaus rotatorius pasuka šviesos poliarizaciją po  $45^\circ$ . Pastarasis elementas skiriasi nuo fazinės plokštelės tuo, jog nepaisant pluošto sklaidimo krypties, poliarizacija visuomet sukama į tą pačią pusę, taigi grįžę atspindžiai yra blokuojami pirmojo poliarizatoriaus ir negrįžta iki osciliatoriaus. Už Faradėjaus rotatoriaus esantis teleskopas yra skirtas pluošto diametro sumažinimui iki  $300\ \mu\text{m}$  pusės intensyvumo aukštyje (pluošto parametrai pateikiami 1 priede), o toliau esantis poliarizatorius atspindi visą šviesą link Pokelso elemento. Šį elementą veikiant išorine ketvirčio bangos ilgio įtampa ( $\sim 700\ \text{V}$   $4 \times 4\ \text{mm}$  Pokelso elementui ir  $\sim 350\ \text{V}$   $2 \times 2\ \text{mm}$  Pokelso elementui), praėjusi šviesa yra pasukama  $45^\circ$ . Tuomet šviesa atsispindi nuo galinio veidrodžio, grįžta per Pokelso elementą ir yra pasukama dar  $45^\circ$ . Optinė schema suderinta taip, kad tokiu atveju visa šviesa praeina per antrąjį poliarizatorių link fotodiodo, kur registruojamas jos intensyvumas.

Tiriant kristalo temperatūrinės kinetikos priklausomybę nuo moduliavimo dažnio buvo naudojamas stacionarioje padėtyje įtvirtintas termovizorius *Flir E60*. Temperatūra buvo matuojama ant vieno iš Pokelso elementą sudarančių kristalų šono.



12 pav. Optinė eksperimento schema.

## 5. Tiriamojo darbo rezultatai ir aptarimas

KRTP kristalo, išpjauto Y kryptimi, fundamentinės rezonansinės modos, apskaičiuotos kompiuterinio modeliavimo būdu yra pateiktos 2 lentelėje.

4x4x10 mm kristale:

- ties 424 kHz stebima išilginė akustinė banga tarp elektrodų (kristalo Z kryptimi),
- ties 766 kHz stebima šlyties banga pluošto sklidimo kryptimi, lygiagreti elektrodams (kristalo YZ kryptimi),
- ties 920 kHz stebima išilginė akustinė banga pluošto sklidimo kryptimi (kristalo Y kryptimi),
- ties 1,057 MHz stebima šlyties deformacija statmena pluošto sklidimo kryptimi ir lygiagreti elektrodams (kristalo XZ kryptimi).

Šių virpesinių modų harmonikos sutampa su optiškai ir elektriškai išmatuotais rezonansiniais dažniais (likusios Pokelso elemento fundamentinės rezonansinės modos pateiktos 2 priede). Matoma, kad virpesinių modų dažnis tiesiogiai priklauso nuo kristalo skersinio matmens. 2x2x10 mm kristalo rezonansiniai dažniai yra 2 kartus didesni nei 4x4x10 mm kristalo. Išimtis – ties 920 kHz dažniu susidaranti išilginė akustinė banga, sklindanti išilgai kristalo. Šios rezonansinės modos dažnis yra nulemtas kristalo ilgio, dėl to abiejuose kristaluose ši moda susidaro ties tuo pačiu dažniu.

Akustinių bangų teoriniai fundamentiniai dažniai gali būti apskaičiuoti remiantis atitinkamos krypties garso greičiu medžiagoje. Jis yra apskaičiuojami remiantis medžiagos elastiniu tenzoriumi bei tankiu:

$$V = \sqrt{\frac{C_{ij}}{\rho}}. \quad (31)$$

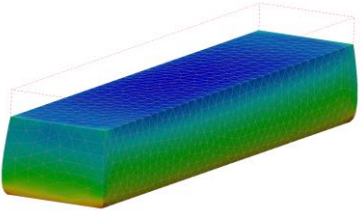
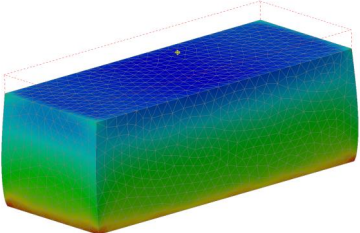
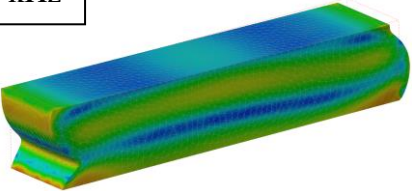
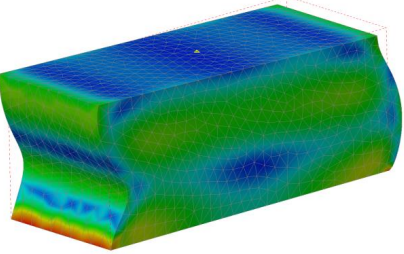
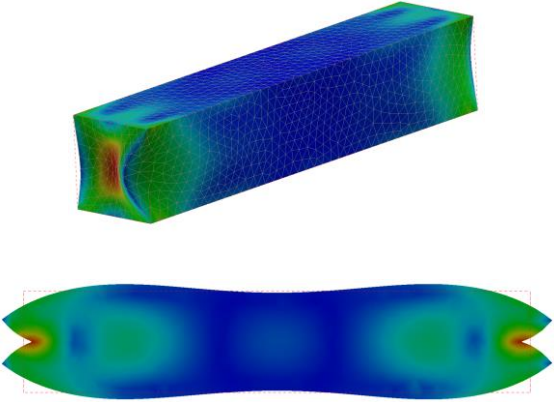
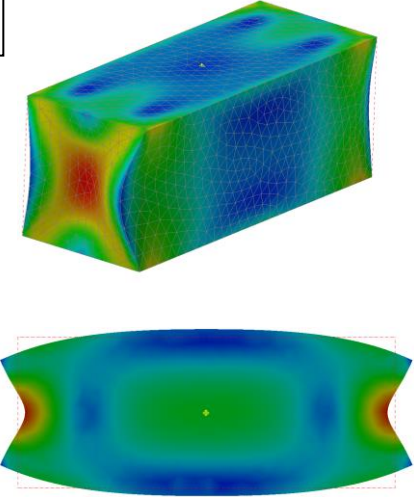
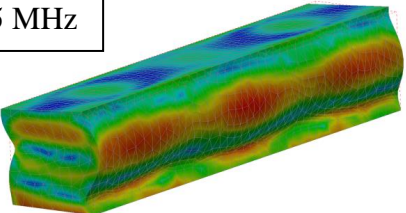
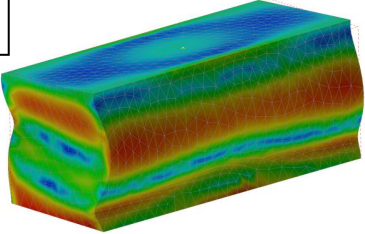
Pavyzdžiui, išilginės stovinčios akustinės bangos, susidarančios kristalo Z kryptimi, greitis yra lygus:

$$V_z = \sqrt{\frac{C_{33}}{\rho}} = \sqrt{\frac{1,49 \times 10^{11}}{3010}} = 7046 \text{ m/s}.$$

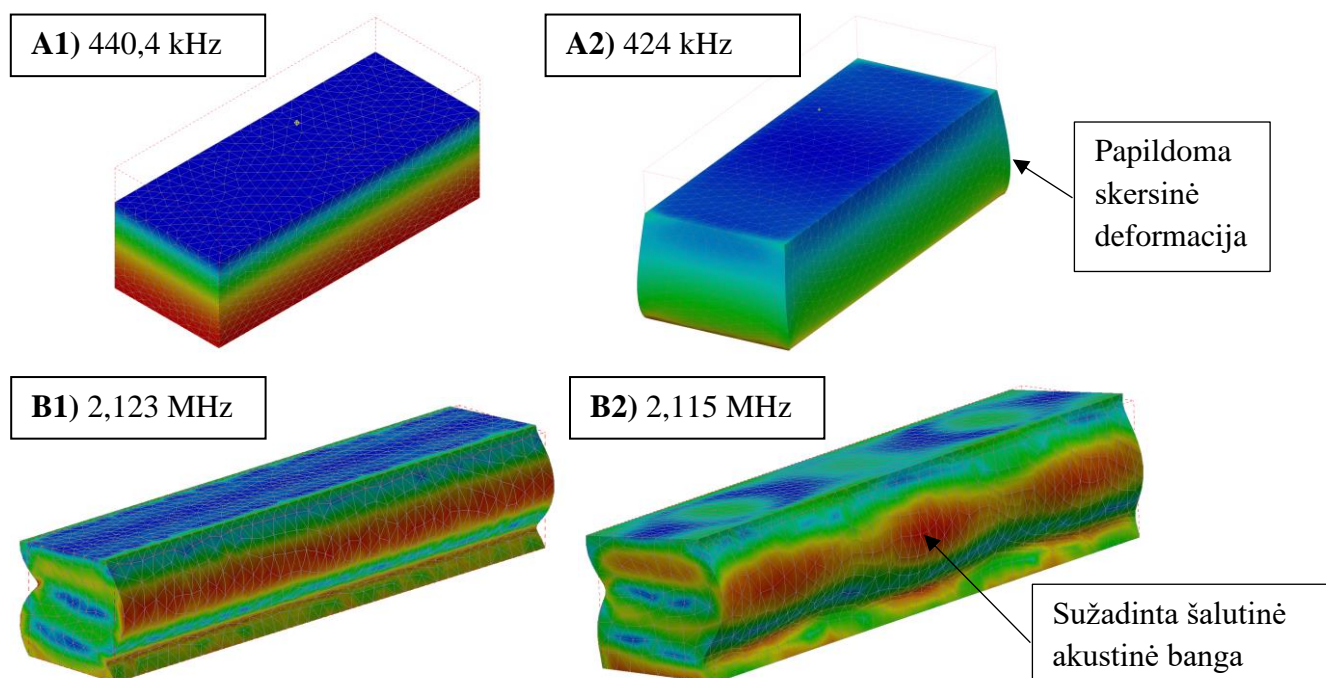
Teorinis rezonansinis dažnis tokiu atveju yra lygus:

$$f_z = \left(\frac{L}{V_z}\right)^{-1} = \left(\frac{4 \times 4 \times 10^{-3}}{7046}\right)^{-1} = 440.4 \text{ kHz}.$$

2 lentelė. Kompiuterinio modeliavimo būdu suskaičiuotos KTP kristalo fundamentinės rezonansinės modos, žadinamos Y kryptimi išpjautame Pokelso elemente.

2x2x10 mm KRTP kristalas	4x4x10 mm KRTP kristalas
<div data-bbox="240 352 391 407" style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: fit-content;">852 kHz</div> 	<div data-bbox="818 352 969 407" style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: fit-content;">424 kHz</div> 
<div data-bbox="240 764 391 819" style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: fit-content;">1548 kHz</div> 	<div data-bbox="818 764 969 819" style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: fit-content;">766 kHz</div> 
<div data-bbox="240 1077 618 1131" style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: fit-content;">1,84 MHz ↔ 920 kHz (2H)</div> 	<div data-bbox="818 1077 969 1131" style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: fit-content;">920 kHz</div> 
<div data-bbox="240 1627 412 1682" style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: fit-content;">2,115 MHz</div> 	<div data-bbox="818 1627 997 1682" style="border: 1px solid black; padding: 2px; width: fit-content;">1,057 MHz</div> 

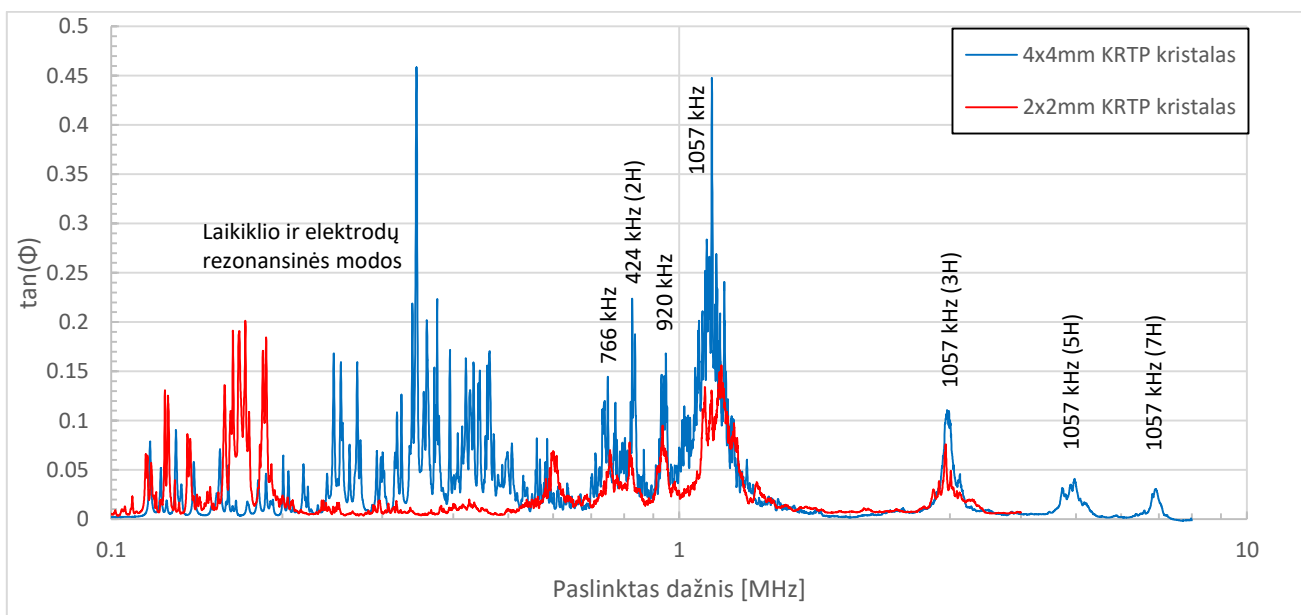
Skirtumas tarp teorinių ir modeliavimo rezultatų yra nulemtas nenulinių elastingo tenzoriaus elementų, siejamų su Puasono koeficientais. Kaip pavaizduota 13 pav., teoriškai apskaičiuotas minėtos virpesinės modos dažnis sutampa su modeliu, apskaičiuotu naudojant nulines Puasono koeficientų vertes. Taigi, išilginių ir skersinių deformacijų santykis gali pastebimai paveikti fundamentinį rezonansinės bangos dažnį. Tačiau dar svarbiau paminėti, kad dėl nenulinių Puasono koeficientų – viena kristalo kryptimi susidarantis akustinis rezonansas gali kartu žadinti bet kuria kita kryptimi susidarančią akustinę bangą. 13 pav. B dalyje matoma, kad rezonansinė šlyties deformacija kristalo XZ kryptimi dėl šių koeficientų žadina ir aukštesnės eilės skersinę akustinę bangą, sklindančią išilgai kristalo. Taigi akivaizdu, kad tokiu atveju poliarizacijos kontrastą veikia ne tik pagrindinė fundamentinė stovinti akustinė banga, bet ir jos sužadintos šalutinės akustinės bangos.



13 pav. Puasono koeficientų įtaka kristalo akustiniam rezonansui. A1) ir B1) elastingo tenzoriaus  $C_{12}, C_{13}, C_{23} = 0$ , o A2) ir B2)  $C_{12}, C_{13}, C_{23} \neq 0$ .

Elektriškai išmatuoti tiriamų KRTP kristalų akustiniai rezonansai dažniai yra pateikti 14 pav. Šie dažniai yra apskaičiuoti remiantis Pokelso elemento talpos pokyčiu, išreikštu per kampo tarp kompleksinės varžos realios ir menamos dalių kampo tangentą. Šiame grafike rezonansiniai 2x2 mm kristalo dažniai yra paslinkti per matmenis atitinkantį koeficientą 0,5 – tokiu būdu suvienodinant 4x4x10 mm bei 2x2x10 mm kristalų fundamentinius rezonansinius dažnius, priklausančius nuo skersinių kristalo matmenų. Taip pat grafike sužymėti ir kompiuterinio modeliavimo būdu apskaičiuoti

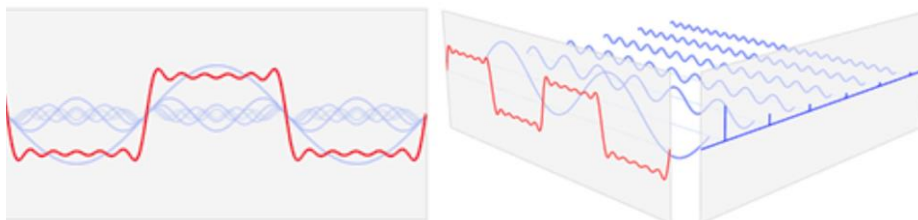
fundamentiniai rezonansiniai dažniai ir jų harmonikos, atitinkančios elektriškai išmatuotus rezultatus. Pastebima, kad ties žemais dažniais akustiniai rezonansai nesutampa. Taip yra todėl, kad dažnių skalėje iki kelių šimtų kHz dominuoja Pokelso elemento elektrodų bei laikiklio rezonansiniai virpesiai, kurių dažniai dėl skirtingos geometrijos nesutampa. Dėmesį reikia atkreipti ir į tai, kad šioje kreivėje matomi dažniai priklauso rezonansinėms modoms, veikiančioms visomis kristalo kryptimis. Tuo tarpu optiškai matuojant kontrasto pablogėjimą, dominuoja rezonansinės modos, kurios yra statmenos pluošto sklaidimo kryptčiai. Taip yra todėl, kad idealiu atveju lūžio rodiklio moduliacija išilgai pluošto sklaidimo krypties kompensuojasi esant lyginiam išilginių akustinių pusbangių skaičiui (realybėje įtempių pasiskirstymą kristale įtakoja ir rezonansinės elektrodo deformacijos). Taip pat svarbu atkreipti dėmesį, kad matuojant elektriškai, pasireiškia tik nelyginės eilės rezonansinės šlyties deformacijos (1057 kHz) harmonikos.



14 pav. K RTP kristalų elektriškai išmatuoti rezonansai dažniai paslinktoje dažnių skalėje (2x2x10 mm kristalo dažniai padauginti iš koeficiento 0,5). Sužymėtos kristalo fundamentinės akustinės modos.

Elektrooptinio kristalo žadinimas vyksta elektriniais impulsais, pasižyminčiais itin stačiais frontais (~2 ns). Atlikdami tokio impulso Furjė transformaciją (FT) galime jį išskaidyti į dažnių dedamąsias, t.y. galime nustatyti jį sudarantį dažnių spektrą. Kaip pavaizduota 15 pav., statų impulso frontą sudaro daugybės dažnių superpozicija. Kuo signalo frontas statesnis, tuo platesnis jo dedamųjų dažnių spektras [24]. Signalų amplitudė yra jį sudarančių dažnių spektro komponentų superpozicija, taigi spektrui plėtėjant, jo dedamųjų santykinės amplitudės mažėja. Kristalą žadinant elektriniu impulsu su itin stačiu frontu, fundamentinio dažnio amplitudė bus mažesnė – todėl dirbant ties kristalo

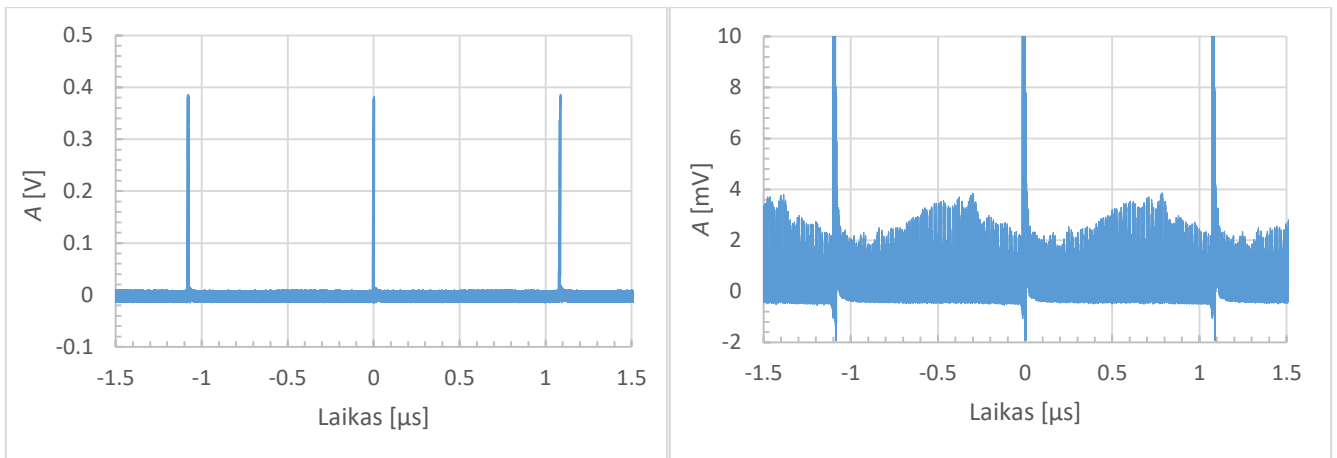
rezonansiniu dažniu, jis bus mažiau įvirpinamas. Kita vertus, dėl plataus dažnių spektro, elektriškai žadinant kristalą ties nerezonansiniu dažniu, elektrinio signalo dažniniame spektre bus dedamųjų, sutampančių su kristalo savaisiais rezonansiniais dažniais. Tokiu atveju priklausomai nuo atitinkamų dažnio komponentių amplitudžių, bus daugiau ar mažiau žadinamos tiesiogiai su elektrinio moduliavimo dažniu nesutampančios kristalo rezonansinės modos.



15 pav. Elektrinio impulso su stačiais frontais Furjė analizė.

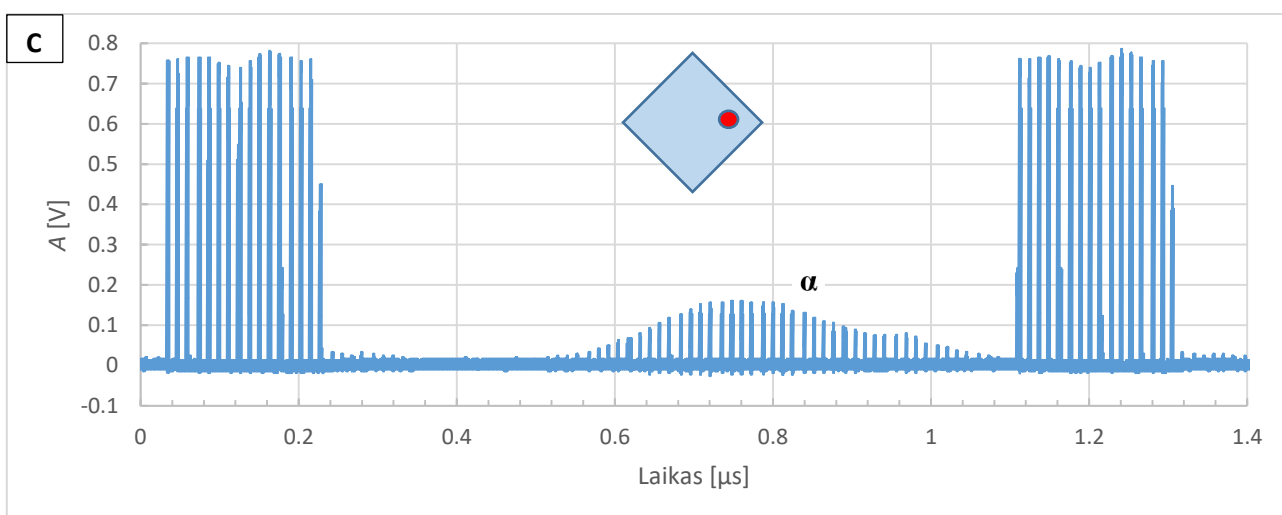
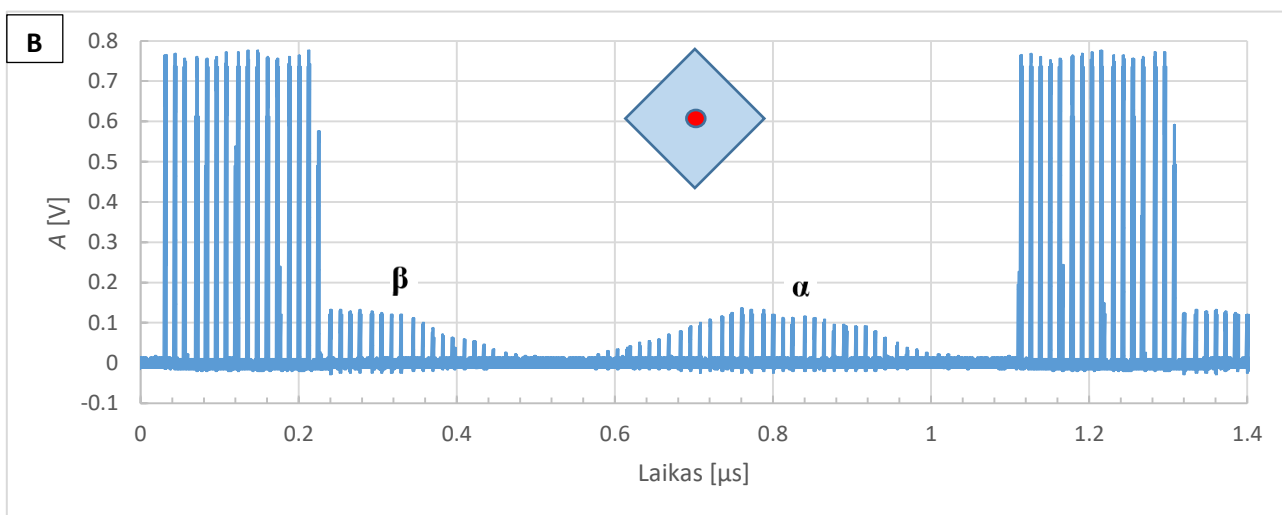
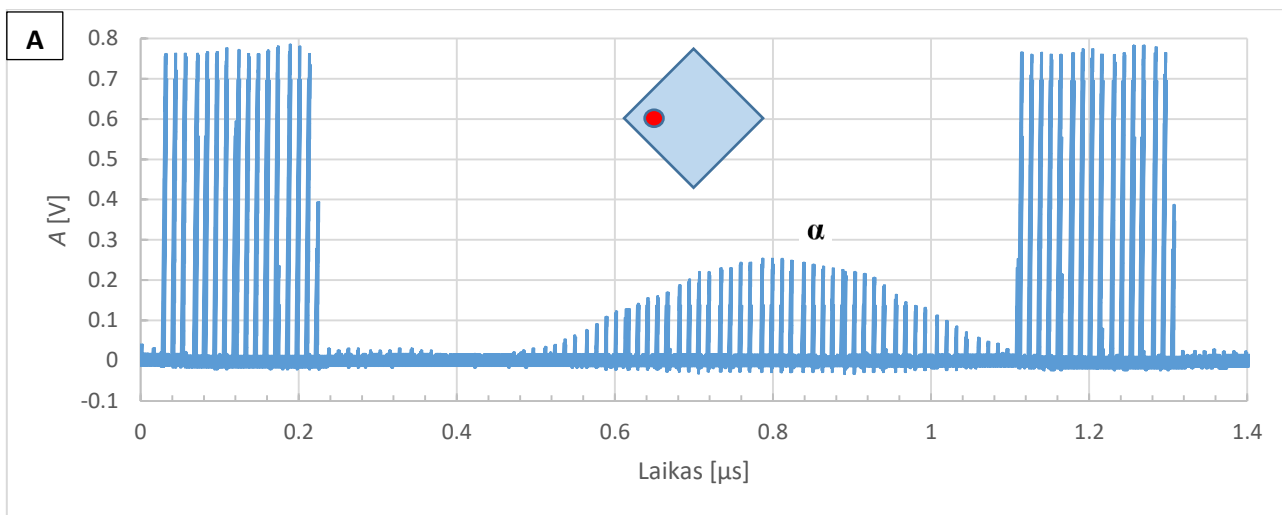
Svarbu paminėti, kad žadinančio elektrinio signalo trukmė turi didelę įtaką fundamentinės dažnio dedamosios santykinei amplitudei. Moduluojant srovę ilgais impulsais, kai Pokelso elementas praleidžia daugiau nei vieną lazerio impulsą, fundamentinės elektrinio signalo dažnio dedamosios amplitudė išauga. Todėl didinant elektrinio impulso trukmę ties pastoviu moduliacijos dažniu, sutampančiu su Pokelso celės akustiniu rezonansiniu dažniu, yra stebimas žymus kontrasto blogėjimas. 16 pav. ir 17 pav. yra pateikiamos optiškai išmatuotos rezonansinių dažnių oscilogramos, kuriose Pokelso elementas yra moduluojamas 910 kHz dažniu. Kai elektrinio impulso trukmė yra tokia, kad elektrooptinis modulatorius praleistų tik vieną impulsą (~13 ns), išmatuotas kontrastas siekia 1:100. Prailginus elektrinio impulso signalą iki trukmės, praleidžiančios 16 lazerio impulsų (~210 ns), stebimas kontrasto blogėjimas iki 1:3 (17 A pav.). Didžiausią vertę fundamentinio dažnio amplitudė pasiekia tuomet, kai impulso plotis sutampa su puse fundamentinio dažnio periodo. Patenkinus šią sąlygą yra gaunama didžiausia kristalo akustinio skambėjimo amplitudė.



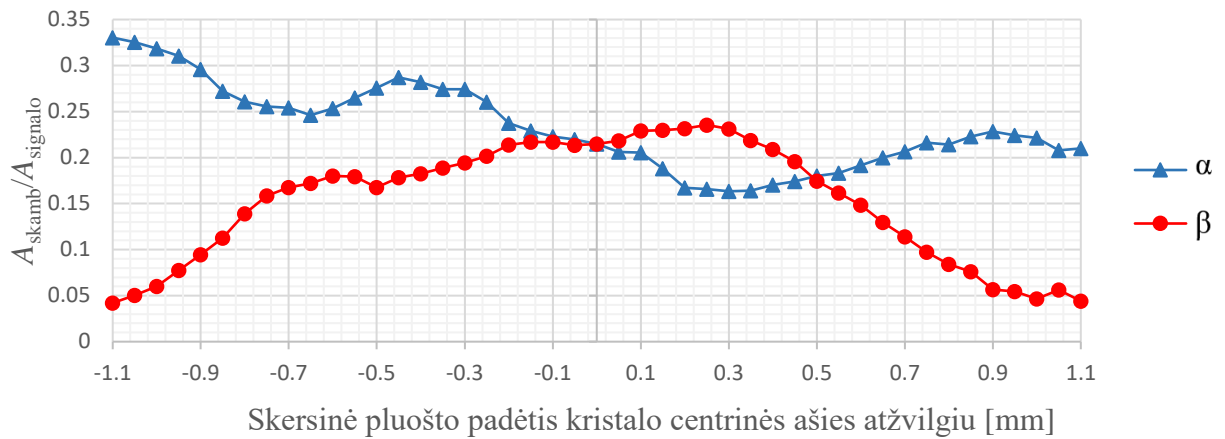


16 pav. Optiškai matuotų rezonansinių dažnių matavimo oscilograma, kai  $f = 910$  kHz. Elektrinio impulso plotis atitinka vieną lazerio impulso plotį. Kontrastas 1:100.

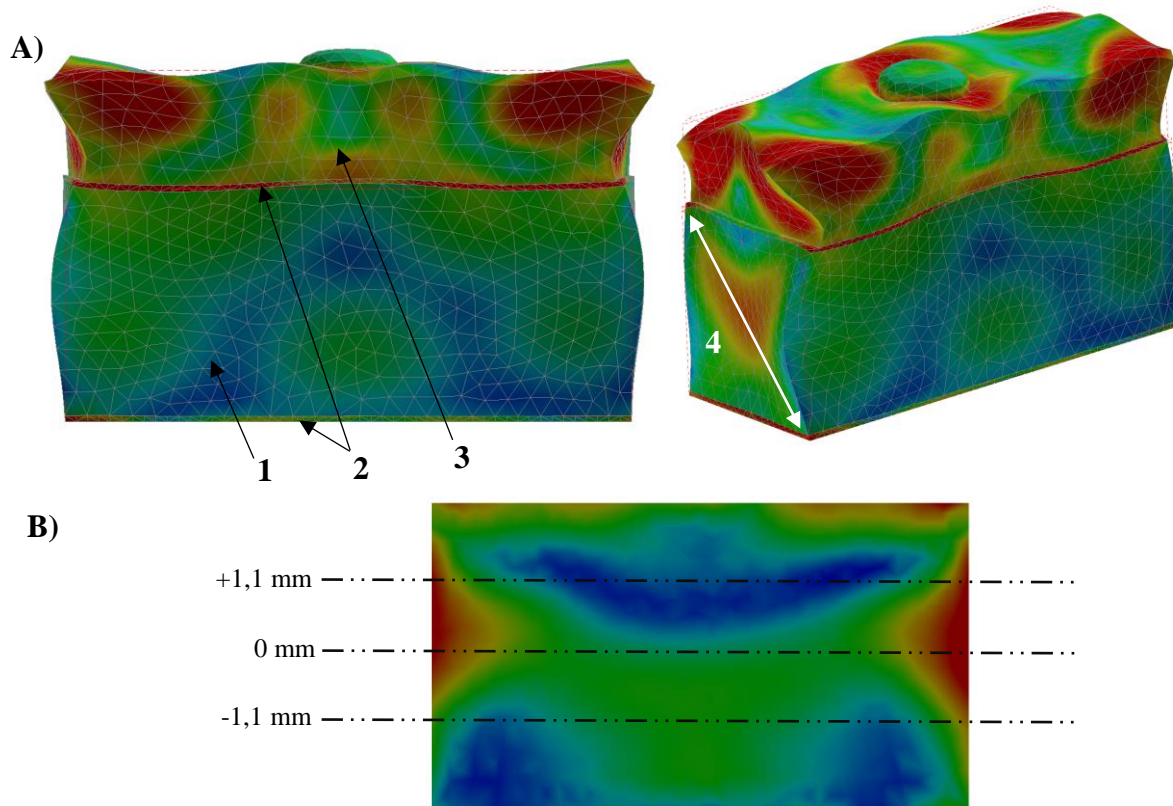
Naudojant eksperimentinėje dalyje nurodytą optinę schemą ir keičiant elektrinio signalo modulaicijos dažnį buvo stebimas Pokelso celėje susidaranti akustinė banga poveikis elektrooptinio modulatoriaus poliarizacijos kontrastui. Pastebėta, kad transliuojant kristalą skersai lazerio pluošto yra matomas rezonansinės akustinės bangos fazės  $180^0$  pokytis (17 pav.). Kitap tariant, judindami Pokelso elementą plokštumoje, statmenoje lazerio pluošto sklaidimo kryptčiai, stebime kaip atitinkama kristale susidariusios stovinčios bangos dalis moduliuoja lazerinės spinduliuotės poliarizaciją. Remiantis šiais duomenimis ir lyginant juos su kompiuterinio modeliavimo rezultatais galima nustatyti, ar Pokelso elemente ties šiuo dažniu susidaranti stovinti akustinė banga yra panaši į modeliavimo būdu apskaičiuotą akustinės rezonansinės bangos modą. Detalus sunormuoto rezonansinio skambėjimo kitimas nuo Pokelso elemento poslinkio lazerio pluošto atžvilgiu yra pateiktas 18 pav.



17 pav. Optiškai matuotų rezonansinių dažnių matavimo oscilograma, kai  $f = 910$  kHz. Elektrinio impulso plotis atitinka 16 lazerio impulsų plotį ( $\sim 210$  ns). A) Pokelso elementas pastumtas statmenai pluošto sklindimo krypties 1,1 mm į kairę, C) į dešinę, B) pluoštas sklinda per Pokelso elemento centrą.



18 pav. Sunormuoto rezonansinio skambėjimo amplitudės kitimas nuo Pokelso kristalo skersinės pozicijos, pluošto sklidimo krypties atžvilgiu ( $f = 910$  kHz).



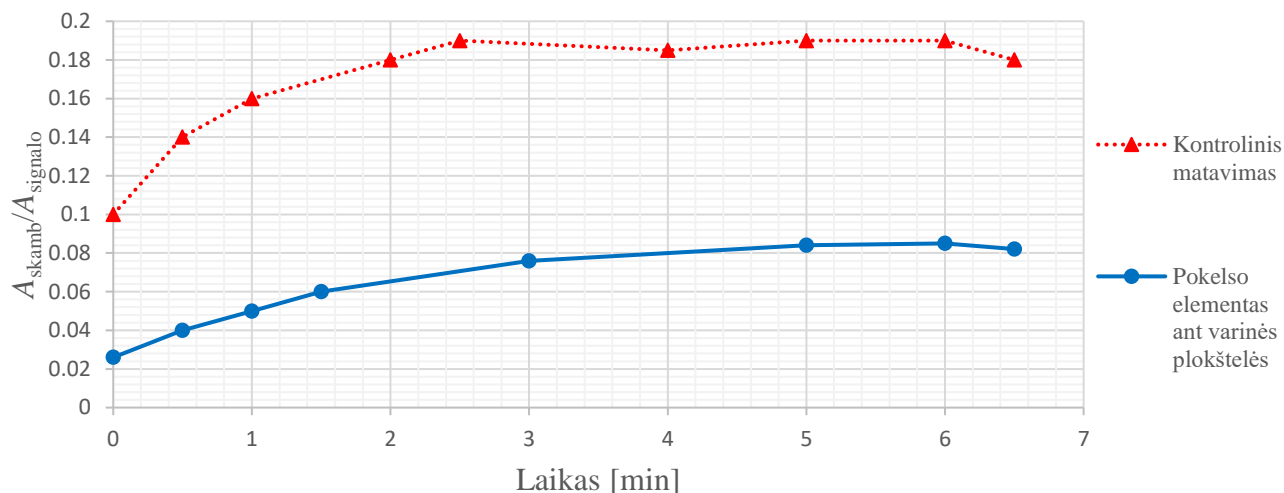
19 pav. Kompiuterinio modeliavimo būdu apskaičiuotas Pokelso elemento fundamentinis savasis rezonansinis dažnis ties  $f = 914$  kHz. A) Deformacijų ir įtempimų vizualizacija (deformacija padidinta). 1 – kristalas, 2 – klijų sluoksnis, 3 – elektrodas, 4 – Pokelso elemento transliavimo kryptis lazerio pluošto atžvilgiu, B) skersinis kristalo pjūvis, kurio plokštumoje buvo transliuojamas Pokelso elementas lazerio pluošto atžvilgiu. Punktyrinės linijos žymi centrinę bei kraštines transliavimo padėtis.

Kompiuterinio modeliavimo būdu nustatytas 4x4 mm Pokelso elemento fundamentinis savasis rezonansinis dažnis yra 914 kHz (2 lentelėje pateiktas 4x4x10 mm KTP kristalo fundamentinis rezonansinis dažnis, apskaičiuotas ignoruojant klijų sluoksnį ir elektrodą yra 920 kHz). Šis dažnis nuo eksperimentiškai užfiksuotojo skiriasi tik 0,4 %. Tai leidžia manyti, kad naudoti modeliavimo parametrai ir kraštinės sąlygos yra teisingi. Modeliavimo būdu nustatyta kristalo bei viršutinio elektrodo deformacija ir įtempimai pateikiami 19 pav. Iliustracijoje matoma kristale dominuojanti išilginės akustinės bangos, sklindančios kristalo Y kryptimi, rezonansinė moda. Tačiau ties šiuo dažniu aiški ir aukštesnės eilės skersinė viršutinio elektrodo deformacija, kuri per klijų sluoksnį yra perduodama į kristalą. Dėl šios priežasties kristale susidarantis įtempių pasiskirstymas nėra trivialus – jis priklauso tiek nuo kristale, tiek ir nuo elektrode susiformuojančių akustinių bangų. 19 pav. B dalyje yra pateiktas šio kristalo įstrižainės skersinis pjūvis, kurio kryptimi eksperimento metu buvo judinamas Pokelso elementas lazerio pluošto atžvilgiu. Pjūvyje matomas įtempių pasiskirstymas atitinkamose pluošto sklidimo linijose. Analizuojant įtempių pasiskirstymą kristalo pjūvyje ir lyginant jį su eksperimentiniais rezultatais (18 pav.) pastebima, kad  $\beta$  fazės amplitudė koreliuoja su teigiamų įtempių pasiskirstymu kristale. Didžiausia amplitudė išmatuota kristalą paslinkus +300  $\mu\text{m}$  ir tai sutampa su 19 pav. B dalyje matomu sumodeliuotu teigiamų įtempių pasiskirstymu. Nesimetriškas įtempių pasiskirstymas kristale yra sąlygotas viršutinio elektrodo deformacijos, per klijų sluoksnį perduodamos į kristalą. Modeliuojant kristalą be elektrodo, teigiami įtempiai pasiskirsto simetriškai kristalo centrinės ašies atžvilgiu. Fazė  $\alpha$  gali būti siejama su neigiamais įtempiais, kurie didėja tolstant nuo centrinės kristalo ašies. Tiesioginį šių duomenų interpretavimą apsunkina tai, jog Pokelso elementą sudaro du kristalai, kurie yra pasukti vienas kito atžvilgiu  $90^\circ$  kampu, todėl ir antrajame kristale susidaranti akustinė banga sklinda statmenoje plokštumoje pirmojo kristalo akustinės bangos atžvilgiu.

Stovinčios akustinės bangos kristale susiformuoja per kelias mikrosekundes, nes tiek laiko užtrunka akustinei bangai konstruktyviai interferuojant keletą kartų nusklinti per visą kristalą. Akustinių bangų amplitudei augant, didėja ir jų patiriami nuostoliai. Būtent dėl šios priežasties kontrastas dėl rezonansinės stovinčios akustinės bangos kinta vos kelias mikrosekundes, o vėliau stabilizuojasi.

Atliekant eksperimentus ties aukštais moduliavimo dažniais pastebėta, kad poliarizacijos kontrasto kitimas perjungus elektrinį moduliavimo dažnį užtrunka gerokai ilgiau nei tikėtasi. Stebint skambėjimo amplitudės stabilizavimosi trukmę ties moduliavimo dažniu  $f=9,44$  MHz (20 pav.), kuri šiuo atveju yra kelių minučių eilės, gali būti daroma išvada, kad stebima šiluminių reiškinių vykstančių Pokelso elemente įtaka. Yra žinoma, kad tiriamos KRTP Pokelso celės yra itin jautrios temperatūriniam

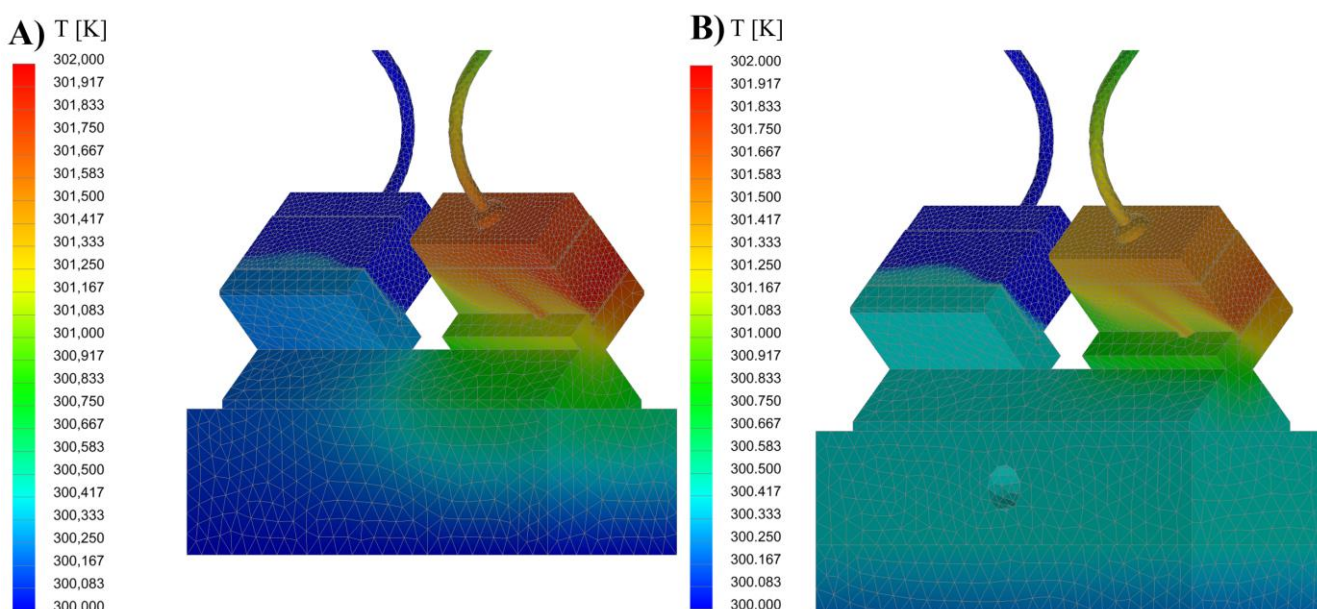
gradientui. Tarp kristalų susidarius vos  $5\text{ }^{\circ}\text{C}$  gradientui, ji ima veikti tarsi  $\lambda/4$  fazinė plokštelė [25]. Tokiu atveju, naudojamoje optinėje eksperimento schemoje, kurioje pluoštas per Pokelso elementą praeina du kartus, šviesos poliarizacija būtų pilnai pasukama ir visa spinduliuotė neveikiant išoriniam elektriniam laukui, praeitų per poliarizatorių.



20 pav. Sunormuotos rezonansinio skambėjimo amplitudės kitimas laike, kai elektrinis moduliavimo dažnis  $f = 9,44\text{ MHz}$ . Elektrinio impulso plotis atitinka 4 lazerio impulsų plotį ( $\sim 53\text{ ns}$ ).

Kontrolinio matavimo metu Pokelso elementas su titaniniu laikikliu buvo pritvirtintas prie polimerinio pagrindo. Kristalo terminis laidumas yra  $13\text{ W/mK}$  [26], titano – apie  $20\text{ W/mK}$ , o polimerinio (Delrin®) pagrindo –  $4,3\text{ W/mK}$ . Siekiant patikrinti ar stebimi reiškiniai yra susiję su terminiais efektais bei siekiant sumažinti terminį gradientą tarp Pokelso elementą sudarančių atskirų persuktų kristalų, buvo modifikuotas Pokelso elemento terminis laidumas. Tai buvo pasiekta tarp Pokelso elemento ir polimerinio pagrindo įterpiant  $4\text{ mm}$  storio varinę plokštelę, kurios terminis laidumas siekia  $385\text{ W/mK}$ . Tokiu būdu buvo sumažintas temperatūrinis gradientas kristalo viduje bei pagerintas šiluminis kontaktas tarp dviejų Pokelso elementą sudarančių kristalų. Rezultatai pateikiami 20 pav. rodo, kad dėl šios modifikacijos kontrastas ties  $9,44\text{ MHz}$  moduliavimo dažniu pakito nuo  $1:5$  iki  $1:12$ . Skirtingas pradinis kontrastas grafike yra nulemtas skirtingo kristalo išilimo, kol yra pasiekiamas darbinis moduliavimo dažnis. Šie rezultatai leidžia daryti prielaidą, kad esant aukštiesiems moduliavimo dažniams kristaluose formuojasi temperatūriniai gradientai, kurie negali būti sukompensuojami kristalų persukimu. Dėl susiformavusių gradientų prastėja elektrooptinio moduliatoriaus poliarizacijos kontrastas.

Baigtinių elementų metodu apskaičiuota varinės plokštelės įtaka temperatūrinio gradiento pasiskirstymui Pokelso elemente yra pateikiama 21 pav. Šiame modelyje daroma prielaida, kad šiluma yra tolygiai išskiriama visame vieno kristalo tūryje ( $0,5 \text{ mW/mm}^3$ ), o išnešama konvekcijos būdu bei tiesioginių šiluminių mainų būdu per polimerinį pagrindą ir laidus. Ši simuliacija neatspindi realių šilumos mainų vykstančių Pokelso elemente, nes šilumos išsiskyrimo mechanizmas gali priklausyti nuo dominuojančios virpesinės modos. Daugiau šilumos išsiskirs ties stovinčios akustinės bangos pūpsniais, mažiau – ties mazgais. Nepaisant to, net ir esant tolygiam šilumos išsiskyrimui kristale, jo tūryje dėl Pokelso elemento geometrijos susidaro netolygus temperatūrinis gradientas. Tarp apatinio elektrodo ir polimerinio pagrindo įterpta vario plokštelė sumažina Pokelso elemento šiluminę varžą. Tai apie 30 % sumažina gradientą kristalo viduje bei užtikrina tolygesnę apatinio elektrodo temperatūrą. Akivaizdu, kad tai pagerina abiejų kristalų temperatūrinį stabilumą ir leidžia pasiekti didesnę poliarizacijos kontrastą.



21 pav. Temperatūrinis gradientas susidarantis KRTP kristale, šilumai tolygiai išsiskiriant kristalo tūryje ( $0,5 \text{ mW/mm}^3$ ). Pokelso elementas ant polimerinio (A), varinio ir polimerinio (B) pagrindo.

Norint dar labiau sumažinti temperatūrinį gradientą kristalo viduje, galima naudoti Pokelso elemento laikiklį bei viršutinius elektrodus pagamintus iš termiškai laidesnės medžiagos. Siekiant sumažinti šiluminių gradientų įtaką rezonansinių dažnių tyrimui, tolimesni eksperimentai buvo atliekami su modifikuotu Pokelso elementu, kurio laikiklis ir elektrodai buvo pagaminti iš žalvario. Šios medžiagos terminis laidumas siekia  $109 \text{ W/mK}$ . Tai daugiau nei 8 kartus viršija KRTP kristalo terminį laidumą, todėl naudojant šį laikiklį galima tikėtis mažesnių terminių gradientų kristalo viduje. Laikiklį ir kristalą

skiria apie  $\sim 100 \mu\text{m}$  storio klijų sluoksnis. Epoksidiniai klijai pasižymi prastu šiluminiu laidumu, tačiau juose esančio sidabro užpildo laidumas siekia  $406 \text{ W/mK}$ , todėl klijų sluoksnis neturėtų riboti šilumos mainų tarp kristalo ir laikiklio.

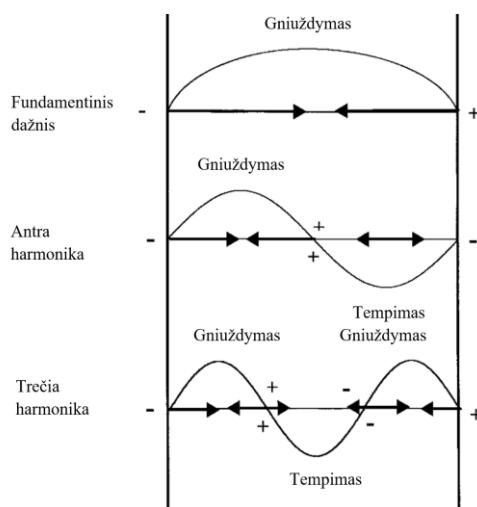
Eksperimentiniai rezultatai pateikti 23 pav. vaizduoja akustinių skambesių sukeltą  $4 \times 4 \text{ mm}$  Pokelso elemento poliarizacijos kontrasto bei kristalo temperatūros kitimą, jį moduliuojant dažnių skalėje nuo  $0,89 \text{ MHz}$  iki  $10,79 \text{ MHz}$ . Duomenys buvo registruojami praėjus  $120$  sekundžių po moduliavimo dažnio perjungimo, siekiant užtikrinti, kad būtų registruojami jau nusistovėję parametrai.

Moduliavimo dažniams iki  $2 \text{ MHz}$ , susidarančios stovinčios akustinės bangos yra aiškiai matomos oscilogramose, tačiau kontrastas visame dažnių ruože išlieka didesnis nei  $1:100$ . Kristalo temperatūra didinant moduliavimo dažnį išsilaiko stabili ties  $29 \pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ . Nežymus temperatūros padidėjimas stebimas ties anksčiau aptartu rezonansiniu  $910 \text{ kHz}$  dažniu.

Moduliavimo dažniui perkopus  $2 \text{ MHz}$  ribą, pasireiškia kiti efektai. Užregistruota eilė dažnių, ties kuriais elektrooptinio moduliatoriaus kontrastas žymiai pablogėja. Šis procesas nėra momentinis, t.y. perjungus moduliavimo dažnį kontrastas iš lėto kinta laike, kol galiausiai stabilizuojasi. Galime daryti išvadą, kad šis reiškinys nėra lemiamas vien stovinčios akustinės bangos susiformavimo, nes tai būtų labai greitas,  $\mu\text{s}$  eilės procesas. Taip pat, šiame moduliavimo dažnių ruože didėjant elektrinio moduliavimo dažniui pasireiškia kristalo temperatūros augimas, kuris ties nerezonansiniais dažniais poliarizacijos kontrasto nesugadina. Tačiau dažniai, ties kuriais stebimas ryškus temperatūros nuokrypis nuo tolygaus augimo, sutampa su dažniais ties kuriais stebimas ryškus kontrasto pablogėjimas. Grafike matyti, kad šie dažniai taip pat atitinka fundamentinių akustinių modų harmonikas.

Optiškai išmatuoti akustiniai rezonansai pasireiškia ties visomis rezonansinių modų harmonikomis iš eilės, tuo tarpu elektriniame rezonansų matavime buvo matomos tik nelyginės šlyties deformacijos ( $1057 \text{ kHz}$ ) modos (14 pav.). Yra žinoma, kad pjezoelektrinis efektas stebimas tik tuomet, kai ant elektrodų susidaro priešingi krūviai. Dėl šios priežasties tik nelyginės harmonikos gali būti išmatuotos elektriškai. Kaip pavaizduota 22 pav., sužadinus  $n$ -tają harmoniką, kristalas yra „padalinamas“ į  $n$  lygių dalių, kuriose viena po kitos seka tempimo ir gniuždymo įtempiai. Susidarius lyginei akustinės rezonansinės modos harmonikai, segmentų skaičius patiriantis tempimą atitinka segmentų skaičių patiriantį gniuždymą – suminis įtempis tarp elektrodų kompensuojasi, todėl ant elektrodų nesusidaro priešingi krūviai. Nelyginės harmonikos atveju suminis įtempis tarp elektrodų nėra lygus nuliui, todėl tarp elektrodų susidaro priešingi krūviai, kurie gali būti išmatuoti elektriškai [27].

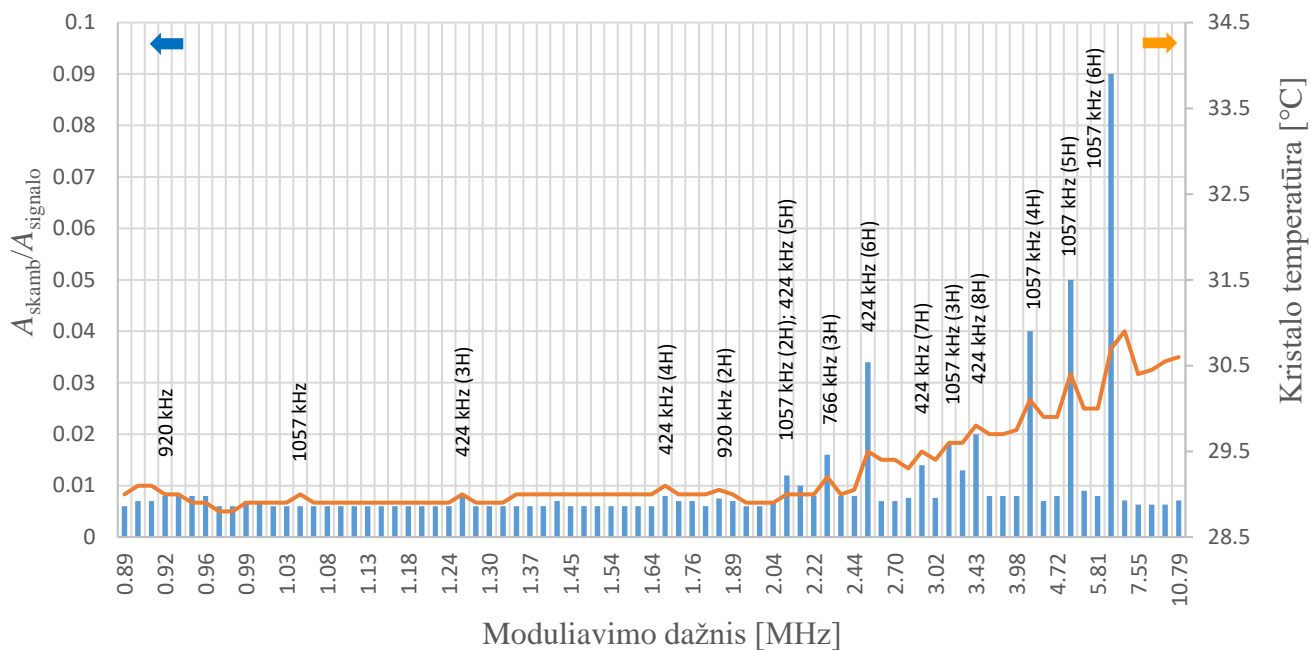
Optinio poliarizacijos kontrasto matavimo metu kristale susidarantis įtempių pasiskirstymas įtakoja lūžio rodiklio kitimą dėl fotoelastinio efekto. Pluošto sklaidimo kryptimi susidarantių stovinčių akustinių bangų lyginių harmonikų sukeltas fotoelastinis efektas idealiu atveju (kai į kristalą nėra perduodamos elektrodų deformacijos) kompensuojasi, tačiau visomis kitomis kryptimis susidarantių stovinčių bangų harmonikų poveikis pluošto sklaidimo kryptimi nėra kompensuojamas. Stebimas kontrasto kitimas taip pat yra siejamas su terminiais reiškiniais. Nepriklausomai nuo sužadintos virpesinės modos harmonikos eilės, akustinės bangos sklaidimas medžiagoje yra viskoelastinė deformacija, generuojanti šilumą (8 pav.). Pastarasis reiškinys lemia temperatūros gradiento formavimąsi kristale ir prisideda prie poliarizacijos kontrasto kitimo. Verta paminėti, kad susidaręs temperatūros gradientas, dėl netolygaus kristalo plėtimosi, sukuria papildomus mechaninius įtempius ir tokiu būdu prisideda prie fotoelastinio efekto.



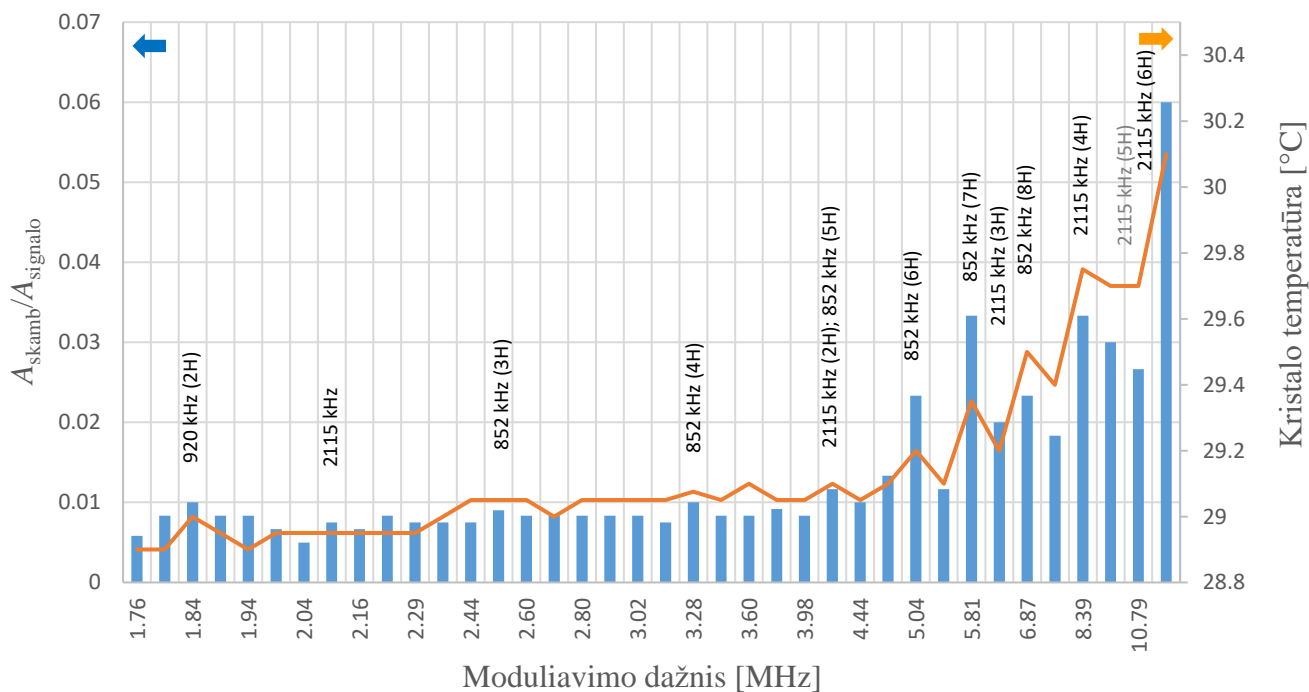
22 pav. Virpesinės deformacijos lyginių ir nelyginių harmonikų principinė schema [27].

Pastebima, jog blogiausias kontrastas buvo registruojamas esant 6,29 MHz moduliavimo dažniui (fundamentinės šlyties deformacijos modos 6-ta harmonika), tačiau aukštesnės šios fundamentinės modos harmonikos (7-ta, 8-ta ir 9-ta) nėra sužadintos. Šis reiškinys galėtų būti siejamas su akustinės bangos sugertimi klijų sluoksnyje. Esant žemos eilės harmonikoms, akustinės bangos ilgis yra milimetro eilės – dėl to sklisdamos per ploną klijų sluoksnį jos nepatiria didelių nuostolių. Tačiau sužadinant aukštesnės eilės harmonikas, akustinių bangų ilgis yra šimtų mikronų eilės ir tampa sulyginamu su klijų sluoksnio storiumi. Naudojamų klijų klampumas yra sąlyginai didelis, todėl trumpo bangos ilgio akustinė banga patiria didesnius nuostolius – susidaro virpesiniam rezonansui nepalankios sąlygos. Tyrime naudotų Pokelso elementų klijų sluoksnio storis nebuvo kontroliuojamas, todėl norint šią teoriją eksperimentiškai patikrinti, reikalingi keli vienodų matmenų Pokelso elementai, kuriuose gamybos metu būtų užtikrinamas kontroliuojamo storio klijų sluoksnis.





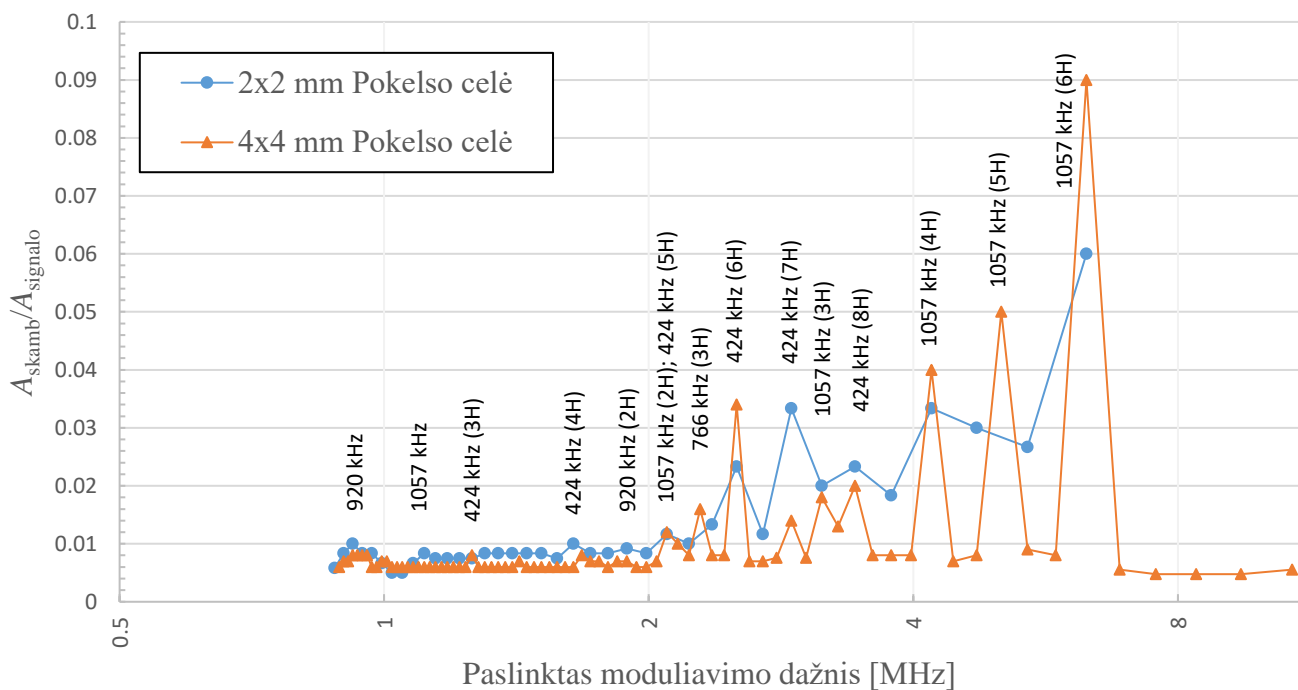
23 pav. 4x4 mm KRTP Pokelso elemento optiškai matuotų rezonansinių akustinių skambesių bei kristalo temperatūros priklausomybė nuo moduliavimo dažnio (elektrinio impulso trukmė ~13 ns).



24 pav. 2x2 mm KRTP Pokelso elemento optiškai matuotų rezonansinių akustinių skambesių bei kristalo temperatūros priklausomybė nuo moduliavimo dažnio (elektrinio impulso trukmė ~13 ns).

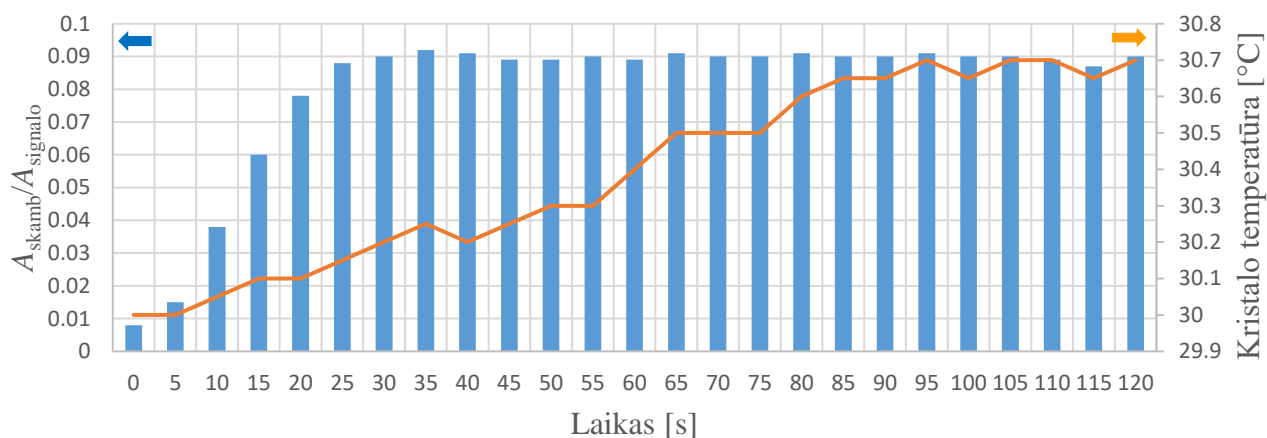
Eksperimentiniai rezultatai pateikti 24 pav. vaizduoja akustinių skambesių sukeltą 2x2 mm Pokelso elemento kontrasto blogėjimą bei kristalo temperatūrą, jį moduluojant dažnių skalėje nuo 1,76 MHz iki 12,6 MHz. Akivaizdu, kad kontrasto blogėjimą nulemia tų pačių akustinių modų harmonikos, tačiau dažnių skalė skiriasi du kartus dėl dvigubai mažesnių kristalo skersinių matmenų (išskyrus išilginę akustinę bangą ties 920 kHz, kuri priklauso tik nuo kristalo ilgio). Elektrinio moduliavimo dažniui viršijus 4 Mhz ribą, išryškėja jau minėti šiluminiai efektai – kristalo temperatūros augimas su anomaliais temperatūros prieaugiais ties rezonansiniais dažniais. Mažiausias kontrastas (1:17) registruojamas ties 12,59 MHz moduliavimo dažniu – du kartus didesniame modulaivimo dažnyje, nei 4x4 mm Pokelso elemente. Absolūtus temperatūros prieaugis šiame taške siekia 1,1 °C, tuo tarpu 4x4 Pokelso elemente – 1,9 °C. Tai gali būti paaikškinta efektyvesniu šilumos išnešimu iš kristalo dėl santykinai didesnio paviršiaus ploto, tenkančio kristalo tūrio vienetui.

Apibendrintas optiškai išmatuotas poliarizacijos kontrasto kitimas paslinktoje dažnių skalėje pateikiamas 25 pav. Abiejuose Pokelso elementuose susidarantys akustiniai rezonansai ir juos lemiančios fundamentinės rezonansinės modos ir jų harmonikos paslinktoje dažnių skalėje sutampa. Pastebima, kad rezonansinių reiškinų sukeltas poliarizacijos kontrasto pokytis yra didesnis 4x4 mm Pokelso elemente. Tai gali būti siejama su didesniu kristalo temperatūros prieaugiu ties rezonansiniais dažniais.



25 pav. KRTP kristalų optiškai išmatuoti rezonansai dažniai paslinktose dažnių skalėse (2x2 mm kristalo dažniai padauginti iš koeficiento 0,5). Sužymėtos kristalo fundamentinės rezonansinės modos.

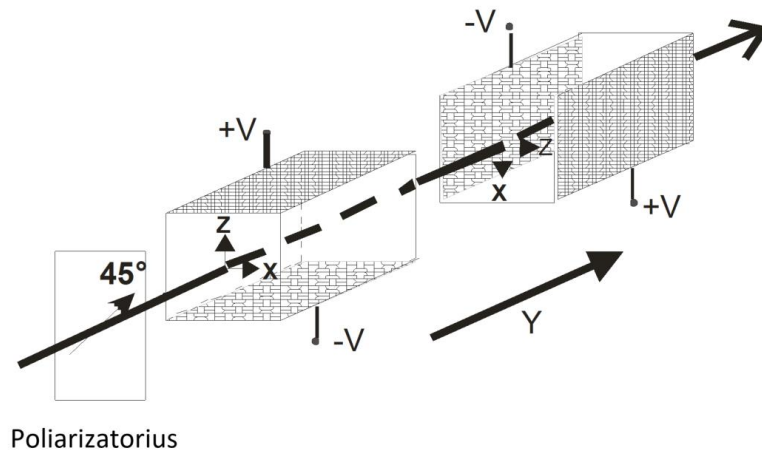
Prasčiausias optinis kontrastas (1:11) registruojamas moduliuojant 4x4 mm Pokelso elementą 6,29 MHz dažniu. Siekiant suprasti kristale vykstančius temperatūrinius procesus, ties šiuo dažniu buvo išmatuota kontrasto bei kristalo temperatūros kinetika, kuri yra pateikiama 26 pav. Pokelso elemento kontrastas per 25 sekundes nuo elektrinio moduliavimo dažnio perjungimo momento pablogėja nuo 1:125 iki 1:11. Vėliau poliarizacijos kontrastas stabilizuojasi ir išlieka pastovus visą 120 sekundžių registravimo laikotarpį. Tuo tarpu kristalo temperatūros, matuojamos ant kristalo šoninio paviršiaus, augimas stebimas 95 sekundes, ~ 0,007 °C/s greičiu. Per stebėjimo laikotarpį temperatūra pakyla nuo 30 °C iki 30,7 °C ir stabilizuojasi. Galima daryti išvadą, kad pats kristalo temperatūros kitimas didelės įtakos elektrooptinio moduliatoriaus kontrastui nedaro jei temperatūra kristalo tūryje, kuriame sklinda lazerio pluoštas, yra tolygi. Tokia išvada atrodo teisinga, nes tiriamame Pokelso elemente kristalai yra persukti vienas kito atžvilgiu 90<sup>0</sup> kampu (27 pav.). Tokioje konfiguracijoje išorinis elektrinis laukas antrajame kristale yra priešingos krypties, todėl temperatūrinis dvejopo lūžio dreifas yra pasyviai kompensuojamas, o elektrooptinis efektas padvigubinamas [14].



26 pav. 4x4 mm KRTP Pokelso elemento kontrasto kitimo bei kristalo temperatūros kinetika moduliuojant 6,29 MHz dažniu (elektrinio impulso trukmė ~13 ns).

Esant dideliame moduliavimo dažniui, kristalo temperatūra gali kisti dėl daugelio priežasčių tačiau pagrindinės priežastys yra kelios. Pirmą, per laidus iš raktą į kristalą šiluminio laidumo būdu perduodama šiluma, kurios kiekis didinant moduliavimo dažnį auga dėl didėjančios raktų temperatūros. Antra, kiekvienas elektrinis impulsas, sukiantis Pokelso efektą kristale, perduoda kristalui tam tikrą energijos kiekį. Didinant moduliavimo dažnį, didėja šiuo būdu kristalui perduodama galia. Trečia ir svarbiausia, akustinės bangos sugerties koeficientas kristale, klijų sluoksnyje bei laikiklyje priklauso nuo akustinės bangos dažnio. Sužadinant aukštesnes akustinių bangų harmonikas, jos yra efektyviau sugeriamos.

Remiantis šiais faktoriais galime paaikškinti kristalo temperatūros augimą viršijus ribinį moduliavimo dažnį (2 MHz ir 4 MHz, atitinkamai 4x4 mm bei 2x2 mm Pokelso elementuose).



27 pav. Tyrime naudotų pokelšų elementų konfigūracija temperatūrinio dreifo kompensavimui [28].

Ties rezonansiniais dažniais, kuriuose stebimas žymus kontrasto pablogėjimas, matomas papildomas kristalo šilimas, tačiau padidinus moduliavimo dažnį temperatūra ima mažėti. Iš to galima spręsti, kad pirmosios dvi aptartos šilimo priežastys šio reiškinio nesukelia, nes šiais mechanizmais į kristalą perduodamas šilumos kiekis auga didinant moduliavimo dažnį. Vykstantį procesą galima paaikškinti remiantis kristale susiformuojančios stovinčios akustinės bangos sugertimi. Ties rezonansiniais dažniais akustinių bangų amplitudė smarkiai išauga, todėl išauga ir mechaniniai nuostoliai medžiagoje – generuojama šiluma. Kaip buvo aptarta, didesnio dažnio akustinės bangos yra geriau sugeriamos dėl didėjančio sugerties koeficiento. Tai sutampa su eksperimentiniais rezultatais, nes anomalus kristalo šilimas stipriau pasireiškia ties aukštesnėmis rezonansinių dažnių harmonikomis. Dėl aptarto proceso kristaluose ima formuotis temperatūros gradientai. KRTP Pokelso celė yra itin jautri temperatūrų netolygumui tarp kristalų, taigi stebimas „lėtas“ kontrasto blogėjimas gali būti paaikškintas temperatūros gradiento kitimu laike. Kontrasto kitimas stebimas tol, kol kristale formuojasi temperatūros gradientas. Galiausiai pasiekiamą šiluminę pusiausvyrą, nes atsiradus didesniai temperatūrų skirtumui, šiluma iš karštesnių kristalo vietų yra efektyviau nunešama į žemesnės temperatūros laikiklį bei aplinką. Kai temperatūros gradientas stabilizuojasi, matome nusistovėjusį poliarizacijos kontrastą, nepaisant toliau tolygiai didėjančios kristalo temperatūros.

## 6. Rezultatai ir išvados

### Rezultatai:

1. Pagrindinis tiriamojo darbo tikslas buvo pasiektas – ištirti elektrooptiniame kristale vykstantys rezonansiniai akustiniai reiškiniai bei jų įtaka poliarizacijos kontrastui, moduliavimo dažnių ruože iki 12,7 MHz.
2. Pokelso elemento rezonansinės charakteristikos išmatuotos elektriškai bei optiškai. Nustatyti fundamentiniai rezonansiniai dažniai palyginti su baigtinių elementų metodu apskaičiuotomis fundamentinėmis rezonansinėmis modomis. Tokiu būdu nustatyta, kad itin aukštuose moduliavimo dažniuose dominuoja skersinės akustinės bangos harmonikos.
3. Rezonansinius dažnius matuojant elektriškai, dėl susidarančio pjezoelektrinio efekto, matomos tik nelyginės fundamentinių modų harmonikos. Rezonansines elektrooptinio kristalo charakteristikas matuojant optiškai – matomos visos atitinkamos virpesinės modos harmonikos.
4. Pademonstruota, kad Pokelso elementą judinant plokštumoje, statmenoje lazerio pluošto sklidimo kryptimi, galima matyti stovinčios akustinės bangos įtempių pasiskirstymą kristale. Eksperimentiniai rezultatai kokybiškai sutapo su kompiuterinio modeliavimo būdu apskaičiuotu atitinkamos fundamentinės rezonansinės modos įtempių pasiskirstymu.
5. Stovinčios akustinės bangos amplitudė priklauso nuo elektrinio impulso trukmės. Didžiausia jos amplitudė gaunama, kai impulso trukmė sutampa su puse rezonansinės bangos periodo.
6. Aukštesniuose moduliavimo dažniuose stebima aiški kristalo temperatūros priklausomybė nuo dažnio. Dėl persuktos kristalų konfigūracijos temperatūrinis dreifas yra pasyviai kompensuojamas – poliarizacijos kontrastas ties nerezonansiniais moduliavimo dažniais nekinta.
7. Sužadinus aukštos eilės akustinių rezonansų harmonikas stebimas žymus kontrasto pablogėjimas. Šis reiškinys yra „lėtas“ ir koreliuoja su papildomu kristalo temperatūros augimu.

### Išvados:

1. Viršijus ribinį moduliavimo dažnį, kontrasto blogėjimą lemia temperatūros gradientai, susiformuojantys dėl rezonansinių akustinių reiškinų. Šis efektas stiprėja sužadinus aukštesnės eilės stovinčios akustinės bangos harmonikas, nes trumpų akustinių bangų sugertis yra didesnė.
2. KRTP Pokelso elementai gali būti sėkmingai naudojami kaip elektrooptiniai modulatoriai, veikiantys didesniu nei 10 MHz dažniu. Tačiau norint gero poliarizacijos kontrasto visame dažnių diapazone, reikia imtis priemonių rezonansinei akustikai suvaldyti (temperatūros gradientų mažinimas, akustinių bangų sugėrikliai, kontroliuojamas klijų sluoksnio storis, alternatyvi kristalo ir elektrodo geometrija, paslenkanti rezonansinius dažnius į nenaudojamą dažnių ruožą).

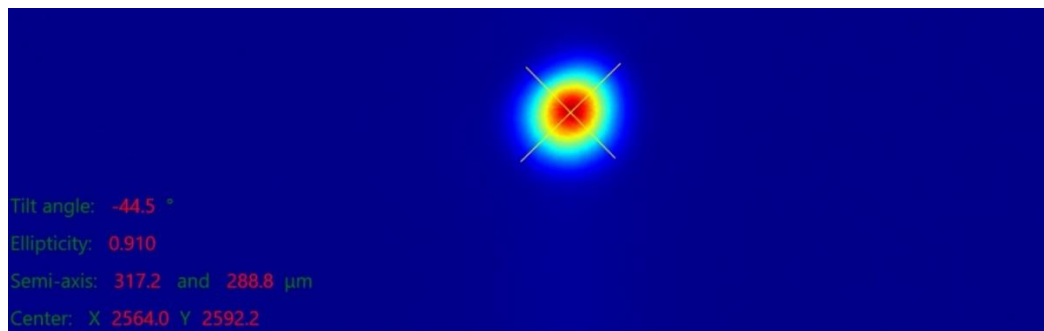
## Literatūra

- [1] Y. Xu *et al.*, “Megahertz high voltage pulse generator suitable for capacitive load,” *AIP Adv.*, vol. 7, no. 11, p. 115210, Nov. 2017.
- [2] P. Basséras, R. J. D. Miller, and S. M. Gracewski, “Theoretical analysis of acoustic transients in lithium niobate electro-optic modulators,” *J. Appl. Phys.*, vol. 69, no. 11, pp. 7774–7781, Jun. 1991.
- [3] A. Staley *et al.*, “High precision optical cavity length and width measurements using double modulation,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 15, p. 19417, 2015.
- [4] R. C. Alferness and L. L. Buhl, “High-speed waveguide electro-optic polarization modulator,” *Opt. Lett.*, vol. 7, no. 10, p. 500, Oct. 1982.
- [5] J.-P. Ruske, E. A. Werner, B. Zeitner, and A. Tünnermann, “Integrated optical ultrashort-pulse picker with high extinction ratio,” *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 20, p. 1442, 2003.
- [6] J. C. Postlewaite, J. B. Miers, C. C. Reiner, and D. D. Dlott, “Picosecond Nd:YAG regenerative amplifier with acoustooptic injection and electrooptic VFET pulse switchout,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 2, pp. 411–417, Feb. 1988.
- [7] D. Nickel *et al.*, “200 kHz electro-optic switch for ultrafast laser systems,” in *Advanced Solid-State Photonics (TOPS)*, 2005, p. 346.
- [8] C. Baehr, B. Glösen, J. H. Wendorff, and E. G. J. Staring, “Pockels-effect relaxation in poled side chain polymers: Decoupling of chromophore reorientation from  $\alpha$ -relaxation,” *Colloid Polym. Sci.*, vol. 275, no. 3, pp. 234–243, Mar. 1997.
- [9] R. Gerhard-Multhaupt *et al.*, “Electro-optical investigation of the dipole orientation in poled polymers,” in *Proceedings of 1995 Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pp. 49–52.
- [10] R. D. Mindlin, “A Review of the Photoelastic Method of Stress Analysis. I,” *J. Appl. Phys.*, vol. 10, no. 4, pp. 222–241, Apr. 1939.
- [11] “Photoelasticity - Lecture Notes”. Prieiga per internetą: <http://classes.mst.edu/civeng50/lessons/12/photoelasticity/index.html> (žiūrėta 2018 kovo 3 d.).
- [12] K. K. Wong, Institution of Electrical Engineers., and INSPEC (Information service), *Properties of lithium niobate*. INSPEC/Institution of Electrical Engineers, 2002.
- [13] J. Krautkrämer and H. Krautkrämer, “Piezoelectric Methods of Generation and Reception of Ultrasonic Waves,” in *Ultrasonic Testing of Materials*, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1983, pp. 119–149.
- [14] Newport, “Practical Uses and Applications of Electro-Optic Modulators.”. Prieiga per internetą: <https://www.newport.com/n/practical-uses-and-applications-of-electro-optic-modulators> (žiūrėta 2018 gegužės 4 d.).

- [15] Z. Nazarchuk, V. Skalskyi, and O. Serhiyenko, *Acoustic Emission: methodology and application*, vol. I. 2017.
- [16] Elent-A, “LiNbO<sub>3</sub> Transducers.”. Prieiga per internetą: <http://www.elent-a.net/index.php/en/products-2/linbo3-transducers> (žiūrėta 2018 vasario 11 d.).
- [17] H. L. Bertoni, “Piezoelectric Rayleigh Wave Excitation by Bulk Wave Scattering,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 17, no. 11, pp. 873–882, Nov. 1969.
- [18] J. Kalvelytė, “Pokelso elementų, naudojamų aukšto pasikartojimo dažnio lazerinėse sistemose, savybių tyrimas - Magistrantūros studijų baigiamasis darbas,” Vilniaus Universitetas, 2017.
- [19] R. Lakes, “Viscoelasticity notes,” University of Wisconsin, 2009.
- [20] K. Zhang and X. Wang, “Structure sensitive properties of KTP-type crystals,” *Chinese Sci. Bull.*, vol. 46, no. 24, pp. 2028–2036, 2001.
- [21] S. Haussühl *et al.*, “Physical properties of single crystals of KTiPO<sub>4</sub>, K<sub>x</sub>Rb<sub>1-x</sub>TiOPO<sub>4</sub> (x = 0.85; 0.75), KGeOPO<sub>4</sub> and KTiOAsO<sub>4</sub>,” *Cryst. Res. Technol.*, vol. 29, no. 4, pp. 583–589, Jan. 1994.
- [22] D. K. T. Chu, J. D. Bierlein, and R. G. Hunsperger, “Piezoelectric and Acoustic Properties of Potassium Titanyl Phosphate (KTP) and its Isomorphs,” *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 39, no. 6, pp. 683–687, 1992.
- [23] N. N. Abboud, G. L. Wojcik, D. K. Vaughan, J. Mould, D. J. Powell, and L. Nikodym, “Finite element modeling for ultrasonic transducers,” *Proc. SPIE 3341, Med. Imaging Ultrason. Transducer Eng.*, no. 212, 1998.
- [24] V. Javor, “Fourier transform of the pulse function for application in high voltage technique,” *Proc. Int. Conf. Optim. Electr. Electron. Equipment, OPTIM*, pp. 89–94, 2010.
- [25] X. D. Wang, P. Basséras, R. J. D. Miller, and H. Vanherzeele, “Investigation of KTiOPO<sub>4</sub> as an electro-optic amplitude modulator,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 5, pp. 519–521, Jul. 1991.
- [26] United Crystals, “KTP Properties.”. Prieiga per internetą: <http://www.unitedcrystals.com/KTPProp.html> (žiūrėta 2018 kovo 29 d.).
- [27] D. R. Raichel, *The science and applications of acoustics*, 2nd ed. New York, N.Y.: Springer, 2006.
- [28] M. Roth, E. Samoka, E. Mojaev, and M. Tseitlin, “Rtp Crystals for Electro-Optic Q-Switching,” *Univ. Jerusalem*, pp. 205–212, 2007.

## 1 priedas. Pluošto parametrai

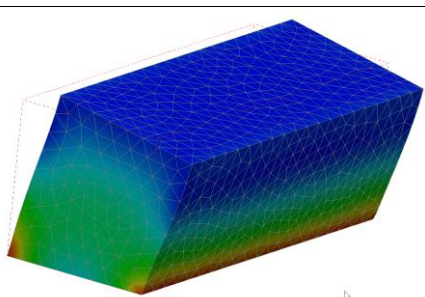
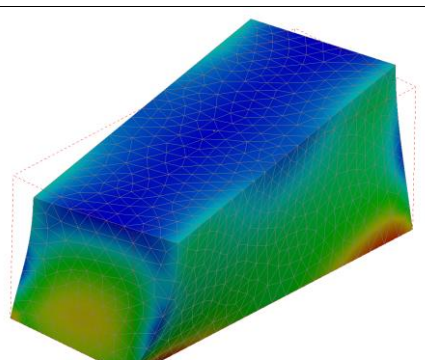
Optiniam akustinių rezonansų matavimui naudoto lazerio pluošto parametrai, išmatuoti Chameleon® CCD kamera, galinio veidrodžio vietoje, vieną kartą perėjus Pokelso elementą. Pluošto diametras pusės intensyvumo lygyje (FWHM), ~300 μm. Pluošto eliptiškumas 0,91.



28 pav. Pluošto parametrai perėjus Pokelso elementą vieną kartą.

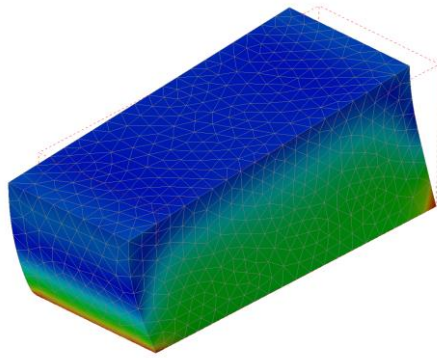
## 2 priedas. KRTP kristalo fundamentinės rezonansinės modos

3 lentelė. Kompiuterinio modeliavimo būdu suskaičiuotos 4x4x10 mm KRTP kristalo fundamentinės rezonansinės modos.

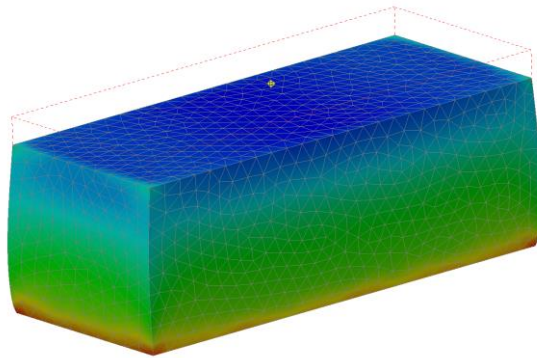
Dažnis	Rezonansinė moda
167 kHz	
215 kHz	



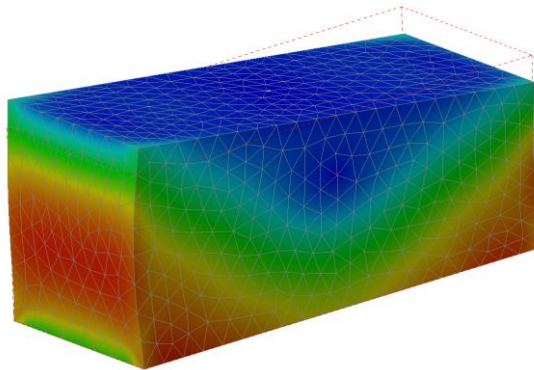
234 kHz



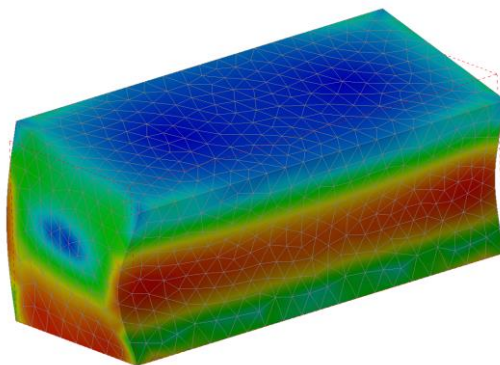
424 kHz



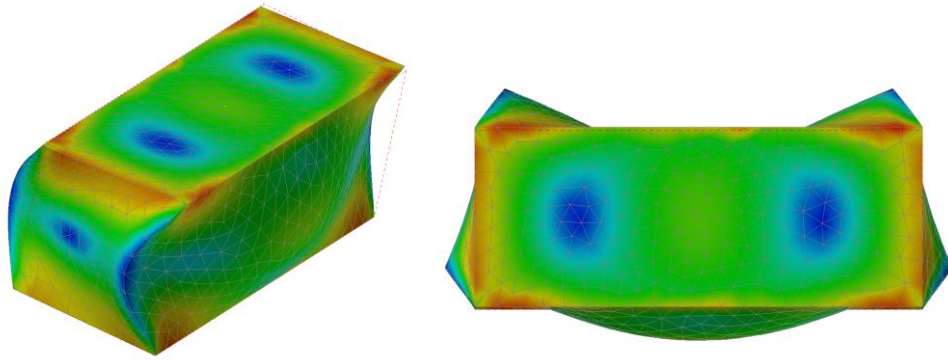
443 kHz



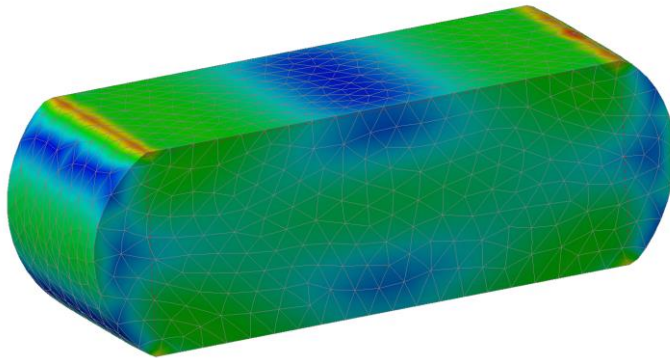
451 kHz



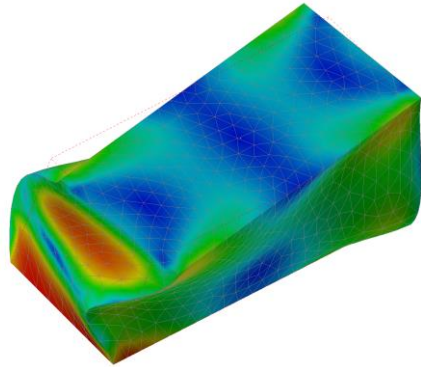
512 kHz



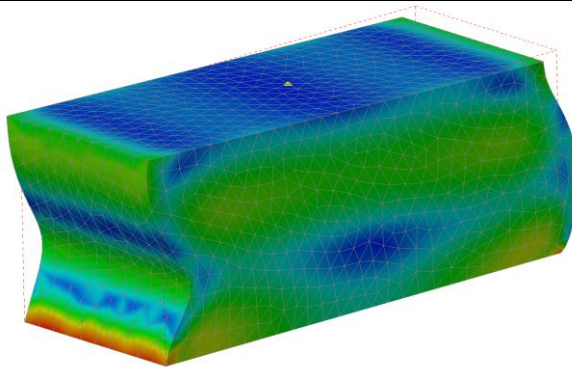
613 kHz



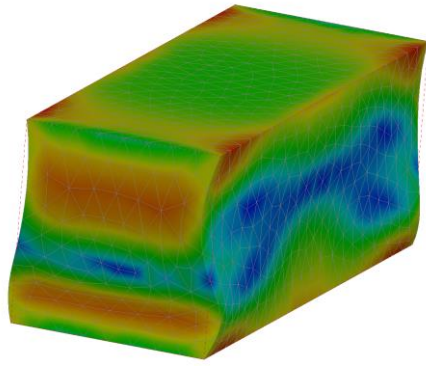
651 kHz



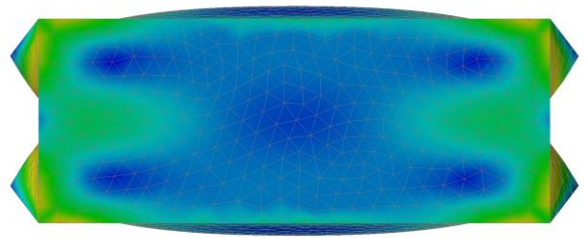
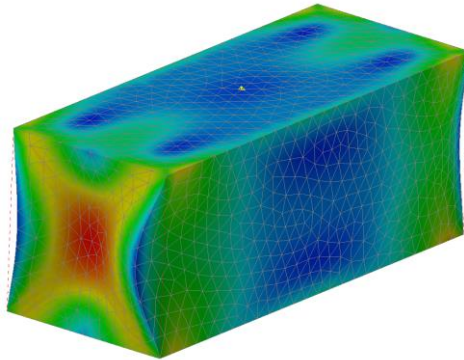
766 kHz



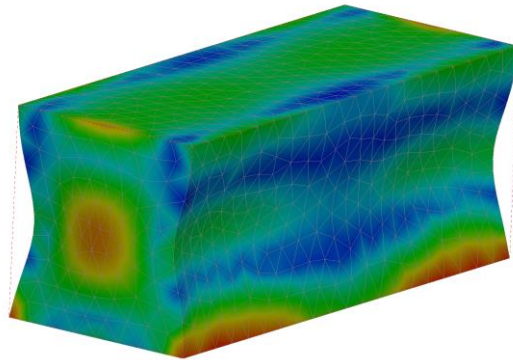
889 kHz



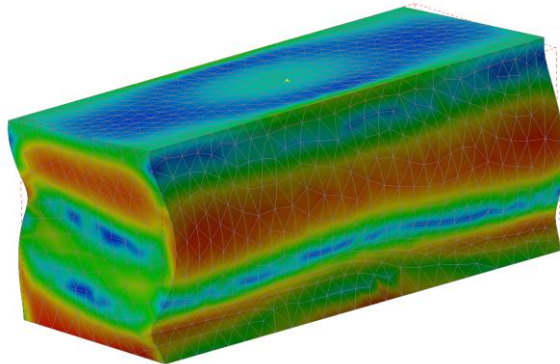
920 kHz



980 kHz



1,057  
MHz



# Santrauka

Danielius Samsonas

## Pokelso elemento rezonansinių savybių tyrimas

Elektrooptiniai modulatoriai leidžia kurti didelio pasikartojimo dažnio ir didelės galios lazerines sistemas, todėl yra siekiama sukurti kuo didesnio moduliavimo dažnio, gerą poliarizacijos kontrastą pasiekiančius Pokelso elementus. Šiame darbe apžvelgiamas tokių elementų veikimo principas bei aptariami elektrooptiniame moduliatoriuje pasireiškiantys efektai. Taip pat trumpai aprašomi akustinių bangų formavimosi ir jų sugerties procesai. Šio darbo tikslas buvo ištirti elektrooptiniame kristale vykstančius rezonansinius akustinius reiškinius bei išmatuoti jų įtaką Pokelso elemento poliarizacijos kontrastui, moduliavimo dažnių ruože iki 10 MHz. Darbe naudojamas elektrooptinis KRTP kristalas pasižymintis žema pusbangine įtampa – tai leidžia pasiekti šiame darbe naudojamus itin didelius moduliavimo dažnius. Siekiant geriau suprasti rezonansinių akustinių bangų formavimąsi buvo atliekamas kompiuterinis Pokelso elemento savųjų mechaninių rezonansinių dažnių modeliavimas. Elektriškai bei optiškai išmatuoti fundamentiniai rezonansiniai dažniai sutampa su kompiuterinio modeliavimo būdu apskaičiuotomis rezonansinėmis modomis. Ištyrus kontrasto kitimą plačiame moduliavimo dažnių diapazone buvo nustatyta, kad esant žemesniems nei 2 MHz moduliavimo dažniams, Pokelso elemento kontrasto kitimas yra nulemtas stovinčios bangos sukeliama fotoelastinio efekto, tačiau pasireiškiantis poliarizacijos kontrasto sumažėjimas yra nežymus. Viršijus šį moduliavimo dažnį išryškėja šiluminiai efektai – stebima kristalo temperatūros priklausomybė nuo dažnio. Nustatyta, kad moduliavimo dažniams sutapus su aukštomis rezonansinių dažnių harmonikomis, ženklų kontrasto pablogėjimą lemia temperatūrinio gradiento susiformavimas kristale. Šis darbas pademonstravo KRTP elektrooptinio modulatoriaus potencialą bei atskleidė plačiame moduliavimo dažnių ruože vykstančius rezonansinius reiškinius. Atlikti darbai suteikia pagrindą tolimesniems tyrimams siekiant sumažinti pademonstruotų neigiamų reiškinių įtaką poliarizacijos kontrasto kitimui.

# Summary

Danielius Samsonas

## Investigation of the Resonance Behaviour of Pockels Cells

Electro-optical modulators are essential for most high repetition and high-power laser systems. There is a general need for a Pockels cell that achieves the maximum frequency of modulation and good polarization contrast. In this study, the operation of such elements is reviewed and the main effects of the electro-optic modulator are discussed. Processes for acoustic wave formation and absorption are also briefly described. The aim of this work was to investigate resonant acoustic phenomena occurring in electro-optical crystal and to measure their influence on the polarization contrast of the Pockels cell in the modulation frequency range up to 10 MHz. Electro-optical KRTP crystal is used in this study due to its low half-wave voltage, which allows to achieve extremely high modulation frequencies explored in this study. In order to better understand the formation of resonant acoustic waves, a finite element analysis was used to calculate the mechanical resonance modes of the Pockels cell. Electrically and optically measured fundamental resonance frequencies coincide with resonance modes calculated by computer simulation. It was found that at modulation frequencies below 2 MHz, the change in the Pockels cell's polarization contrast is induced by the photoelastic effect, which is caused by resonant acoustic wave. However, at this frequency range the decrease in polarization contrast is relatively small. At higher modulation frequencies crystal temperature dependence on the frequency was observed. It was found that when the modulation frequencies coincide with high order harmonics of the fundamental resonant frequency, the deterioration of polarization contrast is caused by the formation of a temperature gradient in the crystal. This work demonstrated the potential of the KRTP electro-optical modulator and revealed the resonant phenomena occurring in a wide modulation frequency range. The findings of this study provide the basis for further research in order to reduce the influence of resonant acoustic phenomena on the polarization contrast of electro-optical modulators.