

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Taikomosios elektrodinamikos ir telekomunikacijų institutas

Aurimas Žalkauskis

ŠVIESOS DIFRAKCIJA AKUSTINĖMIS BANGOMIS LiNbO_3 ir LiTaO_3 KRISTALUOSE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Telekomunikacijų fizikos ir elektronikos
studijų programa

Studentas

Aurimas Žalkauskis

Darbo vadovas

dr. Romualdas Rimeika

Instituto direktorius

prof. Jonas Matukas

Vilnius 2020

Turinys

Įvadas.....	3
1. Akustinių bangų sklidimas kristaluose	4
1.1. Elastinių (tampriųjų) bangų lygtis	4
1.2. Paviršinės akustinės bangos ir nuotėkio paviršinės bangos.....	10
2. Pjezoelektrinis efektas	11
3. Tūrinių ir paviršinių akustinių bangų žadinimas	12
4. Fotoelastinis efektas	16
5. Šviesos poliarizacija	20
5.1. Maliaus dėsnis	21
5.2. Atspindžio – Briusterio kampas	22
6. Šviesos difrakcija anizotropinėse terpėse	24
7. Eksperimentas.....	27
7.1. Šviesos difrakcija LiTaO_3 kristaluose	30
7.2. Šviesos difrakcija LiNbO_3 kristaluose.....	37
Išvados	44
Literatūros sąrašas	45
Santrauka	47
Summary.....	48

Įvadas

Šiuo metu optoelektronikos įtaisai, kurių veikimas paremtas akustooptine sąveika, labai plačiai naudojami valdyti šviesos spinduliavimą. Šie akustooptiniai prietaisai, kaip modulatoriai, deflektoriai, perderinami akustooptiniai filtrai daugelio gamintojų naudojami ne tik lazerių fizikoje bei optoelektronikoje, bet taip pat medicinos, karinės paskirties ir kituose įrenginiuose.

Anizotropinė akustooptinė difrakcija leidžia ne tik keisti difragavusios šviesos intensyvumą bei spinduliavimo kryptį, bet ir difragavusios šviesos poliarizaciją. Nepoliarizuota arba natūrali šviesa yra aptinkama praktiškai visur. Norint tinkamai valdyti šviesą ir ją panaudoti kuo efektyviau, dažnai reikalinga būna tik poliarizuota šviesa. Praktikoje kuriami ir naudojami preitaisai, kurių pagalba yra valdoma šviesa ir jos poliarizacija. Akustooptiniai šviesos valdymo įtaisai išsiskiria savo dideliu patikimumu, galimybe panaudoti kaip greito atsako šviesos perjungėjus, nenaudojant mechaninių judančių dalių.

Tūrinės akustinės bangos (TAB) yra vienas iš patogiausių būdų naudojamas difrakcijai valdyti ir tuo pačiu keisti šviesos poliarizaciją. Taip yra todėl, nes mums užtenka pakeisti akustinės bangos dažnį ar intensyvumą ir pasikeis difragavusios šviesos atlenkimo kampas, intensyvumas ar poliarizacija. Netgi labai maži dažnio pakeitimai ar spindulio kritimo kampai gali pakeisti mūsų galutinį rezultatą, to pasekoje šviesos poliarizacijos valdymas turi daug galimybių.

Šis darbas yra mano bakalauro ir magistrantūros praktikos studijų tęstinis darbas, kuriame nagrinėjamos šviesos ir jos poliarizacijos valdymas, naudojantis akustooptine difrakcija. Šio darbo tikslas ištirti difragavusios šviesos valdymo galimybes LiTaO₃ ir LiNbO₃ kristaluose, panaudojant tūrines akustines bangas išspinduliuotas elektrodinių keitiklių.

1. Akustinių bangų sklidimas kristaluose

Akustinė (garso) banga yra sklindantis tampriosios medžiagos dalelių virpesys. Sklisdamos medžiagoje šios bangos perneša tampriosios deformacijos energiją iš vienos medžiagos taško į kitą. Akustinių bangų dažnių diapazonas – nuo herco dalių iki 10^{13} Hz. Akustinės elektronikos įtaisuose dažniausiai naudojami ultragarsiniai ($2 \cdot 10^4$ - 10^9 Hz) ir hipergarsiniai (10^9 - 10^{13} Hz) virpesiai [1]. Akustinės bangos skirstomos į dvi pagrindines rūšis: tūrinės, kurios sklinda medžiagos viduje ir paviršinės, kurių sklidimas vyksta medžiagos paviršiuje, keletos bangų ilgių gylyje.

1.1. Elastinių (tampriųjų) bangų lygtis

Tampriosios bangos - tai sklindantis svyravimas, tamprioje medžiagoje, kuris sklisdamas sukuria deformaciją. Tokio tipo bangos gali pernešti mechaninės deformacijos energiją medžiagoje. Tampriosios bangos pagrindiniai parametrai yra dalelių virpėjimo amplitudė ir kryptis, fazinis ir grupinis greitis, dažnis bei bangos ilgis.

Kūno formos kitimas dėl jį veikiančios išorinės jėgos vadinamas deformacija. Išorinės jėgos gali būti dvejų tipų: paviršinės ir tūrinės. Tokiame kūne atsiranda deformacijos (įtempimai ir išsiplėtimai), tačiau nustojus veikti išorinei jėgai, jos išnyksta ir kūnas grįžta į pradinę būseną [2]. Pagal Huko dėsnį, žinome, kad tarp įtempimo ir deformacijos yra tiesinis sąryšys. Huko dėsnis:

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (1.1)$$

kur c_{ijkl} – ketvirto rango elastinių koeficientų tenzorius, ε_{kl} – elastinės deformacijos tenzoriaus komponentės, σ_{ij} – elastinių įtempimų tenzoriaus komponentės.

Pasinaudojant kūno dalelių poslinkiais įvairiomis kryptimis, galima išreikšti mechaninės deformacijos tenzorių galima išreikšti:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.2)$$

kur u_j ir u_i yra dalelių poslinkio komponentės, o x_j bei x_i yra taškų koordinatės prieš deformaciją.

Pertvarkę 1.1 formulę gauname:

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{2} c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{1}{2} c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (1.3)$$

Sutrupinus gauname:

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (1.4)$$

Simetrijos sąlyga sukuria galimybę sumažinti c_{ijk} nepriklausomų elementų skaičių. Apibendrinus Huko dėsnį:

$$\sigma_\alpha = c_{\alpha\beta} \varepsilon_\beta \quad \text{kur } \alpha, \beta - 1, 2 \dots 6. \quad (1.5)$$

Kristalams būdinga medžiagos savybių priklausomybė nuo krypties, kitaip sakant anizotropija. Iš viso yra 7 skirtingos kristalų sistemos. Ličio niobato ir ličio tantalato kristalai priklauso trigoninei sistemai. Šie kristalai turi šešias nepriklausomas tamprumo konstantas. Šio kristalo elastinių konstantų matrica yra tokia (1.6) :

$$A = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & -c_{14} & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ c_{14} & -c_{14} & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}-c_{12}}{2} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Ši matrica yra kristalografinėje koordinatinių sistemoje. Žemiau pateikiama LiNbO₃ ir LiTaO₃ tamprumo ir kitų konstantų vertės prie 25°C temperatūros. [3]

1. Lentelė. LiNbO₃ ir LiTaO₃ kristalų tamprumo ir kitų konstantų vertės.

	Tamprumo konst., GPa						Pjezoelektrinės knts. C/m ²				Dielektrinės skvarbos konst. nF/m	
	c ₁₁	c ₁₂	c ₁₃	c ₁₄	c ₃₃	c ₄₄	e ₁₅	e ₂₂	e ₃₁	e ₃₃	ε ₁₁	ε ₃₃
LiNbO ₃	203	57,3	75,2	8,5	242,4	59,5	3,76	2,43	0,23	1,33	0,392	0,247
LiTaO ₃	229,8	44	81,2	-10,4	279,8	96,8	2,72	1,67	-0,38	1,09	0,377	0,379

Anizotropiniuose kristaluose, kuriuose galioja pjezoeftas, veikianti išorinė mechaninė deformacija sukuria elektros krūvius. Atvirkštinis reikšiny, kai prijungus elektrinį lauką kristalas deformuojasi. Šias sąveikas užrašome lygybėmis:

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j + e_{imn} S_{mn} \quad (1.7)$$

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} - \varepsilon_{ijm} E_m \quad i, j, m, n = 1, 2, 3 \quad (1.8)$$

kur D_i – elektrinė indukcija, ε_{ij} - dielektrinės skvarbos tenzorius komponentės, E_j, E_m - elektrinio lauko komponentės, S_{mn} – deformacijos tenzorius, e_{imn} – medžiagos trečio rango pjezoelektrinio tenzorius komponentės. Taigi medžiagose, kuriuose pasižymi pjezoeftu, 1.1 lygtis tampa sudėtingesne (1.8) o elektrinė indukcija taip pat tampa susijusi su deformacija.

Norėdami rasti tampriosios bangos lygtį naudojame pagrindinę judesio lygtį.

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.9)$$

kur ρ – medžiagos tankis, u_i – dalelės poslinkis, $\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}$ – pagreitis. Įstačius į šią išraišką, į Huko dėsnį, gauname :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (1.10)$$

Tai antrosios eilės diferencinių lygčių sistema, kurios aprašo akustinių bangų sklidimą kietajame kūne. Jeigu medžiaga yra pjezoelektrikas, tai prie šios sąlygos prisideda dar vienas narys ir turime:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k} \quad (1.11)$$

kur elektrinio lauko stipris užrašomas per elektrinį potencialą $E_i = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_i}$

Siekiant rasti tūrinių akustinių bangų greičius sprendinio ieškosime plokščiosios bangos pavidalu:

$$u_i = A_i \exp[i(\omega t - \mathbf{k}r)] \quad (1.12)$$

kur \mathbf{k} yra bangos banginis vektorius ($k = 2\pi/\Lambda$), Λ – akustinės bangos ilgis, ω – ciklinis dažnis, A_i – bangos amplitudė.

Iš lygties (1.12) išvestines gaunamos tokios:

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = -\omega^2 u_i \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} = -k^2 n_j n_k u_l \quad (1.14)$$

kur n_j ir n_k yra krypties kosinusai (kampas tarp sklidimo krypties ir x ašies). Šias dvi išvestines įstatome į banginę lygtį ir gauname:

$$\rho \omega^2 A_i = c_{ijkl} k^2 n_j n_k A_l \quad (1.15)$$

kur bangos faizinis greitis yra $V = \omega/k$.

Turime dispersijos lygtį, aprašančią akustinės bangos sklidimą kristale. Šioje vietoje įsiveskime Kristofelio tenzorių (1.16):

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k \quad (1.16)$$

Šis antrojo rango tenzorius yra vadinamas Kristofelio tenzoriumi. Jis priklauso nuo dviejų išorinių indeksų i ir l , o pagal pasikartojančius indeksus j ir k sumuojasi. Tada lygtis (1.16) tampa:

$$(\Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{ik}) A_k = 0 \quad (1.17)$$

kur δ_{ik} – yra Kronekerio delta.

Ši lygtis yra trijų lygčių rinkinys, $i = 1, 2, 3$ žinoma kaip Kristofelio lygtis. Lygtis turės netrivialų sprendinį, aki jos determinantas bus lygus nuliui.

$$\begin{vmatrix} \Gamma_{11} - \rho V^2 & \Gamma_{12} & \Gamma_{13} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} - \rho V^2 & \Gamma_{23} \\ \Gamma_{31} & \Gamma_{32} & \Gamma_{33} - \rho V^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (1.18)$$

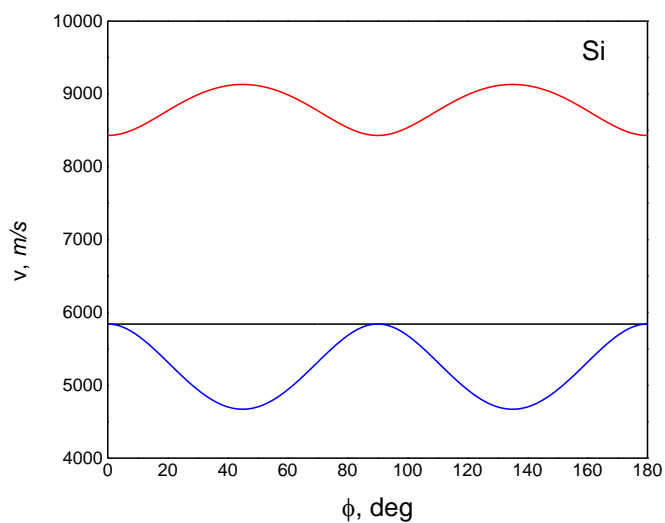
Raskime akustinių bangų greičius kubiniame kristale, kai bangos sklidimo kryptis, kurią nusako banginis vektorius yra plokštumoje (001). Tokiu atveju $n_1 = \cos \varphi$, $n_2 = \sin \varphi$, $n_3 = 0$, kur φ yra kampas tarp sklidimo krypties ir X ašies. Šias vertes įstatę į 1.15 ir suskaičiavę determinantą gauname greičius kurie yra (1.18):

$$V_1 = \left(\frac{1}{2\rho} \left[(c_{11} + c_{44}) + \sqrt{(c_{11} - c_{44})^2 \cos^2 2\phi + (c_{12} + c_{44})^2 \sin^2 2\phi} \right] \right)^{1/2} \quad (1.19)$$

$$V_2 = \left(\frac{1}{2\rho} \left[(c_{11} + c_{44}) - \sqrt{(c_{11} - c_{44})^2 \cos^2 2\phi + (c_{12} + c_{44})^2 \sin^2 2\phi} \right] \right)^{1/2}$$

$$V_3 = \left(\frac{c_{44}}{\rho} \right)^{1/2}$$

Iš šių išraiškų žinant c_{11} , c_{12} ir c_{44} konstantas, mes galime apskaičiuoti greičius. Šiuo atveju buvo apskaičiuotos akustinių bangų greičių priklausomybės nuo sklidimo krypties kubinio kristalo plokštumoje (001). 1 paveiksle pavaizduota silicio greičių priklausomybė.



1 pav. Tūrinių akustinių bangų greičio priklausomybės silicyje nuo sklidimo krypties kubiniame kristalo plokštumoje (001), a) – kvaziišilginė banga, b) – grynoji skersinė, c) - kvaziskersinė banga.

Medžiagose su pjezoefektu reikia įskaityti greičio pataisą, kurią įneša pjezoefektas. Dėka pjezoefekto medžiagos tamprumas tarsi padidėja ir kartu padidėja greitis. Pjezoelektrike kartu su machanine banga gali skliti ir elektrinio potencialo banga. Taigi elektrinės indukcijos lygtį (1.7) dialektrike, kai nėra laisvųjų krūvininkų ($\frac{\partial D_j}{\partial x_j} = 0$) galima užrašyti taip:

$$\varepsilon_{jk} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_j \partial x_k} - e_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_k} = 0 \quad (1.20)$$

Lygtis (1.11) ir (1.20) sudarys lygčių sistemą, kuri aprašys akustinės bangos sklidimą pjezoelektrinėje medžiagoje. Taigi nagrinėjant pjezoelektrinius kristalus reikia įskaityti pjezoefekto įtaką bangų greičiui. Pjezoelektrinei medžiagai Kristofelio tenzorius tampa sudėtingesniu:

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k \frac{\gamma_i \gamma_l}{\varepsilon} \quad (1.21)$$

kur

$$\gamma_l = e_{11l} n_1^2 + e_{22l} n_2^2 + e_{33l} n_3^2 + (e_{12l} + e_{21l}) n_1 n_2 + (e_{13l} + e_{31l}) n_1 n_3 + (e_{23l} + e_{32l}) n_2 n_3$$

Šiuo atveju turime trigoninės klasės pjezoelektriką, kurio matrica yra:

$$e_{i\alpha} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & -e_{22} \\ -e_{22} & e_{22} & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (1.22)$$

Užrašykime γ dedamąsias, kai $n_1 = n_x = \cos \phi$, $n_2 = n_y = 0$, $n_3 = n_z = \sin \phi$:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= (e_{31} + e_{15}) \cos \phi \sin \phi \\ \gamma_2 &= -e_{22} \cos \phi \cos \phi \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$\gamma_3 = e_{15} \cos \phi \cos \phi + e_{33} \sin \phi \sin \phi$$

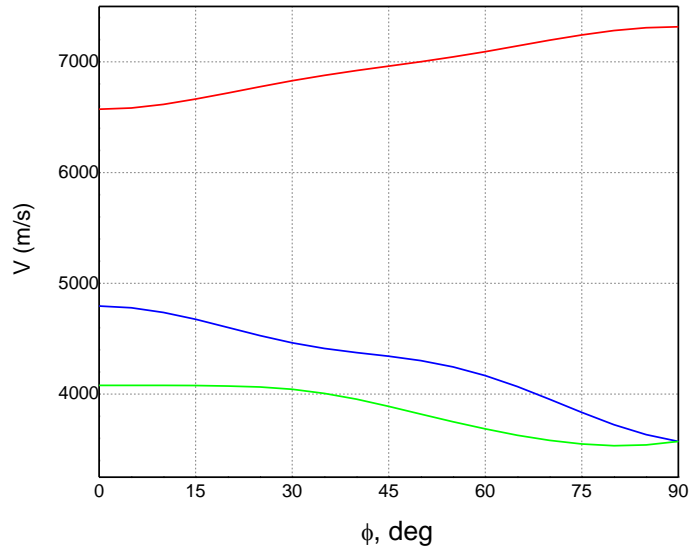
Dielektrinės skvarbos tenzorius vienašių kristalų turi 2 nepriklausomas konstantas, taigi:

$$\varepsilon = \varepsilon_{11} \cos \phi \cos \phi + \varepsilon_{33} \sin \phi \sin \phi \quad (1.24)$$

Galutinis lygčių sistemos determinantas atrodo taip:

$$\begin{vmatrix} -\Gamma_{11} + \rho V^2 + \frac{\gamma_1 \gamma_1}{\varepsilon} & -\Gamma_{12} + \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\varepsilon} & -\Gamma_{13} + \frac{\gamma_1 \gamma_3}{\varepsilon} \\ -\Gamma_{21} + \frac{\gamma_2 \gamma_1}{\varepsilon} & -\Gamma_{22} + \rho V^2 + \frac{\gamma_2 \gamma_2}{\varepsilon} & -\Gamma_{23} + \frac{\gamma_2 \gamma_3}{\varepsilon} \\ -\Gamma_{31} + \frac{\gamma_3 \gamma_1}{\varepsilon} & -\Gamma_{32} + \frac{\gamma_3 \gamma_2}{\varepsilon} & -\Gamma_{33} + \rho V^2 + \frac{\gamma_3 \gamma_3}{\varepsilon} \end{vmatrix} = 0 \quad (1.25)$$

Apskaičiuotos tūrinių akustinių bangų greičių ličio niobato kristale priklausomybės nuo sklidimo krypties ZX plokštumoje pavaizduotos 2-ame paveikslėlyje, kur raudona spalva – išilginė akustinė banga, mėlyna – greitoji skersinė, žalia – lėtoji skersinė banga. Kampas ϕ tarp akustinės bangos sklidimo krypties ir X ašies.

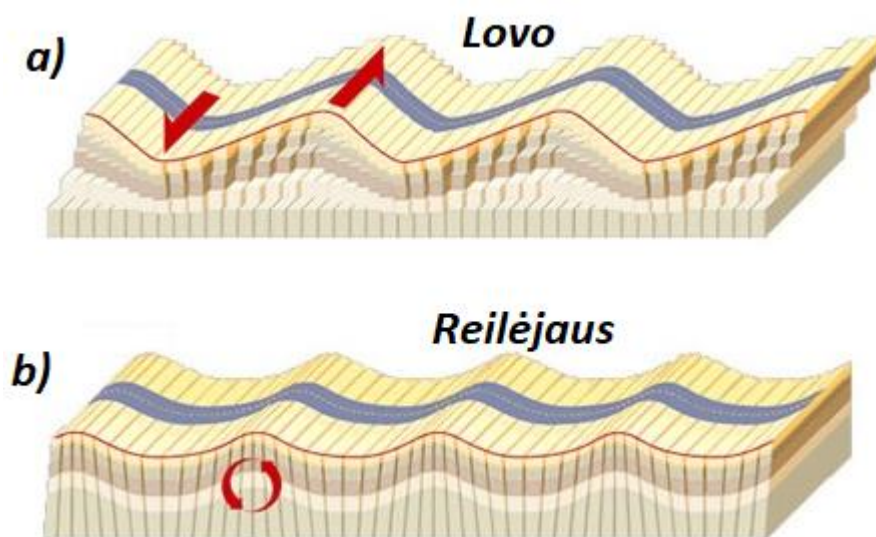


2 pav. Tūrinių akustinių bangų greičio priklausomybės nuo sklaidimo krypties ZX plokštumoje LiNbO_3 kristale.

1.2. Paviršinės akustinės bangos ir nuotėkio paviršinės bangos

Kai medžiaga yra apribota paviršiumi, tai medžiagos paviršiumi gali sklirti paviršinės akustinės bangos (PAB). Pagrindinės tokios bangos yra Reilėjaus ir Lovo. Paviršinės bangos skiriasi nuo tūrinių pirmiausia sklidimo greičiu. Paviršinės Reilėjaus bangos yra 5% - 13% lėtesnės negu pati lėčiausia tūrinė akustinė banga. Tai yra dėl to, kad dalelės medžiagos paviršiuje yra mažiau suvaržytos, negu medžiagos viduje [4].

1885m. anglų fizikas Lordas Reilėjus (Rayleigh) matematiškai apskaičiavo bangų egzistavimą, kurios sklinda kietos medžiagos paviršiumi, tai itin glaudžiai susiję su seisminiu aktyvumu. Reilėjaus bangos yra pačios pavojingiausios žemės drebėjimo metu, ypač lygioje vietoje tokioje kaip atvira jūra ar vandenynas. Reilėjaus bangos sklinda medžiagos paviršiumi (3 pav.b)). Didžiausia energijos dalis yra sukonzentruota medžiagos paviršiuje. Energijos dalis tam tikrame sluoksnyje yra proporcinga $e^{-2\pi\frac{y}{\lambda}}$, kur y - yra atstumas nuo medžiagos paviršiaus, o λ - sklidančios bangos ilgis. Matome, kad beveik visa bangos energijos yra sukonzentruota bangos ilgio gylyje nuo medžiagos paviršiaus [5]. Sklindant paviršinei akustinei bangai dalelės virpa paviršiuje elipsės trajektorija. Lovo bangos buvo pavadintos britų matematiko Augustus Edward Hough Love garbei, kuris tyrinėjo jas 1911m. Šios bangos yra pačios greičiausios paviršinės bangos [5]. Šių bangų poliarizacija yra skersinė horizontalioji, tai yra dalelės virpa medžiagos paviršiuje statmenai sklidimo kryptčiai (3 pav. a)).



3 pav. Lovo bangos sklidimas (a) ir Reilėjaus bangų sklidimas (b).

2. Pjezoelektrinis efektas

Pjezoelektrinis efektas yra medžiagos savybė, kai patirdama mechanines deformacijas (suspaudimus ar įtempimus) medžiagos paviršiuje sukuria elektros krūvius. Taip pat yra ir atvirkštinis variantas, kai prijungta išorinė įtampa sukuria mechanines deformacijas. Tai yra pagrindas, visų akustinių bangų prietaisų, kurie pakeičia elektrinį signalą į akustines (mechanines) bangas ir atvirkščiai. Mechaninės bangos sklinda medžiagoje iki kito keitiklio, kuriame akustinė banga keičiama atgal į elektrinį signalą. Paviršinių akustinių bangų prietaisuose dažniausiai naudojamos Reilėjaus paviršinės bangos.

1880-1881m. du broliai P.Curie bei P.Curie pastebėjo, kad suspaudus, tam tikrus kristalus, pavydžiui kvarcą, jų paviršiuje susikuria krūviai [6]. Pjezoelektrinis efektas egzistuoja tik kristaluose neturinčiuose simetrijos centro. Kristalai turintys pjezoelektrinį efektą gali funkcionuoti kaip jutikliai. Pjezoelektriko kristalas gali veikti ir kaip jungiklis.

Pjezoelektrinis efektas atsiranda tik anizotropinėse kristalinėse medžiagose. Polikristalinėje medžiagoje atsitiktinės krypties individualios dalelės bus linkusios priešintis, kitų dalelių krypties poliarizacijai. Vis dėlto, polikristale gali būti indikuotas pjezoelektrinis efektas, kai medžiaga yra veikiamą stipraus elektrinio lauko. Esant didelei temperatūrai, difuzija medžiagoje vyks gana greitai, to pasekoje dalelės persiorientuos pagal elektrinį lauką. Apibendrinus, jei medžiaga, kurios visos atskiros dalelės turės vienodą poliarizaciją ir jų vektorių kryptys sutaps, jos sudarys bendrą poliarizaciją medžiagoje [7].

Elektromechaninis ryšio koeficientas K . Šis koeficientas aprašo pjezoelektrinės medžiagos sugebėjimą keisti elektrinę į mechaninę energiją ir atvirkščiai.

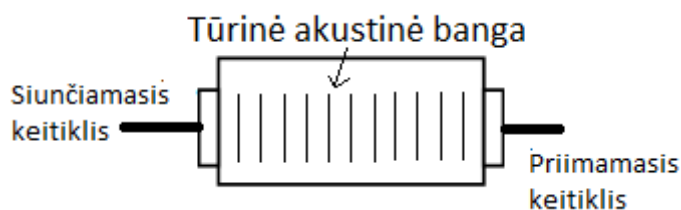
$$K = \sqrt{\frac{\text{sukaupta elektrinė energija}}{\text{naudojama mechaninė energija}}}$$

$$K = \sqrt{\frac{\text{sukaupta mechaninė energija}}{\text{naudojama elektrinė energija}}}$$

Dažnai šis elektromechaninis koeficientas naudojamas literatūroje kaip K^2 , kuris procentaliai nusako išsaugotos energijos dalį po pakeitimo. Norint efektyviai žadinti ir priimti akustines bangas reiktų pasirinkti medžiagas su kuo didesniu elektromechaniniu ryšio koeficientu K [1].

3. Tūrinių ir paviršinių akustinių bangų žadinimas

Kaip „bendrauja“ akustinės bangos elektronikos įtaisuose, kurie „supranta“ tik elektrinius signalus? Tai vyksta pjezoelektrinio efekto ir keitiklių dėka. Tūrinių akustinių bangų žadinimui naudojami pjezoelektriniai keitikliai – tam tikro storio ir tam tikru būdu išpjautas pjezoelektrinės plokštelės, kuriuose pasireiškia pjezoelektrinis efektas. Žadinti akustines bangas žemų dažnių diapazone nuo kelių šimtų hercų iki kelių dešimčių megahercų – paprastai naudojami kvarciniai keitikliai. Kuo didesnis dažnis, tuo plokštelės storis turi būti mažesnis. Pjezokeramika taip pat plačiai naudojama pjezoelektrinių keitiklių gamyboje. Panagrinėkime bangas, kurios sklinda kristalo tūryje (4 pav.). Ant kristalo galų yra priklijuojami keitikliai [8]. Veikiant elektriniams signalams pjezoelektrinė plokštelė virpa ir kristale sužadina tūrinė akustinė banga. Šie keitikliai gali ne tik išspinduliuoti akustinę bangą, bet ją priimti ir transformuoti į elektrinius signalus. Pagrindinė problema ypač žadinant didelio dažnio akustines bangas yra keitiklio storis ir jo priklijavimas prie kristalo. Keitiklio storis yra pusės bango ilgio, taigi žadinant 200 MHz dažnio bangą, keitiklio storis turi būti apie 10-15 μm storio. Tokio storio keitiklius sunku pagaminti, jie tampa labai trapūs ir taip pat sunku pritvirtinti prie kristalo.



4 pav. Sklindanti tūrinė akustinė banga sklindanti kristale.

Bangos sklidimas medžiagos paviršiumi, reikalauja, kitokių žadinimo būdų. Sklindant paviršinei akustinei bangai pjezoelektriko viršumi, jos sukuria elektrinius laukus. Tokiu būdu PAB energija perduodama ir elektriniais, ir elastiniais svyravimais [9]. Paviršinių bangų keitiklius, kurie sužadina tūrines akustines bangas, galime suskirstyti į septynias grupes:

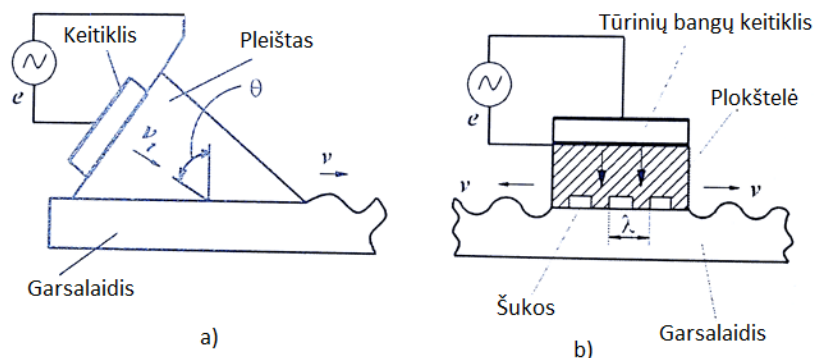
1. Mechaniniai keitikliai, kurių vienas kietasis kūnas juda kito kūno paviršiumi. Naudojami seismologijoje ir medžiagų kontrolei.
2. Keitikliai, kurie pagrįsti bangų transformacija toje pačioje medžiagoje, t.y. tūrinė banga paverčiama paviršine.
3. Pjezoelektriniai keitikliai, jų veikimas pagrįstas pjezoeffektu. Naudojami pjezoelektrikai, kurie gali tarnauti kaip keitikliai ir garsalaidžiai. Pritaikomi signalų formavime bei apdorojamo įtaisuose.
4. Magnetiniai keitikliai, kurie sužadina PAB dėl medžiagos magnetinių savybių. Jie puikiai tinka sužadinti bangas izotropinėse medžiagose.

5. Optiniai keitikliai, pagrįsti šviesos bei paviršinių bangų sąveika.
6. Pjezorezistiniai keitikliai, šių keitiklių veikimas yra paremtas medžiagos varžos pokyčiu dėl tampriosios deformacijos.
7. Šiluminiai keitikliai, esant lokaliai šiluminiam poveikiui, yra sužadinamos paviršinės bangos.

Dėl įvairių savybių praktikoje dažniausiai naudojami keli iš šių keitiklių. Keitiklio tipas dažniausiai parenkamas, atsižvelgiant į naudojimo būdą. Moksliniams tyrimams dažniau naudojami, tie kurių efektyvumas mažas ir siauras dažnių juostos plotis, bet šie keitikliai būtų blogas pasirinkimas norint naudoti signalų apdorojime [9].

Vieni pirmųjų keitiklių, kurie pradėti plačiau naudoti buvo mechaniniai (pleišto ir šukų formos) 5 pav. a). Pleištinis keitiklis yra padėtas ant garsalaidžio. Ant laisvos pleišto sienelės yra pritvirtintas keitiklis, kuris žadina tūrinę akustinę bangą. Ši banga medžiagoje sklinda tam tikru kampu θ . Tūrinė banga paverčiama į paviršinę ir tuomet ji sklinda medžiagos paviršiumi. Šis keitiklis yra abipusinis. Jis ne tik išspinduliuoja bangą, bet gali ją priimti ir pakeisti į elektrinį impulsą (signalą).

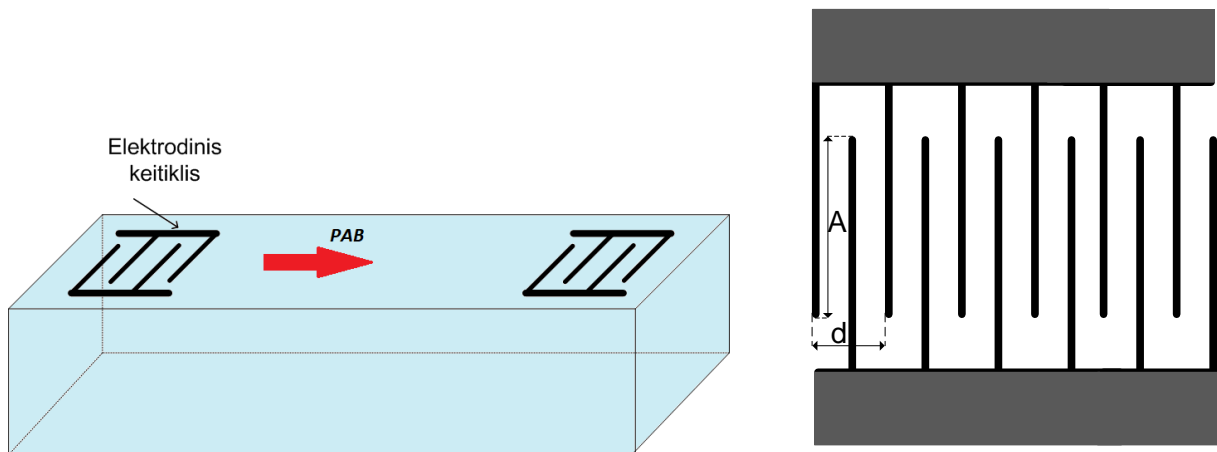
Šukų formos PAB keitiklis pavaizduotas 5 pav. b). Tūrinių bangų keitiklis yra pritvirtintas ant plokštelės. Plokštelės antroji pusė turi šukos formų paviršių, kuris nukreiptas į garsalaidį. Šiuo būdu tūrinė banga geriausiai išspinduliuoja paviršinę bangą.



5 pav. Akustinių bangų sužadinimo būdai (pleišto a) ir šukų b).

Revoliucinis akustoelektronikos ir ypatingai PAB įtaisų vystymasis prasidėjo 1965 m., kai amerikiečių inžinieriai R. White ir F.Volmer PAB sužadinimui ir priėmimui pjezoelektrinėse medžiagose pasiūlė naudoti elektrodinius keitikius [10]. Elektrodinio keitiklio konstrukcija pavaizduota 6 pav. Pagrindiniai keitiklio elementai yra metaliniai elektrodai, pakaitomis sujungti su dviem kontaktinėmis aikštelėmis. Atstumas tarp elektrodų, sujungtų su ta pačia kontaktine aikšte, yra lygus žadinamos PAB bangos ilgiui $d = \lambda$. Elektrinio signalo sąlygotas kintamas potencialų skirtumas sukuria pjezoelektriko paviršiniame sluoksnyje kintamas deformacijas, kurios atkartoja

elektrodinio keitiklio periodiškumą [11]. Šios kintamos deformacijos ir sukelia dvi bėgančias į priešingas puses paviršines akustines bangas. Kadangi viena elektrodo pora transformuoja iš elektrinio į akustinį signalą tik labai nedidelę energijos dalį, apibrėžtą elektromechaninio koeficiento verte, yra naudojama daug elektrodo porų. Kuo silpnesnis yra pjezoelektrinis efektas padėkle, tuo daugiau elektrodo porų reikia efektyviam PAB žadinimui. Elektrodinių porų skaičius tap pat apibrėžia ir keitiklio darbinių dažnių juostos plotį, atvirkščiai proporcingą elektrodinių porų skaičiui. Panašiai elektrodiniai keitikliai priima paviršines akustines bangas, transformuodami PAB signalą į elektrinį signalą [12].



6 pav. Kristalas su paviršinių akustinių bangų keitikliu ir padidintas vaizdas PAB keitiklio.

Elektrodų persiklojimo ilgis A , vadinamas keitiklio apertūra, apsprendžia žadinamojo PAB pluoštelio plotį. Norint žadinti neišplintantį paviršiuje PAB pluoštelį, keitiklio apertūra turi būti žymiai didesnį už PAB bangos ilgį.

Žinant keitiklio parametrus (persiklojimo ilgį A , tarpą tarp elektrodo (periodas) d , ir porų sakičių N), likusius nežinomus elektrodo parametrus galime suskaičiuoti. Pirmiausiai galime suskaičiuoti akustinės bangos rezonansinį dažnį f_0

$$f_0 = \frac{v}{\Lambda} \quad (3.1)$$

Kur v – akustinės bangos greitis, Λ – akustinės bangos ilgis.

Kitas parametras, kurį galime surasti yra praleidžiamų juostos plotis:

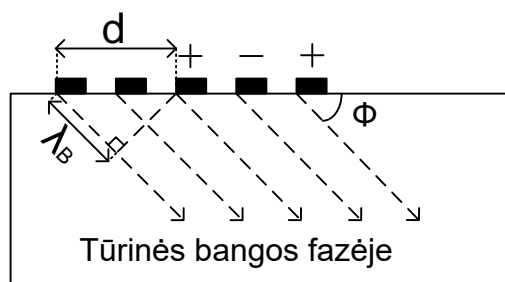
$$\frac{\Delta F}{f_0} \cong \frac{2}{N} \quad (3.2)$$

čia ΔF – praleidžiamų dažnių juostos plotis. Šia išraišką galime šiek tiek pamodifikuoti ir praleidžiamų dažnių juostos plotį gauti per akustinės bangos ilgį:

$$\Delta F \cong \frac{2f_0}{N} = \frac{v}{l} \quad (3.3)$$

kur l – keitiklio ilgis (porų skaičiaus N ir periodo d sandauga)

Tūrinės akustinės bangos gali būti išspinduliuojamos ir elektrodinių keitiklių. Kiekviena elektrodinių keitiklių pora gali būti laikoma tūrinių bangų spinduliavimo šaltiniu, tačiau tik tam tikrais spinduliavimo kampais ϕ , išspinduliuota tūrinė akustinė banga bus stipriausia. Esant šiems kampams tūrinės akustinės bangos susidės fazėje ir jų spinduliavimas bus maksimalus [13]. Kaip matome iš 7-to paveikslo.



7 pav. Tūrinių akustinių bangų žadinimas elektrodiniu keitikliu.

Tūrinės akustinės bangos išspinduliavimo kampas bus lygus:

$$\cos \Phi = \frac{\lambda_B}{d} = \frac{V_B(\Phi)}{fd} \quad (3.4)$$

kur V_B – tūrinių akustinių bangų fazinis greitis išspinduliuotų kampu Φ , d – keitiklio periodas. Kristalo pjūvis ir pjezoelektrinės konstantos lems tūrinių akustinių bangų spinduliavimo efektyvumą į kristalo tūrį. Keitiklių elektrodai ir kontaktinės aikštelės paprastai gaminami iš plonos aliuminio ar vario plėvelės, naudojant fotolitografijos technologiją. Kitas svarbus aspektas yra pasirinkti tinkamas medžiagas. Norint gauti efektyvų žadinimą, medžiagoms yra svarbios šios savybės : PAB sklidimo greitis, temperatūrinis vėlinimo laikas bei elektromechaninio ryšio koeficientai. Tinkamiausios medžiagos yra kvarcas, ličio tantalatas LiTaO_3 ir ličio niobatas LiNbO_3 . Galima naudoti ir nepjezoelektrines medžiagas, bet tokiu atveju reiktų medžiagos paviršių padengti pjezoelektrinės medžiagos sluoksniu (pvz., cinko oksidu) [14].

4. Fotoelastinis efektas

Medžiagos optinių savybių (lūžio rodiklio) kitimas veikiant deformacijai vadinamas fotoelastiniu efektu. Akustooptinės sąveikos pagrindas yra dinaminis fotoelastinis efektas, kai periodiškai kintanti mechaninė deformacija, sukelta akustinės bangos, sukuria periodinius laike kintančius medžiagos optinių savybių kitimus.

Fotoelastinis efektas tradiciškai yra apibrėžiamas kaip atvirkštinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus elementų pokytis ($\Delta\eta_{ij}$), sukeltas kūno deformacijos [15]:

$$\eta_{ij}(S) = \eta_{ij} + \Delta\eta_{ij}(S) = \eta_{ij} + \sum_{k,l} p_{ijkl} S_{kl} \quad (4.1)$$

kur (η_{ij}) yra atvirkštinės dielektrinės skvarbos tenzorius ir apibrėžiamas $\eta_{ij} = (\epsilon/\epsilon_0)^{-1}$. S_{kl} yra antro rango deformacijos tenzorius, p_{ijkl} - fotoelastinio tenzoriaus komponentės. Tai yra ketvirtojo rango tenzorius. Kadangi $\eta_{ij} = \eta_{ji}$ ir $S_{kl} = S_{lk}$, tai fotoelastinis tenzorius p_{ijkl} yra simetrinis, vadinamas i ir j bei k ir l indeksus galima tarpusavyje sukeisti vietomis. Indeksų simetrija leidžia sumažinti tenzoriaus p_{ijkl} nepriklausomų elementų skaičių.

$p_{ijkl} = p_{jikl} = p_{ijlk} = p_{jilk} = p_{\alpha\beta}$, kur α ir $\beta = 1, 2, \dots, 6$

Bet reikia paminėti, kad $p_{\alpha\beta} \neq p_{\beta\alpha}$, iš to išplaukia:

$$\eta_{\alpha}(S) = \eta_{\alpha} + \Delta\eta_{\alpha}(S) = \eta_{\alpha} + \sum_{\beta} p_{\alpha\beta} S_{\beta} \quad (4.2)$$

kur deformacijos tenzoriaus elementai S_{β} nusakomi:

$$S_1 = S_{xx}, S_2 = S_{yy}, S_3 = S_{zz}, S_4 = 2S_{yz}, S_5 = 2S_{zx}, S_6 = 2S_{xy}, \quad (4.3)$$

Daugyba iš dviejų indeksuose atsiranda, todėl kad sumuojasi tarpusavyje lygūs nariai su sukeičiamais vietomis indeksais. Panašiai kaip elektrooptinis Kero efektas, fotoelastinis efektas egzistuoja visose medžiagose įskaitant ir centro atžvilgiu simetriškus kristalus ir izotropines medžiagas. Žemiau pavaizduota ličio niobato fotoelastinių koeficientų matrica, kurios koeficientai bedimensiniai [16]:

$$p_{ik} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{13} & p_{13} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{41} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{41} & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

Kai deformacijos terpėje yra sukliamos akustinės bangos, toks reiškinys yra vadinamas akustooptiniu. 1921m. pirmasis teoriškai tai numatė prancūzų mokslininkas Brillouin. Jau po keliolikos metų 1932m. amerikiečių mokslininkai Debye ir Sears bei prancūzų mokslininkai Lucas

ir Biquard eksperimentiškai stebėjo šviesos difrakciją akustinėmis bangomis. Fenomenologiškai šis efektas aprašomas atvirkštinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus $\Delta\eta_{ij}$ kitimu, sklindant akustinei bangai [17].

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{k=1}^6 p_{ik} S_k \quad (4.5)$$

Medžiagoje, kurioje fotoelastinis efektas yra izotropinis:

$$\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} = pS \quad (4.6)$$

$$\frac{n_0^2 - n^2}{n^2 n_0^2} = pS \quad (4.7)$$

$$\frac{(n_0 - n)(n_0 + n)}{n^2 n_0^2} = pS \quad (4.8)$$

Kadangi Δn pokytis labai mažas, galime užrašyti:

$$\frac{-\Delta n \cdot 2n_0}{n_0^4} = pS \quad (4.9)$$

Ir gauname

$$\Delta n = -\frac{n_0^3}{2} pS \quad (4.10)$$

Minuso ženklas reiškia, kad teigiama deformacija (plėimasis) sukelia lūžio rodiklio sumažėjimą. Kai akustinė banga sklinda optiškai skaidrioje terpėje, dėka foto elastingo efekto, ji sukuria periodinę medžiagos lūžio rodiklio kitimą.

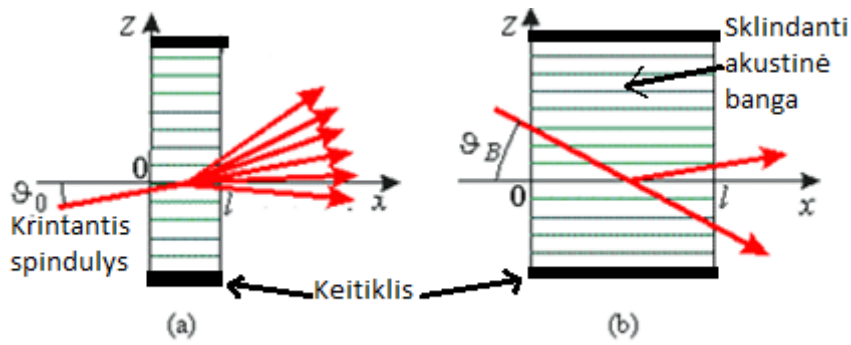
$$\Delta n = -\frac{n_0^3}{2} pS \cos(\Omega t - Kx) \quad (4.11)$$

kur n_0 – medžiagos lūžio rodiklis, Ω – akustinės bangos dažnis, K – banginis skaičius. Taigi medžiagoje turėsime laike kintantį lūžio rodiklį, atkartojantį akustinę bangą:

$$n(x, t) = n_0 - \Delta n \cos(\Omega t - Kx) \quad (4.12)$$

Šviesai tai reiškia lūžio rodiklio (fazinės) gardelės judėjimą akustinės bangos greičiu. Kadangi šviesos greitis yra apie 10^5 kartų didesnis negu garso bangos, tai šviesa praktiškai „mato“ nejudančią fazinę gardelę [18].

Teorija numato du difrakcijos režimus: Ramano–Nato (Raman-Nath) režimą, kuris apibūdinamas difrakcija į daug eilių (8 pav. a) ir Brego režimą, kai stebima viena difrakcijos eilė (8 pav. b).



8 pav. Ramano-Nato (a) bei Brego (b) šviesos difrakcijos režimai.

Kad atskirti šiuos difrakcijos režimus, įvedamas bedimensinis parametras Q :

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{\Lambda^2} \quad (4.13)$$

kur λ – šviesos bangos ilgis medžiagoje, L – akustinio pluoštelio plotis, Λ – akustinės bangos ilgis. Kai Q yra mažiau už vienetą, turime Ramano-Nato režimą. Akustinės bangos dažnis yra santykinai mažas (didelis bangos ilgis Λ) – dešimčių megahercų eilės ir akustinis pluoštelis yra siauras. Režimas, kai Q daugiau už vienetą vadinamas Brego režimu. Šiuo atveju akustinės bangos dažniai yra dideli (šimtai megahercų) ir akustinio pluoštelio plotis yra storas.

Kadangi ličio niobatas ir ličio tantalatas yra pjezoelektrikai tai juose sklindant akustinei bangai susidaro ir ją lydintis elektrinis laukas [19]. Šis atsiradęs elektrinis laukas gali taip pat keisti medžiagos lūžio rodiklį, tai tiesinis elektrooptinis arba Pokelso efektas. Šis elektrinis laukas pergrupuoja elektronų būsenas medžiagos atomuose bei molekulėse ir tai sukelia atvirkštinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus pokyčius:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij}E_j \quad (4.14)$$

kur r_{ij} yra elektrooptinis tenzorius, $j = 1, 2, 3$ ir i kina nuo 1 iki 6.

Šis reiškinys buvo atrastas A.Pokelso 1893m. Ir buvo pavadintas jo vardu. Pokelso efektas skiriasi nuo kvadratinio elektrooptinio (Kero) efekto, tuo kad lūžio rodiklio pokytis yra proporcingas elektrinio lauko stripiui, kai Kero efekte jis yra proporcingas lauko kvadratui [20]. Ličio niobato ir ličio tantalato elektrooptinių tenzorių matrica pateikta žemiau.

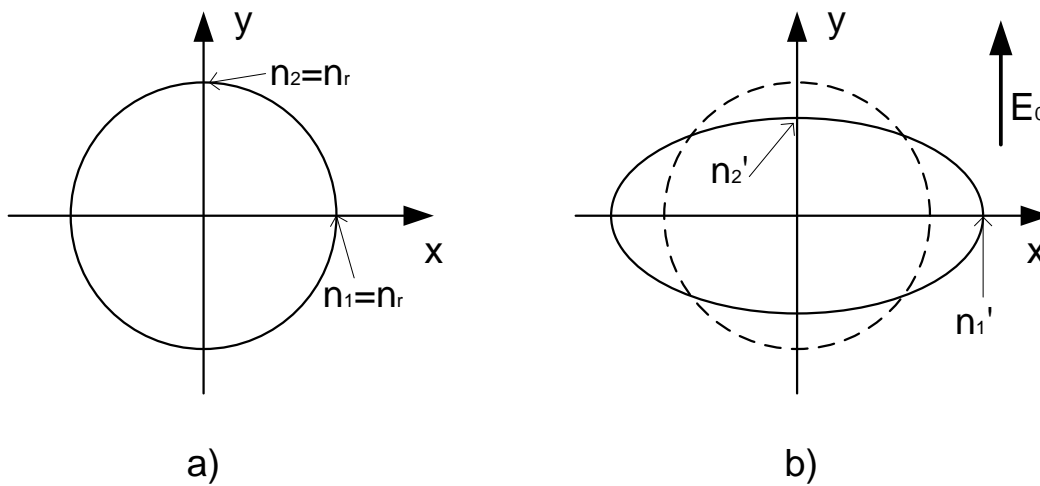
$$\begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

Tarkime turime Ličio niobato kristalą ir šviesos spindulį sklindantį per kristalo optinę ašį (z ašį). Šviesos lūžio rodiklis bet kokiai poliarizacijai bus vienodas ir matys tą patį lūžio rodiklį $n_1=n_2$ (9 pav.a) Jeigu kristale lygiagrečiai y ašiai prijungiame elektrinį lauką, tuomet šviesos spindulys sklinda kaip dvi ortogonalios poliarizuotos bangos. Šiuo atveju bangos jau matys skirtingus lūžio rodiklius $n_1 \neq n_2$ (9 pav.b). Taigi šviesa sklindanti išilgai ličio niobato z ašies kryptimi turės dvejopą šviesos lūžio rodiklį, kuris atsiranda dėl elektrinio lauko. Šiuos skirtingus lūžio rodiklius galime užrašyti:

$$n_1' = n_1 + 0,5n_1^3 r_1 E_0 \quad (4.16)$$

$$n_2' = n_2 + 0,5n_1^3 r_2 E_0 \quad (4.17)$$

kur r_1 ir r_2 yra atitinkamai elektrooptiniai koeficientai.



9 pav. Optinės indikatrės skerspjūvis be elektrinio lauko a) ir su elektriniu lauku b).

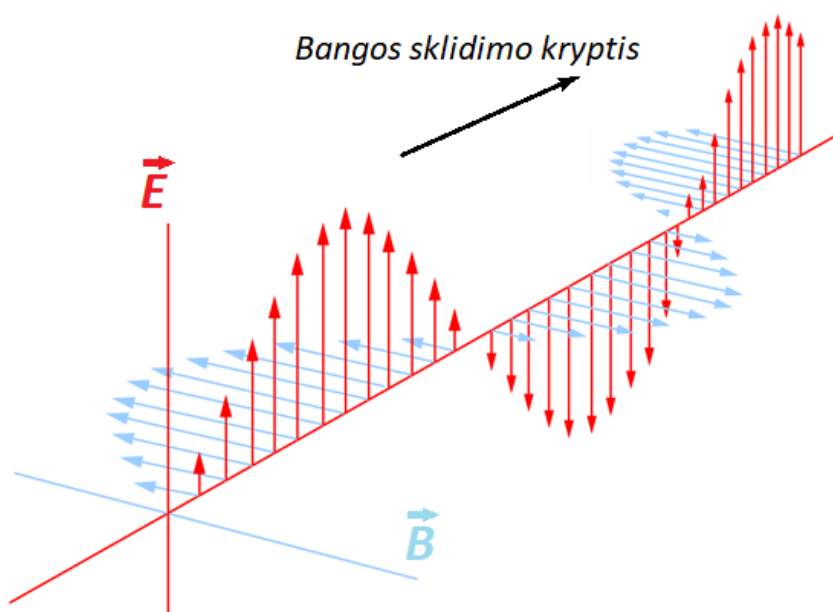
5. Šviesos poliarizacija

Šviesa yra skersinė elektromagnetinė banga. Šviesos sklidimas optiškai anizotropinėse aplinkose turi savo ypatumus. Nukreipus į kristalą tam tikra pasirinkta kryptimi natūralią šviesą, kristale sklinda dvi tiesiškai poliarizuotos to paties dažnio bangos, kurių greičiai skiriasi (skirtingi lūžio rodikliai). Šviesa, sakoma yra tiesiškai poliarizuota, jei virpesiai sklinda viena kryptimi. Dauguma šviesos šaltinių gamtoje yra nepoliarizuotos šviesos, kitaip sakant šviesą sudaro daugybė virpesių svyravimų įvairiomis kryptimis (10 pav.).

Šviesa gali būti poliarizuota, jai praeinant pro tam tikrą medžiagą, kuri vadinama poliarizatoriumi, kurį 1938 m. Išrado Edwin Herbert Land. Medžiaga poliarizatoriaus viduje praleidžia tik tam tikro krypties poliarizuotą šviesą, o kitų krypčių šviesa sugerama [21].

Tarkime į poliarizatorių, kuris praleidžia y kryptimi šviesą, krenta z krypties šviesos spindulys. Vidutiniškai pusė kritusios šviesos yra x poliarizacijos o kita pusė yra y poliarizacijos. Taigi yra perduoda pusė šviesos intensyvumo ir praėjusi šviesa bus tiesiškai poliarizuota y kryptimi.

Taip pat nuo poliarizacijos (elektrinio vektoriaus) krypties, priklausys kokia šviesa krinta kristale. Kitas svarbus faktorius yra vyriausioji kristalo plokštuma, tai plokštuma tarp optinės kristalo ašies ir šviesos spindulio sklidimo krypties. Žinant šiuos du aspektus mes galime žinoti kokia šviesa krinta į kristalą. Jeigu lazerio elektrinio vektoriaus virpesiai yra statmeni vyriausiajai plokštumai, turime paprastąjį spindulį (n_o), o jei virpesiai lygiagretūs vyriausiajai plokštumai turime nepaprastąjį spindulį (n_e) [22].



10 pav. Elektromagnetinės bangos svyravimai

5.1. Maliaus dėsnis

Tarkime turime antrąją dalį poliarizatoriaus, kurios praleidžiamumo kryptis sudaro kampą su pirmąja dalimi. Šviesos vektorius E tarp poliarizatorių gali būti išskaidytas dviem komponentėm, viena lygiagreti, o kita statmena antrojo poliarizatoriaus atžvilgiu. (11 pav.) Jeigu pavadiname kryptį perdavimo antrojo poliarizatoriaus y' :

$$E_{x'} = E \sin \theta \quad \text{ir} \quad E_{y'} = E \cos \theta \quad (5.1.1)$$

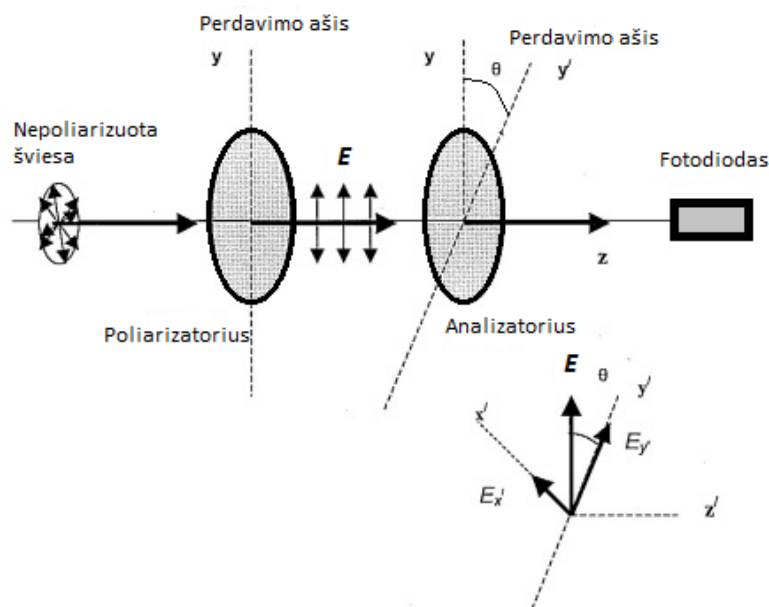
Tik antroji y' komponentė bus perduota antrojo poliarizatoriumi. Šviesos intensyvumas bus proporcingas elektrinio lauko amplitudės kvadratui. Taigi, intensyvumas praėjęs abudu poliarizatoriumi gali būti aprašytas kaip :

$$I(\theta) \cong E_{y'}^2 = E^2 \cos^2 \theta \quad (5.1.2)$$

Jeigu $I_0 \cong E^2$ yra intensyvumas tarp dviejų poliarizatorių, tai intensyvumas išspinduliuotas pro juos abu būtų :

$$I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta \quad (5.1.3)$$

Šis lygis geriau žinoma kaip E.L. Maliaus (Malus) dėsnis po to kai jis jį atrado. Jis taikomas bet kokiems dviem poliarizacijos elementams, kurių perdavimo kryptis tarpusavyje sudaro tam tikrą kampą. Kai du poliarizacijos elementai yra padedami į šviesos spindulį, pirmasis vadinamas poliarizatoriumi, o antrasis analizatoriumi [23]. Jeigu poliarizatoriumi ir analizatoriumi bus sukryžiuoti taip, kad jie sudarytų 90° kampą, tai jokia šviesa nebus pralaidžiama.



11 pav. Du poliarizatoriai, kurių perdavimo ašys tarpusavyje sudaro kampą θ .

5.2. Atspindžio – Briusterio kampas

Skaitykime nepoliarizuota šviesa krinta į paviršių skiriančią orą ir stiklą ar orą ir vandenį. Aprašykime kritimo paviršių, kur kritimo, atspindžio ir lūžio spinduliai krinta kaip į normalų paviršių. Kai šviesa yra atsispindima nuo plokščio paviršiaus, atspindėta šviesa yra iš dalies poliarizuota. Tai yra dėl to fakto, kad šviesos atsispindėjimas $R = (\text{atsipindėjimo intensyvumas}) / (\text{kritimo intensyvumas})$ priklauso nuo pačios poliarizacijos. Poliarizacijos laipsnis priklauso nuo kritimo kampo ir šviesos lūžio rodiklių abiejų terpių.

Atspindžiui tarp oro ir stiklo terpėse (oro lūžio rodiklis n_1 ir stiklo lūžio rodiklis n_2), Fresnelio lygtis duoda atspindžio koeficientus r_{\parallel} , r_{\perp} :

$$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (5.2.1)$$

ir

$$r_{\parallel} = \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \quad (5.2.2)$$

kur θ_1 kritimo kampas, o θ_2 atitinkamai atspindžio kampas.

Tai r_{\parallel} ir r_{\perp} nurodo atspindžio koeficientus poliarizuotai šviesai, kurios poliarizacijos kryptis lygiagreti kritimo plokštumai ir statmena kritimo plokštumai [24]. Atspindžio koeficientas R (lygiagretus ar statmenas) yra aprašomas kaip atitinkamo atspindžio koeficiento kvadratas: $R_{\parallel} = r_{\parallel}^2$, $R_{\perp} = r_{\perp}^2$.

Kampas θ_2 nėra išmtuotas eksperimentiškai tai turi būti išvestas iš Snelijaus dėsnio:

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \frac{n_1}{n_2} \quad (5.2.3)$$

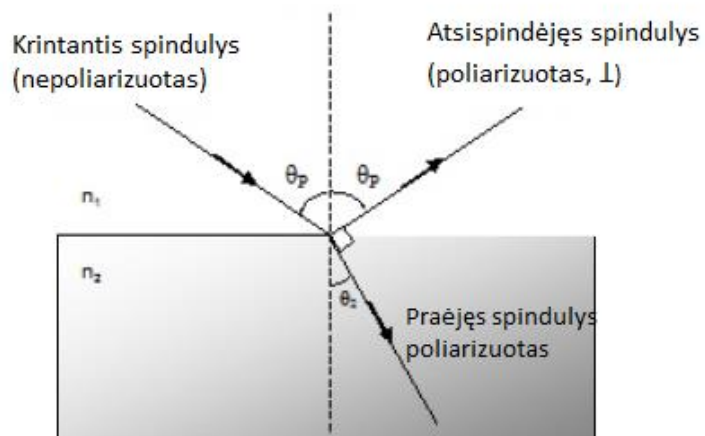
12-tame paveiksle pavaizduota, kai nepoliarizuota šviesa krenta tam tikru poliarizacijos kampu θ_p , kurio atsispindėjusi šviesa yra visiškai poliarizuota, o jos elektrinio lauko vektorius E statmenas kritimo plokštumai. Krintančios bangos elektrinis lauko vektorius E gali būti išskaidytas į dvi komponentes: statmeną ir lygiagrečią kritimo plokštumai.

Be to kai $R_{\parallel} = 0$, tai $n_1 \cos \theta_1 = n_2 \cos \theta_2$, tai išplaukia iš Briusterio kampo (atspindžio kampo) apibrėžimo.

$$\tan \theta_p = \frac{n_2}{n_1} \quad (5.2.4)$$

kur θ_p yra kritimo kampas nepoliarizuotos šviesos, kuri atsispindėjusi tampa visiškai poliarizuota ir poliarizacija yra statmena kritimo plokštumai.

Kai kritimo kampas nepoliarizuotos šviesos yra θ_p , atsispindėję ir praėję spinduliai yra skirtingų poliarizacijų.



12. pav. Nepoliarizuotas šviesos kritimas poliarizacijos kampu.

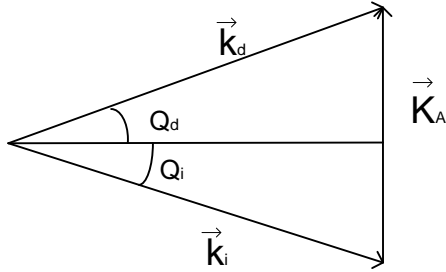
6. Šviesos difrakcija anizotropinėse terpėse

Akustooptinę sąveiką galima paaiškinti naudojantis korpuskuline-bangine šviesos ir garso prigimtimi. Krintanti šviesa gali būti laikoma fotonų srautu, turinčių energiją $\hbar\omega_i$ ir impulsą $\hbar\mathbf{k}_i$, o akustinė banga suprantama kaip fononai su savo impulsu $\hbar\mathbf{K}_a$ ir energija $\hbar\Omega_a$. Sąveikos metu turi būti išlaikomi impulso ir energijos tvermės dėsniai:

$$\hbar\mathbf{k}_i \pm \hbar\mathbf{K}_a = \hbar\mathbf{k}_d \quad (6.1)$$

$$\hbar\omega_i \pm \hbar\Omega_a = \hbar\omega_d \quad (6.2)$$

kur $\hbar = h/2\pi$ – redukuota Planko konstanta, \mathbf{k}_i ir \mathbf{k}_d – krintančios ir difragavusios šviesos banginiai vektoriai, \mathbf{K}_a – akustinės bangos banginis vektorius, ω_i ir ω_d – krintančios ir difragavusios šviesos ciklinis dažnis, Ω_a – akustinės bangos ciklinis dažnis. Tokiu būdu akustooptinę difrakciją galima atvaizduoti tokia banginių vektorių diagrama (13 pav.).



13 pav. Banginių vektorių diagrama vykstant difrakcija izotropiniame kristale.

Pasinaudodami banginių vektorių diagrama, galime lengvai apskaičiuoti šviesos kritimo θ_i ir difrakcijos θ_d kampus [25]. Šis visas išvedimas buvo pritaikytas pagrindinių studijų moksliniame darbe. Šis darbas tęstinis, dėl to išvedimas nebus dar kartą vaizduojamas, o tik pasinaudota galutinėmis vertėmis ir rezultatais. Visi šie skaičiavimai yra svarbūs, nes naudojamos panašios medžiagos ir priemonės. Darbuose naudoti ličio niobato ir ličio tantalato kristalai. Esminis skirtumas tarp šių medžiagų yra n_e ir n_o šviesos lūžio rodikliai. Ličio tantalate n_e ir n_o skirtumas ir vos 0,005, o ličio niobate šis skirtumas yra 0,09. Vadinasi akustinės bangos dažnis, tuo pačiu ir akustinės bangos banginis vektorius (\mathbf{K}_a) turi būti žymiai didesnis vykstant akustooptinei difrakcijai ličio niobate. Skačiavimai buvo pradėti kai kritimo ir difrakcijos kampai vienodi.

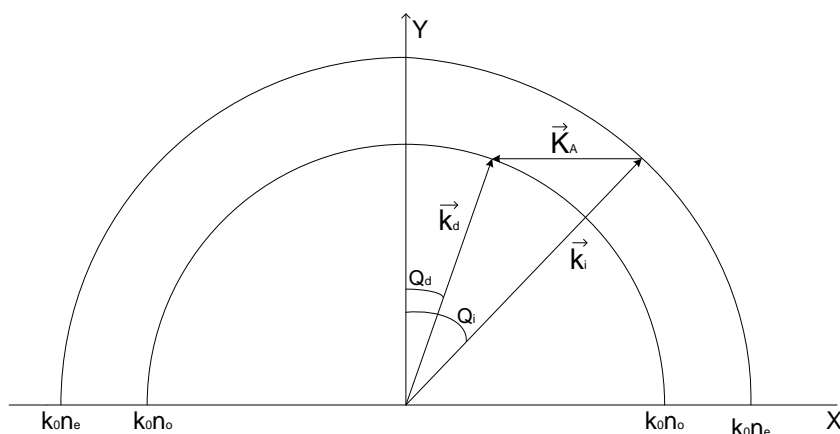
$$\sin \theta_d = \sin \theta_i = \frac{K}{2} : k_i = \frac{K}{2} : k_d \quad (6.3)$$

kur $k_i = k_d = 2\pi n / \lambda_0 = k_0 n$, $K_a = 2\pi / \Lambda$, λ_0 – šviesos bangos ilgis vakuume, n – medžiagos lūžio rodiklis, Λ – akustinės bangos ilgis.

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2n\Lambda} = \frac{\lambda_0 f}{2nv} \quad (6.4)$$

kur f – akustinis bangos dažnis, v – akustinės bangos ilgis. Vykstant difrakcijai izotropinėje medžiagoje kritusios ir difragavusios šviesos lūžio rodiklis nepakinta – tai yra nepakinta difragavusios šviesos poliarizacija kritusios atžvilgiu.

Kitaip bus vykstant difrakcijai anizotropiniame kristale (14 pav.) Šiuo atveju kritusios ir difragavusios šviesos lūžio rodikliai bus skirtingi, taigi bus skirtingi ir banginiai vektoriai $k_i \neq k_d$.



14 pav. Banginių vektorių diagrama vykstant anizotropinei difrakcijai YX plokštumoje.

Difragavusi šviesa bus kitokios poliarizacijos negu kritusi, tačiau lūžio rodikliai nepriklauso nuo šviesos sklidimo krypties. Norėdami apskaičiuoti šviesos kritimo θ_i ir difrakcijos θ_d kampus pasinaudosime (14 pav.) pavaizduota banginių vektorių diagrama [20]. Šiuo atveju taip pat turi būti išlaikomas impulso ir tvermės dėsnis:

Akustinės bangos ilgį išsireiškę per bangos greitį ir dažnį turime:

$$\sin \theta_d = \frac{\lambda_0 f}{2v n_d} \left[1 - \frac{v^2}{f^2 \lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right] \quad (6.5)$$

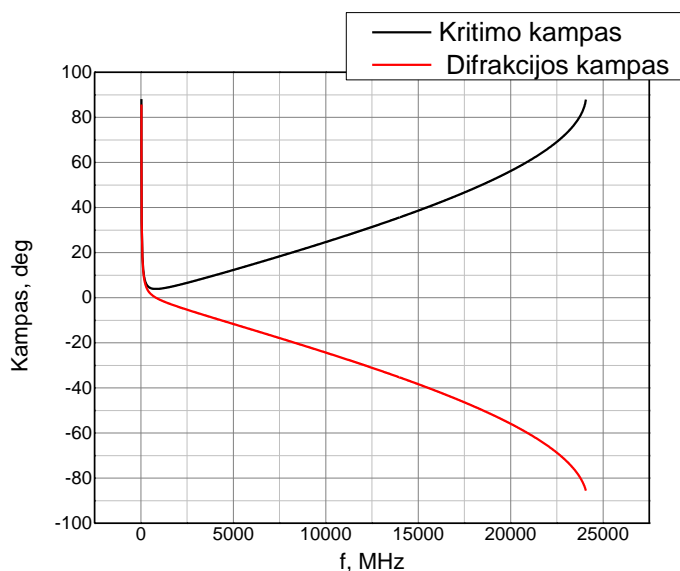
Panašiu būdu suskaičiuojame ir šviesos kritimo kampą θ_i :

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0 f}{2v n_d} \left[1 + \frac{v^2}{f^2 \lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right] \quad (6.6)$$

Matome, kai kritusios šviesos lūžio rodiklis (n_i) yra lygus difragavusios šviesos lūžio rodikliui (n_d) formulė (6.6) bus tapati formulei aprašančiai difrakciją izotropinėje terpėje (6.4).

Apskaičiuotos šviesos kritimo θ_i ir difrakcijos θ_d kampų priklausomybės pavaizduotos 15 pav. Skaičiavimuose panaudotos ličio tantalato lūžio rodiklių vertės:

$$n_i = 2,18; \quad n_d = 2,175; \quad \lambda = 0,632 \mu\text{m} \quad \text{ir} \quad v = 3510 \text{ m/s.}$$

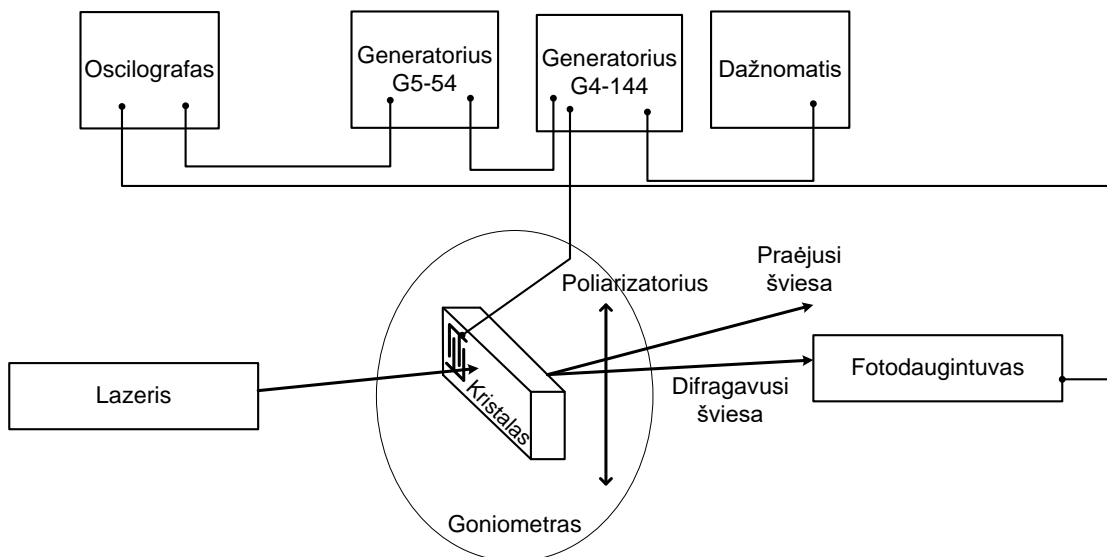


15 pav. Teorinės šviesos kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio.

Mažiausias akustinis dažnis atitinkantis kolinearį difrakciją (kai kritusios, difragavusios ir akustinės bangos banginiai vektoriai yra lygiagretūs ir toje pačioje tiesėje, šiuo atveju išilgai X ašies) yra lygus 27,6 MHz, kai kritęs ir difragavęs spindulys yra tame pačiame ketvirtyje. Kitas kolinearos difrakcijos atvejis – kai kritusi ir difragavusi šviesa yra skirtinguose ketvirčiuose, bus išpildomas, kai $f = 24,1$ GHz [1].

7. Eksperimentas

Darbe buvo tirta akustooptinė difrakcija įvairių pjūvių LiNbO_3 ir LiTaO_3 kristaluose. Tūrinės akustinės bangos sužadinamos elektrodiniais keitikliais uždėtais ant kristalo paviršiaus. Sąveikaujant akustinei ir šviesos bangoms, stebima šviesos difrakcija nuo periodinės lūžio rodiklių gardelės, sukurtos akustinės bangos. Eksperimento darbo schema pavaizduota (16 pav.).



16 pav. Eksperimentinė darbo schema.

Eksperimento metu buvo tirti ličio niobato ir ličio tantalato kristalai. Tiriamieji kristalai skirtinguose etapuose buvo keičiami ant goniometro. Kristalai buvo dedami ant goniometro, kurio pagalba matuojama šviesos kritimo ir difrakcijos kampai. Tūrinė akustinė banga yra sužadinama paduodant įvairios trukmės radijo impulsus iš aukšto dažnio generatoriaus G4-144 į paviršinių akustinių bangų (PAB) keitiklį. Radijo impulsai formuojami naudojant impulsinį generatorių G5-54. Šis generatorius taip pat skirtas sinchronizuoti oscilografą. Paduodamo radijo impulso ir difragavusios šviesos signalai, kurie registuojami fotodaugintuvu, stebimi oscilografo TDS 2024B ekrane. Aukšto dažnio generatoriaus generuojamas dažnis matuojamas dažnomačiu MS 6100. Poliarizatorius naudojamas įsitikinti, kad difragavusios šviesos poliarizacija pasikeitė. Eksperimente naudojamas tiesiškai poliarizuotos šviesos šaltinis – helio neono lazeris JDSU 1122P, kurio bangos ilgis $0,6328 \mu\text{m}$.

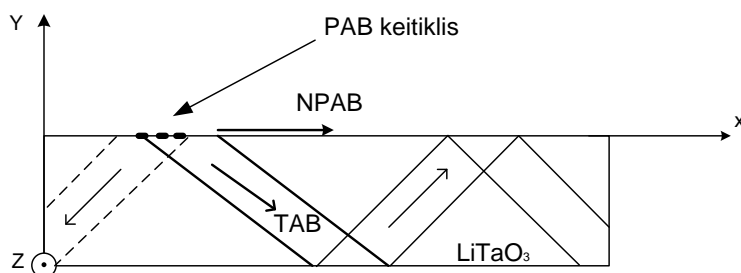
Bandiniai:

Tyrimuose naudoti LiNbO_3 (ZX ir YX pjūvių) ir LiTaO_3 (YX pjūvio) kristalai. Tūrinėms akstinėms bangoms sužadinti kristalų paviršiuje fotolitografijos būdu buvo suformuoti įvairių periodų elektrodiniai keitikliai, kurių parametrai pateikti 2-oje lentelėje

2 lentelė. Elektrodinių keitiklių parametrai.

Apertūra, mm	Periodas, μm	Porų skaičius
4,06	370	40
4,6	108	20
1,87	120	15
1,87	60	15
1,87	32	15
1,95	40	20
1,3	24	75

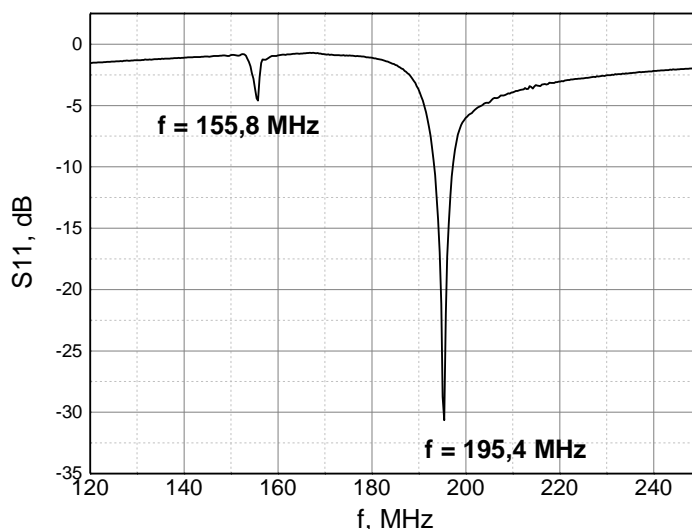
Bandinys su elektrodiniu keitikliu ir akustinės bangos sklidimu kristale pavaizduotas 17 paveiksle.



17 pav. Tūrinės akustinės bangos sklaidimas YX- LiTaO_3 kristale. TAB – tūrinė akustinė banga, NPAB - nuotėkio paviršinė akustinė banga.

Ličio niobato ir ličio tantalato lūžio rodikliai paprastajai ir nepaprastajai šviesai, raudonai šviesai ($\lambda=0,63\mu\text{m}$) yra atitinkamai: ličio niobato $n_o = 2,286$ ir $n_e = 2,203$ bei ličio tantalato $n_o = 2,175$ ir $n_e = 2,18$ [26].

Keitiklių rezonansiniai dažniai buvo nustatyti išmatavus keitiklių atspindžio koeficientus grandinių analizatoriumi. Tipinė S11 priklausomybė nuo dažnio YX- LiNbO_3 kristalui pavaizduota 18 pav.

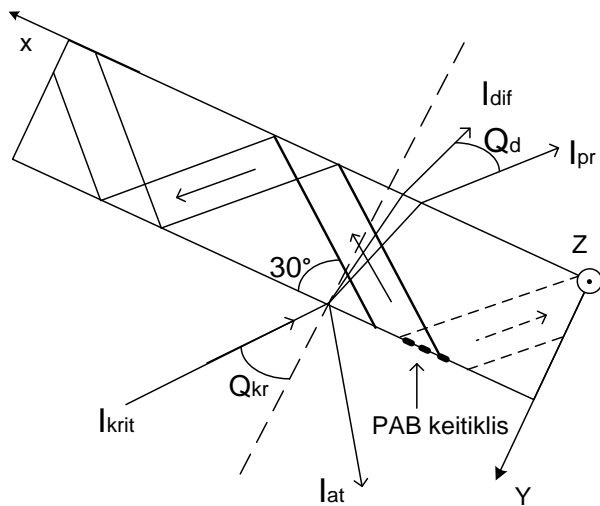


18 pav. Elektrodinio keitiklio atspindžio koeficiento (S_{11}) priklausomybė nuo dažnio (YX-LiNbO₃, $d=24\mu\text{m}$).

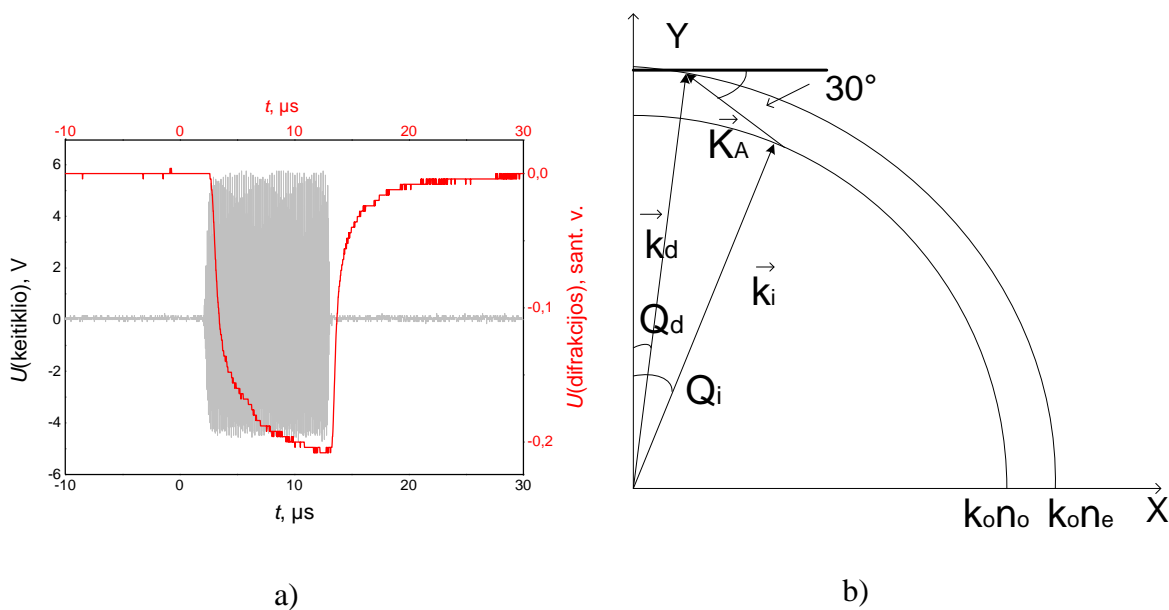
Matome du rezonansinius dažnius. Dažnis 155,8 MHz atitinka Reilėjaus paviršinių akustinių bangų dažnį, o dažnis 195,4 MHz atitinka nuotėkio akustinių bangų dažnį. Žinodami sąryšį tarp akustinės bangos dažnio, keitiklio periodo ir greičio ($V = d \cdot f$), galime apskaičiuoti Reilėjaus ir NPAB greičius. Gauname, kad $V_R = 3739$ m/s ir $V_N = 4680$ m/s. Šios greičių vertės gerai sutampa su greičių vertėmis pateiktomis literatūroje: $V_R = 3760$ m/s ir $V_N = 4640$ m/s [27]. Analogiškai buvo ištirti visi kristalai su skirtingų periodų šukomis ir nustatyti rezonansiniai dažniai. Pavyzdžiui YX-LiTaO₃ kristalui Reilėjaus banga sužadinama ties 129,9 MHz dažniu, o nuotėkio paviršinė akustinė banga esant 168,4 MHz, kai keitiklio periodas yra tas pats (24 μm). Apskaičiuoti greičiai yra $V_R = 3117$ m/s ir $V_N = 4041$ m/s. Šios greičių vertės gerai sutampa su greičių vertėmis pateiktomis literatūroje: $V_R = 3150$ m/s ir $V_N = 4080$ m/s [27].

7.1. Šviesos difrakcija LiTaO₃ kristaluose

- a) Šviesa krinta į ZX plokštumą (difrakcija vyksta YX plokštumoje). Eksperimentinė schema parodyta 19-ame paveiksle.



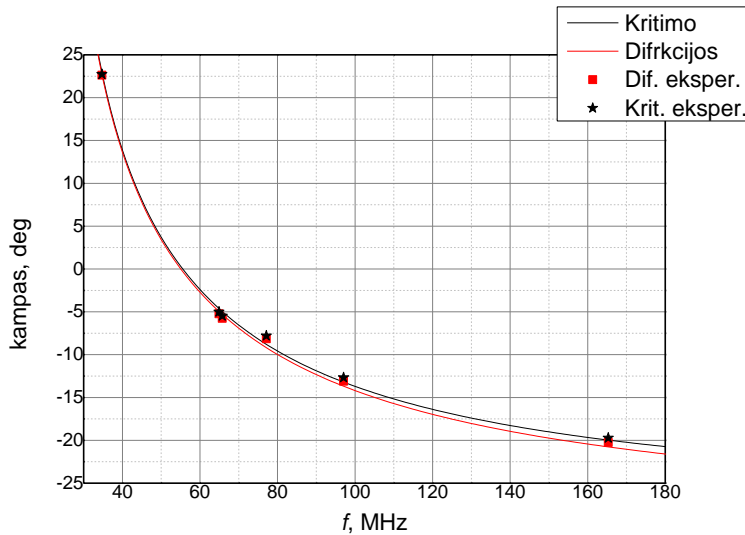
19 pav. Šviesos ir akustinių bangų sklidimas YX-LiTaO₃ kristale.



20 pav. Paduodamo į keitiklį radijo impulso ir difragavusios šviesos oscilogramos a), banginių vektorių diagrama b). \mathbf{K}_A – akustinės bangos banginis vektriuis, \mathbf{k}_i ir \mathbf{k}_d – atitinkamai kritusios ir difragavusios šviesos banginiai vektoriai.

Į kristalą krintanti poliarizuota šviesa difraguoja nuo tūrinės akustinės bangos sukurtos lūžio rodiklių gardelės. 20 pav. pavaizduotas oscilgrafo ekrane stebimas difragavusios šviesos signalas ir į keitiklį paduodamo radijo impulsas (a) ir banginių vektorių diagrama (b). Kristalo YX plokštumoje abu lūžio rodikliai nepriklauso nuo šviesos sklidimo krypties. Krintant paprastajai šviesai (n_o) difragavusi šviesa (n_e) yra pasukta 90° atžvilgiu kritusios šviesos ir difraguoja mažesniu

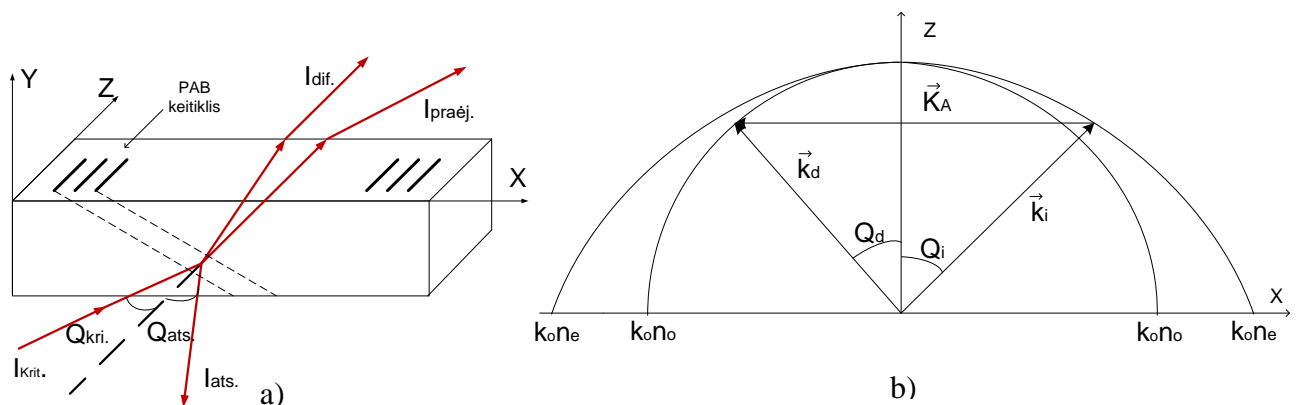
kampu už kritimo kampą. Šviesos poliarizacijos plokštumos pasukimas patikrinamas poliarizatoriaus pagalba. Tūrinė akustinė banga į kristalo tūrį išspinduliuojama 30° kampu. Eksperimente išmatuotos išorinės šviesos spindulių kritimo ir difrakcijos kampų vertės. Šios vertės pasinaudojant Snelijaus dėsnio perskaičiuotos į vidines kristalo kritimo ir difrakcijos kampų vertes. Išmatuotos vidinės kampų vertės kartu su teorinėmis kreivėmis pavaizduotos 21 pav.



21 pav. Šviesos kritimo kampų priklausomybės nuo dažnio. Taškai eksperimentas, kreivės – teoriniai skaičiavimai.

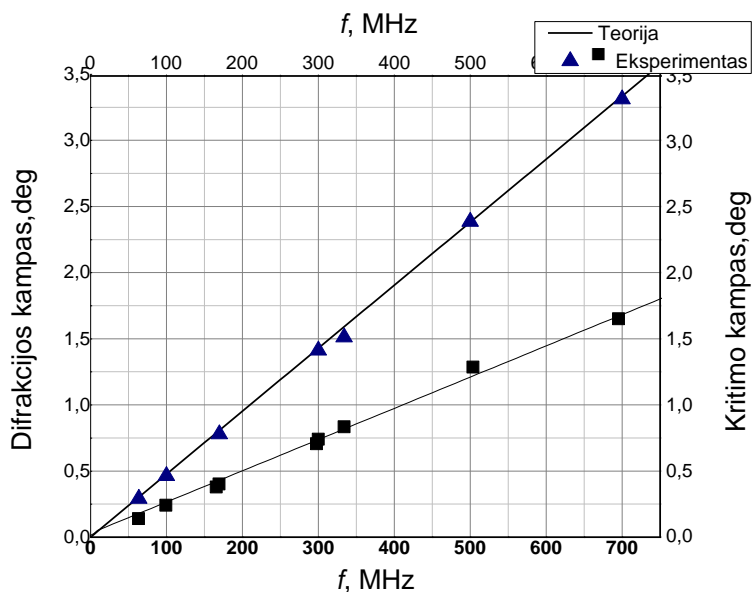
Teorinės kreivės suskaičiuotos naudojant ličio tantalato lūžio rodiklius, šviesos bangos ilgis $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$ ir akustinės bangos greitis $V = 3510 \text{ m/s}$

b) Šviesa krinta į YX kristalo plokštumą, difrakcija vyksta ZX plokštumoje. Eksperimento schema ir banginių vektorių diagrama pavaizduotos 22 pav.



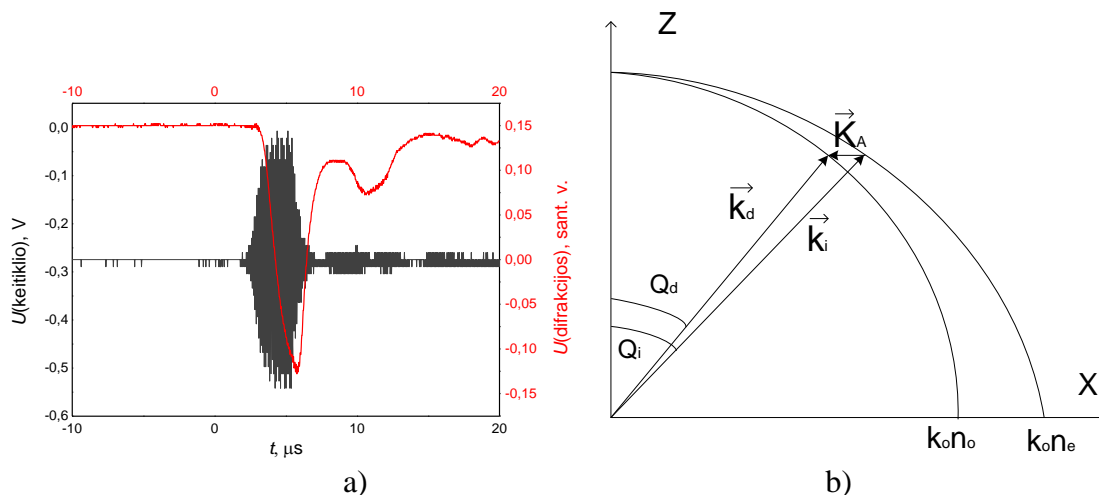
22 pav. Garso ir šviesos sklidimas vykstant difrakcijai ZX plokštumoje a) ir banginių vektorių diagrama b).

Gautos vidinės šviesos kritimo ir difrakcijos kampų vertės kartu su apskaičiuotomis teorinėmis priklausomybėmis nuo akustinės bangos dažnio pavaizduotos 23 pav.



23 pav. Teorinės ir eksperimentinės šviesos difrakcijos ir kritimo kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio.

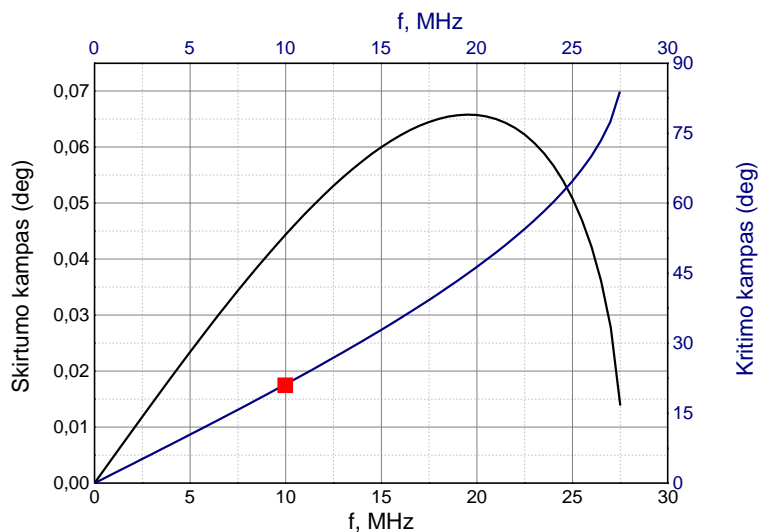
Taip pat buvo išmatuota šviesos kritimo kampo vertė, kai difrakcija vyksta „nepermetant“ kritusio spindulio į kitą ketvirtį. Paduodamo į keitiklį radijo impulso ir difragavusios šviesos oscilogramos kartu su banginių vektorių diagrama pateikta 24 paveiksle.



24 pav. Paduodamo į keitiklį radijo impulso (juoda spalva) ir difragavusios šviesos (raudona spalva) oscilogramos, akustinės bangos dažnis 10,4 MHz a) ir banginių vektorių diagrama b).

Kadangi lūžio rodiklių skirtumas tarp n_o ir n_e ličio tantalate yra labai mažas, kad vyktų anizotropinė difrakcija reikia mažų akustinės bangos dažnių. Maksimalus dažnis būtų 27 MHz, kas atitinka

kolinearią difrakciją, kai šviesa ir garsas sklinda viena kryptimi. Taip pat labai mažas skirtumas tarp difragavusios ir praėjusios šviesos spindulių ($0,065^\circ$ prie 20 MHz). Išmatuotas tik šviesos kritimo kampas prie 10 MHz. Išmatuota vertė kartu su teorine kreive pateikta 25 pav.



25 pav. Kritusios ir difragavusios šviesos kampų skirtumas (juoda kreivė) ir teorinė šviesos kritimo kampo priklausomybė nuo dažnio, vykstant difrakcijai tame pačiame ketvirtyje.

Kaip matome iš grafikų matavimų rezultatai gerai sutampa su teoriniais skaičiavimais, atliktais, kai tūrinės akustinės bangos greičio vertė $V = 3510$ m/s. Jos išsinduliuavimo kampas į kristalo tūrį lygus 30° .

c) Difrakcijos efektyvumas

Ištirtas šviesos difrakcijos efektyvumas vykstant difrakcijai YX ir ZX kristalo plokštumose. Eksperimentas parodė, kad difrakcijos efektyvumas yra skirtingas difraguojant šviesai skirtingose kristalo plokštumose, kai tūrinė akustinė banga išspinduliuojama to paties elektrodingo keitiklio. Difrakcijos efektyvumas nusakomas difragavusios ir krintančios šviesos intensyvumų santykiu.

$$\eta = \frac{I_d}{I_k} = J_m^2 \left(\frac{2\pi L \Delta n}{\lambda} \right) \quad (7.1.1)$$

kur J_m – m-tos eilės Beselio funkcija, L – akustinės ir optinės bangų sąveikos ilgis, λ – šviesos bangos ilgis, Δn - lūžio rodiklio pokytis dėl akustinės bangos sukeltos deformacijos. Esant mažai akustinei galiai, kai Beselio funkcijos argumentas daug mažesnis už vienetą, galime užrašyti:

$$\eta = \left(\frac{2\pi L \Delta n}{\lambda} \right)^2 \quad (7.1.2)$$

Lūžio rodiklio pokytis dėl akustinės bangos sklidimo kristale išreiškiamas taip:

$$|\Delta n_j| = \frac{n^3}{2} p_{ijkl} S_{kl} \quad i,j,k,l = 1,2,3 \quad (7.1.3)$$

kur S_{kl} – deformacijos tenzorius komponentės, n – lūžio rodiklis, p_{ijkl} – fotoelastinio tenzorius komponentės.

S_{kl} – akustinės bangos sukelta deformacija. Deformacija susieta su akustinės bangos intensyvumu I_a sąryšiu:

$$I_a = \frac{1}{2} \rho V^3 |S^2| \quad (7.1.4)$$

kur ρ – yra medžiagos tankis, V – akustinės bangos greitis. Įrašius išraiškas (7.1.4) ir (7.1.3) į lygtį (7.1.2) gauname tokią difrakcijos į pirmą eilę efektyvumo išraišką:

$$\eta = \frac{2\pi^2 L^2}{\lambda^2} \cdot \frac{I_a \cdot n^6 p^2}{\rho V^3} = \frac{2\pi^2 L^2}{\lambda^2} \cdot \frac{P_a \cdot n^6 p^2}{\rho V^3 \cdot \Lambda N A} \quad (7.1.5)$$

kur P_a – akustinės bangos galia, N – keitiklio porų skaičius, A – keitiklio apertūra.

Dydis

$$\frac{n^6 p^2}{\rho V^3} = M \quad (7.1.6)$$

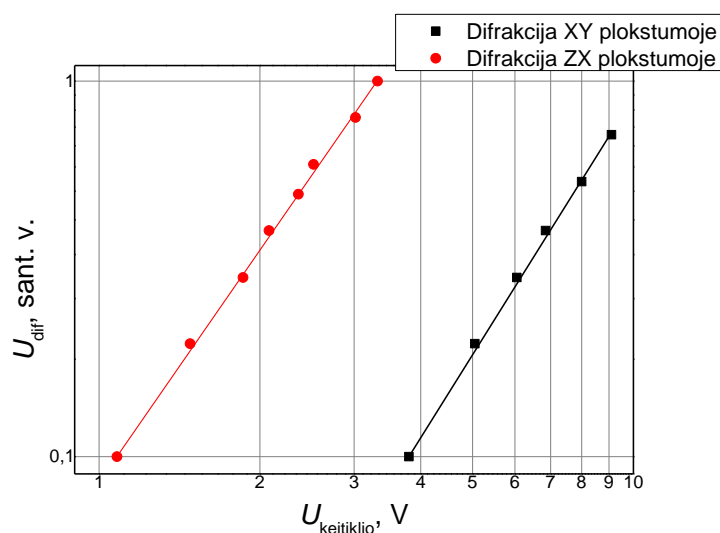
nusako medžiagos difrakcijos efektyvumą. Duotai medžiagai šis dydis (M) nusakomas nevienareikšmiškai, nes jis priklauso taip pat nuo akustooptinės sąveikos geometrijos, bangų sklidimo krypties ir jų poliarizacijos. Kaip matome iš (7.1.6) difrakcijos efektyvumas labai priklauso nuo akustinių bangų greičio (V^3), todėl akustooptinei difrakcijai ieškoma kristalų turinių

mažus garso greičius. Akustinės bangos galia, kristale išspinduliuota keitiklio nusakoma sekančiai [15]:

$$P_a = U^2(8K^2C_T f_0 N) \quad (7.1.7)$$

kur U – keitiklio įtampa, K^2 – elektromechaninio ryšio koeficientas, C_T – keitiklio statinė talpa, f_0 – rezonansinis keitiklio dažnis, N – keitiklio porų skaičius.

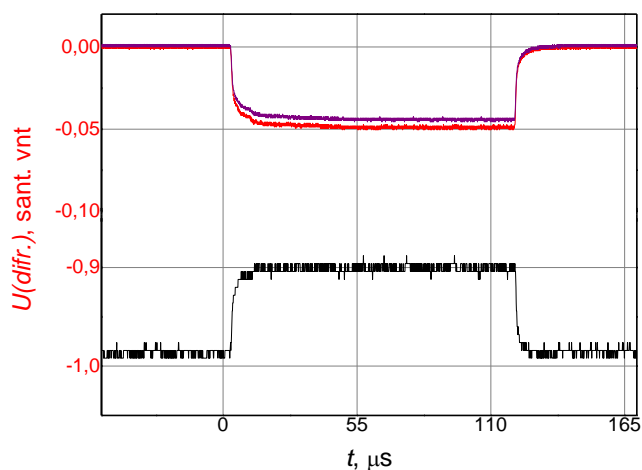
Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo keitiklio įtampos parodytas 26 pav.



26 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo paduodamos į keitiklį įtampos, šviesai difraguojant XY ir ZX kristalo plokštumose.

Iš grafiko matyti, kad eksperimentinės vertės gerai atitinka kvadratinę įtampos priklausomybę, kaip ir numato teorija. Difrakcijos efektyvumas, vykstant difrakcijai ZX kristalo plokštumoje yra apie 15 kartų didesnis negu vykstant difrakcijai kitoje plokštumoje. Kaip matyti iš (7.1.5) išraiškos difrakcijos efektyvumas priklauso nuo sąveikos ilgio, laikant, kad parametras M nesikeičia ir akustinė galia išspinduliuojama keitiklio yra vienoda. Mūsų atveju sąveikos ilgis skiriasi 3,9 karo (sąveikos ilgis ZX difrakcijos atveju yra didesnis), tai duoda efektyvumo padidėjimą 15 kartų. Taigi difrakcijos efektyvumo padidėjimą šiuo atveju lemia akustooptinės sąveikos ilgio padidėjimas.

27-tame paveiksle pavaizduotos difragusios ir praėjusios šviesos oscilogramos

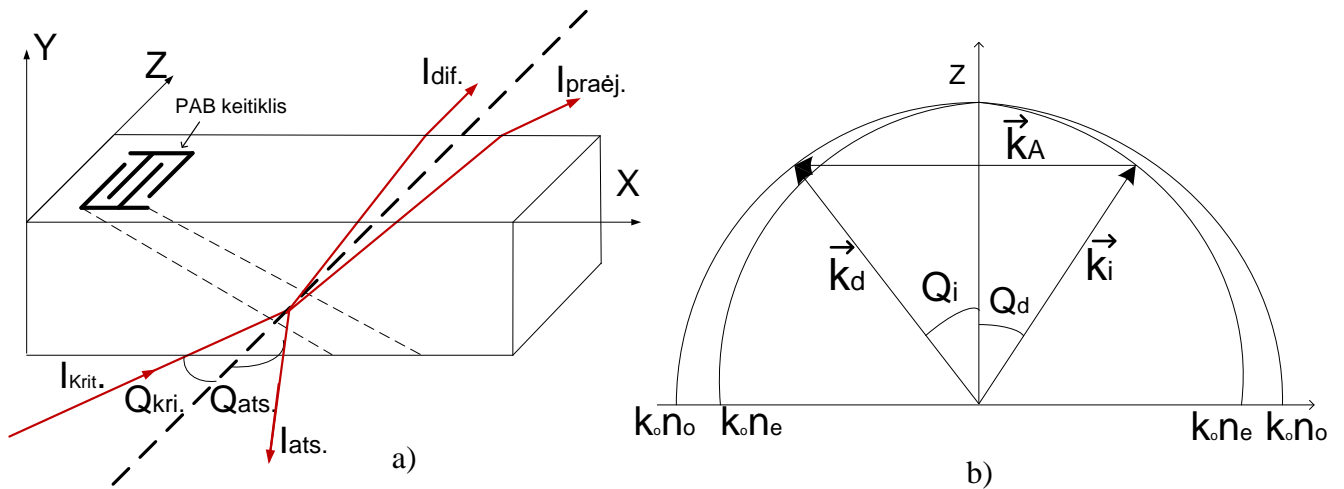


27 pav. Difragavusios ir praėjusios šviesos intensyvumų priklausomybės vykstant difrakcijai ZX plokštumoje. Elektrodinio keitiklio periodas yra 60 μm .

Grafike pavaizduotos difragavusios šviesos oscilogramos. Keitiklio periodas yra 108 μm , apertūra 4,6 mm, akustinės bangos dažnis 37,2 MHz. Šviesa difraguoja ZX plokštumoje. Paveiksle – praėjusi šviesa atitinka apatinį lygmenį (-1), o tamsa - nulinį lygmenį. Kaip matome difrakcijos efektyvumas yra apie 10%, veikiant 110 μs 37,2 MHz radijo impulsui praėjusios šviesos intensyvumas sumažėja nuo 1 iki 0,9 lygmens ir atitinkamai difragavusios šviesos intensyvumas padidėjo nuo nulinio lygmens iki 0,05. Bet kritusi šviesa difraguoja į du pluošlius, taigi ir difragavusios šviesos intensyvumas pakinta 10%.

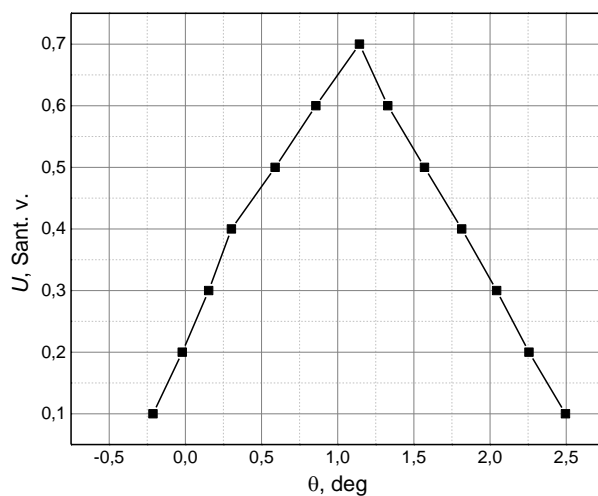
7.2. Šviesos difrakcija LiNbO₃ kristaluose

a) Šviesa krinta į YX kristalo plokštumą, difrakcija vyksta ZX plokštumoje. Eksperimento schema ir banginių vektorių diagrama pateikta 28 pav.



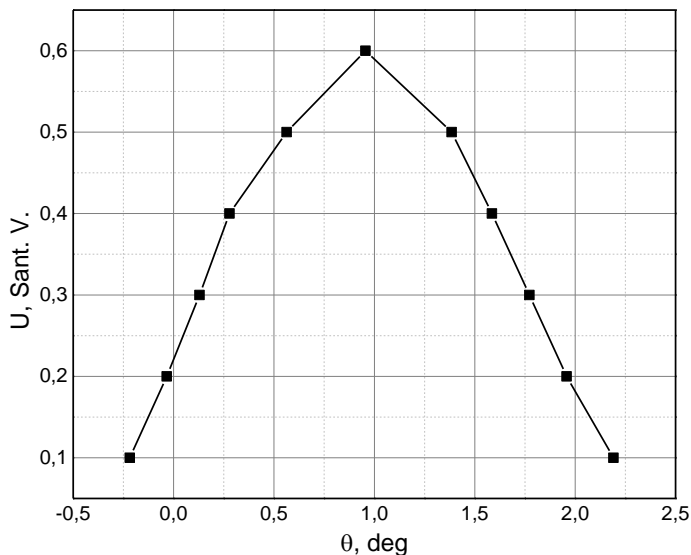
28 pav. Garso ir šviesos sklidimas vykstant difrakcijai ZX plokštumoje a) ir banginių vektorių diagrama b).

Elektrodinis akustinių bangų keitiklis, kurio periodas 24μm, suformuotas ant kristalo ZX plokštumos. Iš keitiklio atspindžio koeficiento (S11) matavimų žinome keitiklio rezonansinį dažnį, kuriuo žadiname akustinę bangą. Krintanti nepaprastoji šviesa (n_e) difrakcijos metu pakeičia poliarizaciją 90° laipsnių. Praėjęs ir difragavęs spinduliai yra skirtingose statmens pusėse. 29-tame paveiksle pavaizduota difragavusios šviesos intensyvumo kitimas, keičiant spindulio kritimo kampą.



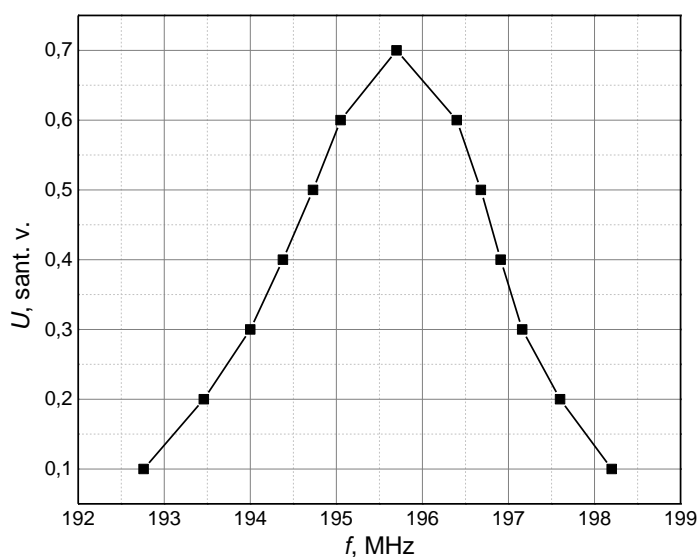
29 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo kritimo kampo. Akustinės bangos dažnis 195,4 MHz.

Kaip matome efektyviausiai šviesa difraguoja, kai išorinis šviesos kritimo kampas lygus $1,14^\circ$, krintant nepaprastajai šviesai. Pakeitus krintančios šviesos poliarizaciją, difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo kritimo kampo pavaizduotas 30 pav.



30 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo kritimo kampo, kai krinta paprastoji šviesa.

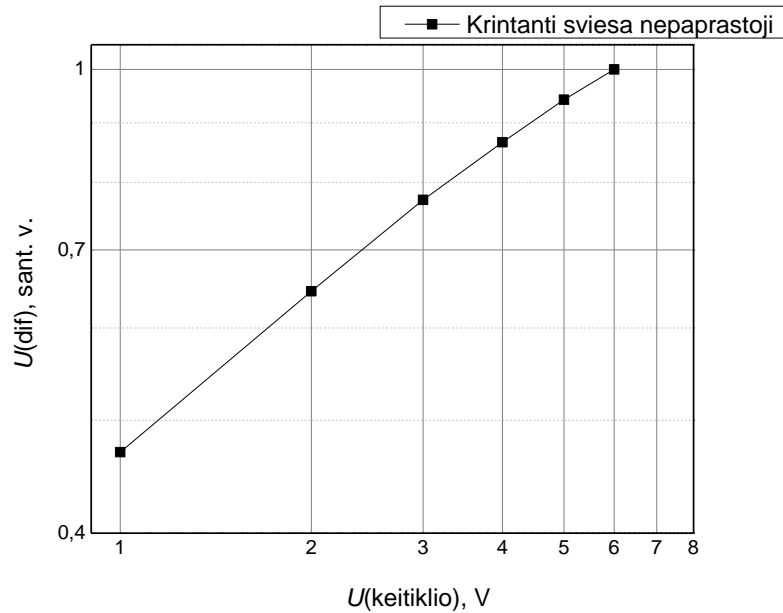
Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo akustinės bangos dažnio pavaizduota 31 pav., kai nustatytas optimalus šviesos kritimo kampas.



31 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo dažnio.

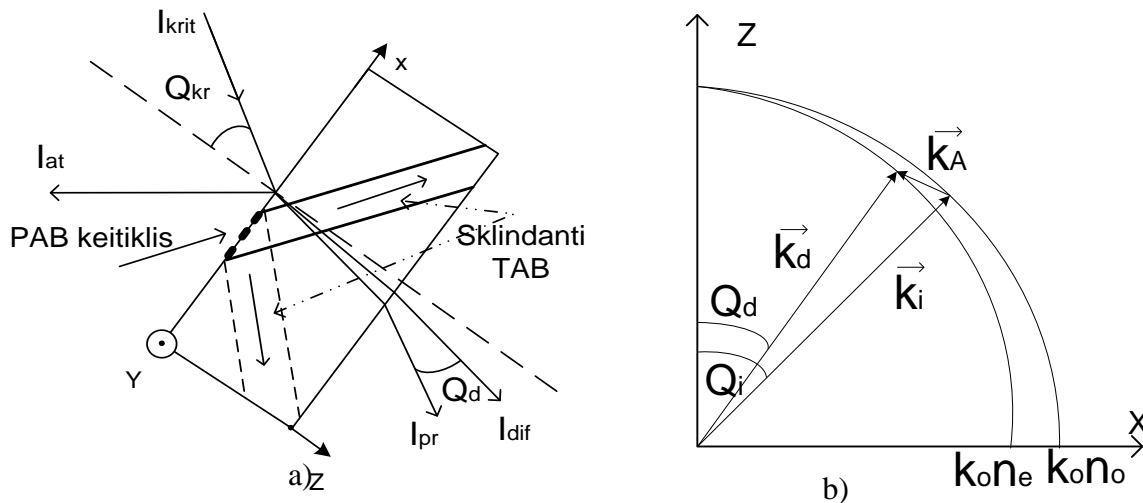
Kaip matome maksimalus šviesos intensyvumas pasiekiamas prie 195,8 MHz dažnio, kuris yra artimas su grandinių analizatoriumi išmatuotu keitiklio rezonansiniu dažniu (195,4MHz).

Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo keitiklio įtampos pavaizduota 32-tame paveiksle. Akustinės bangos dažnis 195,8 MHz, keitiklio apertūra lygi 1,3 mm.



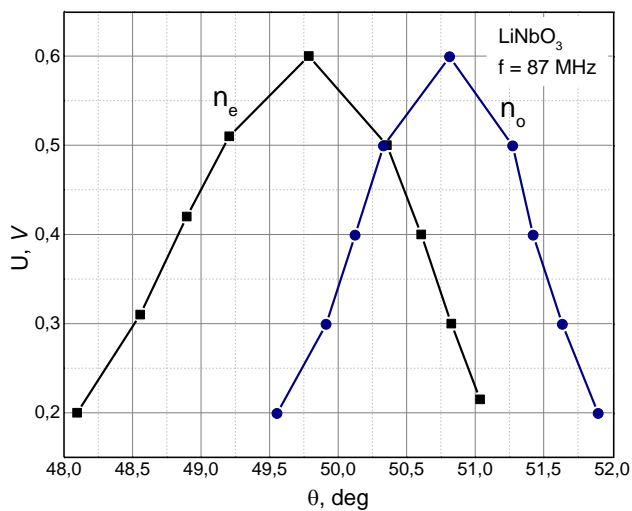
32 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo paduodamos į keitiklį įtampos.

b) šviesa krinta į YX kristalo plokštumą, difraguoja ZX plokštumoje. Eksperimento schema ir banginių vektorių diagrama pavaizduota 33 pav.



33 pav. Šviesos difrakcija ZX-LiNbO₃ kristale, krentant paprastajam spinduliui a) ir banginių vektorių diagrama b).

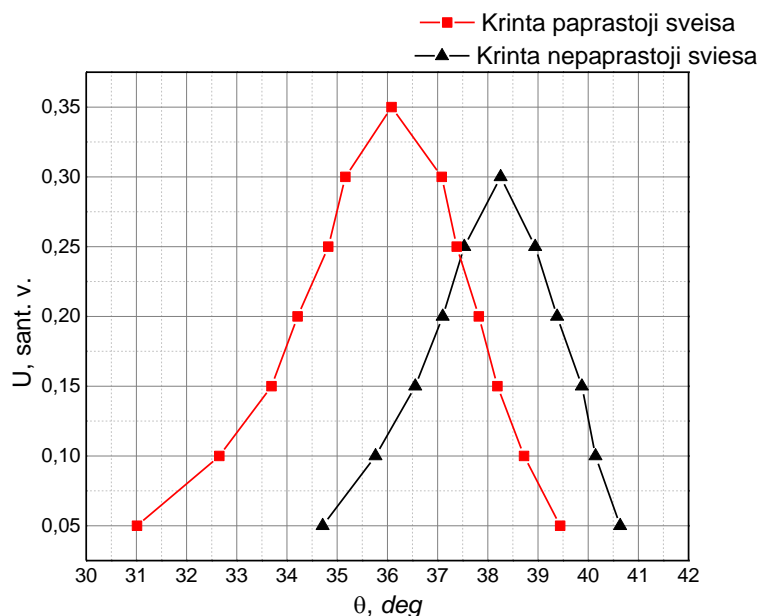
Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo šviesos kritimo kampo krintant paprastajai ir nepaprastajai šviesai, kai keitiklio periodas 50 μm pavaizduotas 34 pav.



34 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo išorinio šviesos kritimo kampo.

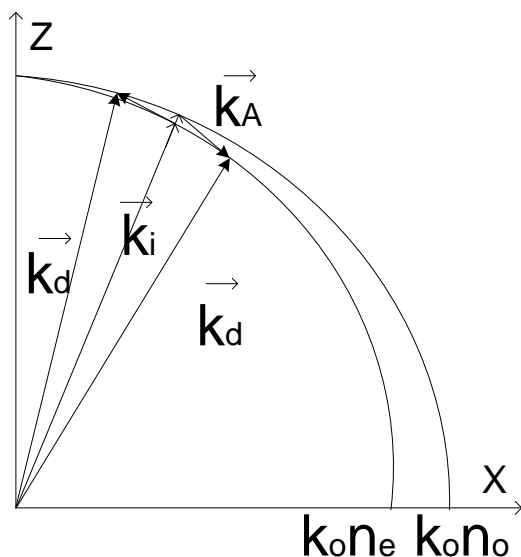
Kaip matome skirtingų poliarizacijos difragavusi šviesa intensyvumo maksimumą pasiekia prie skirtingų kritimo kampų. Didesnis kritimo kampas ($50,8^\circ$) yra krintant paprastajai šviesai. Krintant nepaprastajai šviesai - kampas lygus $49,8^\circ$, kas seka ir iš banginių vektorių diagramos 17 pav. b).

35-tame paveiksle pavaizduotos difragavusios šviesos intensyvumų priklausomybės nuo paprastosios ir nepaprastosios šviesos kritimo kampo, kai akustinės bangos dažnis yra 184,9 MHz. Šiuo atveju elektrodinio keitiklio periodas yra lygus $24 \mu\text{m}$.



35 pav. Difragavusios šviesos intensyvumų priklausomybės nuo kritimo kampo.

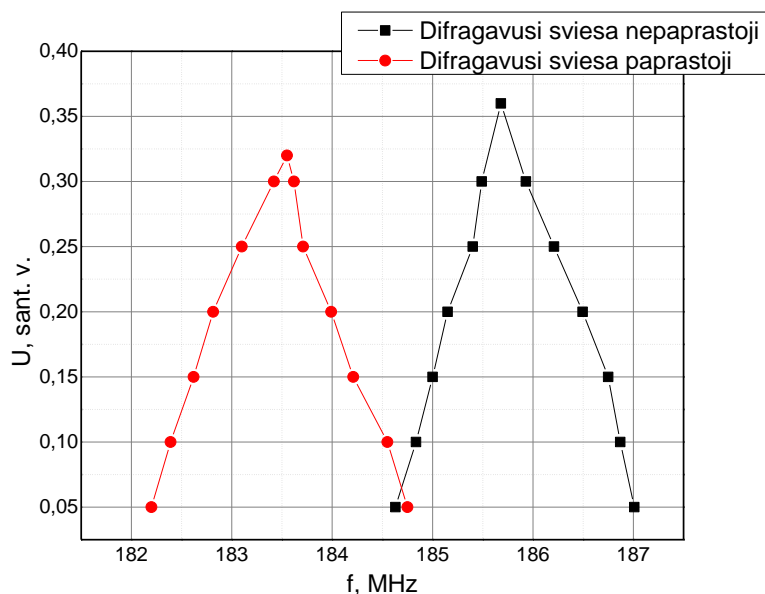
Kaip matome iš 34 ir 35 paveikslų, jeigu į kristalą kristų nepoliarizuota šviesa, o kritimo kampas atitiktų kreivių susitikimo tašką, tai dėl akustooptinės sąveikos gautume du tarpusavyje statmenų poliarizacijų difragavusios šviesos spindulius, skirtingose praėjusio spindulio pusėse. Banginių vektorių diagrama atitinkanti šią galimybę pavaiduota 36 pav., kai difrakcija vyksta nuo $24 \mu\text{m}$ keitiklio.



36 pav. Banginių vektorių diagrama, kintant kritusios šviesos poliarizacijai.

Eksperimentas buvo atliktas pasukus lazerį taip, kad krintančios šviesos elektrinis vektorius sudarytų 45° kampą su šviesos kritimo plokštuma. Tai atitiktų atvejį, kad kristale sklis vienodų intensyvumų, skirtingų poliarizacijų šviesa (n_e ir n_o). Pasirinkus šviesos kritimo kampą lygų $37,1^\circ$ buvo galima stebėti skirtingų poliarizacijų difragavusius spindulius.

Nepaprastosios ir paprastosios difragavusios šviesos intensyvumų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio pavaizduotos 37 pav.



37 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo dažnio, kai kristalą palieka nepaprastoji ir paprastoji šviesos.

Kaip matome, keisdami akustinės bangos dažnį, mes akustooptinės difrakcijos metu galime gauti vienos ar kitos poliarizacijos difragavusią šviesą. Šiuo atveju šuoliškai keičiant dažnį tarp 184,7 MHz ir 185,4 MHz. Taip pat gauname ir žymų erdvinį difragavusių spindulių išskyrimą. Jeigu nevyktų difrakcija tarp skirtingų poliarizacijos spindulių praėjus kristalą būtų $0,08^\circ$ kampas. Dėka akustooptinės difrakcijos šis kampas padidėja iki $3,6^\circ$.

Ličio niobate nepavyko pasiekti tokio difrakcijos efektyvumo kaip ličio tantalate. Kadangi keitiklio, kurio apertūra yra 4,6 mm ir periodas $108 \mu\text{m}$, o rezonansinis dažnis yra apie 40 MHz ir tai neleidžia gauti pakankamo difragavusio ir praėjusio spindulių išskyrimo. Kitas didelis skirtumas yra tai, kad maksimalus lūžio rodiklio pokytis $|\Delta n| = n_o - n_e$ ličio tantalatui yra tik 0,005, o ličio niobatui $\Delta n = 0,083$.

Ličio niobate pademonstruota šviesos poliarizacijos valdymo galimybė vykstant anizotropinei difrakcijai, kas gali būti panaudota įvairiuose įtaisuose.

Išvados

Vykstant anizotropinei difrakcijai ličio niobato ir ličio tantalato kristaluose stebimos difragavusios šviesos poliarizacijos plokštumos pasukimas 90° atžvilgiu kritusios šviesos.

Nustatyta, kad YX pjūvio ličio tantalate elektrodinių keitiklių išspinduliuotos tūrinės akustinės bangos greitis yra 3510 m/s ir banga išspinduliuojama 30° kampu į kristalo tūrį.

Difrakcijos efektyvumą mūsų atveju labiausiai lemia akustooptinės sąveikos ilgis. Pasiektas 10% difrakcijos efektyvumas, kai į keitiklį paduodama vieno vato elektrinė galia.

Pademonstruotas akustooptinis poliarizacijos valdymas, vyksant anizotropinei difrakcijai ličio niobate.

Literatūros sąrašas

- [1] ŽALKAUSKIS, A. *Šviesos poliarizacijos valdymas vykstant akustooptinei difrakcijai: Magistro studijų mokslinis tiriamasis praktikos darbas*. Vilnius: Vilniaus Universitetas, 2020.
- [2] ACHENBACH, J., *Wave propagation in elastic solids*. Elsevier, 2012
- [3] K.Uchino, *Advanced Piezoelectric Materials– Science and Technology*, Kent Elsevier Science 2017.
- [4] BORMAN, P., ENGDahl, B., KIND, R. *Seismic Wave Propagation and Earth model*. Germany, 2012.
- [5] HESS, P. *Surface Acoustic Waves in Materials Science*. Phys. Today 55(3), 42, 2002., p. 42-47.
- [6] KIRSCHNER, J. *Surface Acoustic Wave Sensors (SAWS)*. Microelectromechanical systems 2010.
- [7] TRUSHIN, A.V., MUROMETS, A.V., *Acousto-optics Interaction in the Lithium Niobate Crystal upon the Surface Excitation of the Bulk Acoustic wave*. Journal of Communications.
- [8] ŽALKAUSKIS, A. *Paviršinių akustinių bangų akustooptinė sąveika YX-LiTaO₃ kristaluose: Pagirndinių studijų baigiamasis darbas*. Vilnius: Vilniaus Universitetas, 2019.
- [9] JANELIAUSKAS, A., VALINEVIČIUS, A. *Akustoelektroniniai įtaisai*. Kaunas: Technologija, 2013.
- [10] WHITE, R.H., Wolmer, F.W., *Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves*. Appl. Phys. Lett. 1965, p 314-316
- [11] ANTONOV, S. N. *Acoustooptic Nonpolar Light Controlling Devices and Polarization Modulators Based on Paratellurite Crystal*. Institute of Radio Engineering and Electronics. Rusija, Maskva 2004.
- [12] *Ryšių technikos naujienos*. 2003m Nr3. 18-28.
- [13] VOLOSHINOV, V. B., NIKITIN, P. A., TRUSHIN A., MAGDICH, L. N., *Acousto-optic cell based on paratellurite crystal with surface excitation of acoustic wave*. Technical Physics Letters, 2011.
- [14] ŠTARAS, S. *Puslaidininkinės ir funkcinės elektronikos įtaisai*. Vilnius: Technika, 2006
- [15] WHITE, R.H., Wolmer, F.W., *Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves*. Appl. Phys. Lett. 1965, p 314-316
- [16] WONG K. K., *Properties of Lithium Niobate*. Institution of Electrical Engineers, Londonas 2002.
- [17] KHARUSI, M. S. *Acoustooptic diffraction angles in anisotropic crystals*. Montreal, Eaton Electronics Research Laboratory, 1968.
- [18] YARIV, A., YEN, P. *Optical waves in crystals*. New York, Wiley, 1984.

- [19] ГУЛЯЕВ Ю.В., КАЗАРЯН М.А., МОКРУШИН Ю.М., ШАКИН О.В. *Акустооптические лазерные системы формирования телевизионных изображений*. Физматлит, 2016.
- [20] BOICHUK N. A., PILGUN YU. V. AND SMIRNOV YE. M. *Acousto-optic polarization switch with parallax compensation*. Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Systems, Taras Shevchenko National University of Kyiv, 2018
- [21] HALLIDAY, D., RESNICK, R., WALKER, J.S., *Fundamentals of Physics*. Chapter 33. Wiley 2008.
- [22] GOUTZOULIS, A., PAPE, D. *Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices*. Marcel Dekker, New York, 1994
- [23] DAMIAN, I., *Malus' Law for a Real Polarizer*. University Timisoara, Romania. 2006.
- [24] HANKS, A., *Brewster's Angle EX-9965*. Pasco 2014.
- [25] DIXON, R., W. *Acoustic Diffraction of Light in Anisotropic Media*. IEEE Journal Of Quantim Electronics, 1967.
- [26] ESSELING, M., *Photorefractive Optoelectronic Tweezers and Their Applications*. University of Munster, Voketija 2014.
- [27] LIU, J. *Acousto-optic devices*. In *Photonic Devices Cambridge*: Cambridge University Press, 2005.

Šviesos difrakcija akustinėmis bangomis LiNbO₃ ir LiTaO₃ Kristaluose

Aurimas Žalkauskis

Akustooptinė difrakcija yra plačiai naudojama daugelyje optinių įtaisų ir sistemų, valdyti šviesą. Akustooptiniai įtaisai, dabartiniu metu yra plačiai naudojami įvairiuose šviesos valdymo schemose, tiek moksliniuose tyrimuose, tiek technologiniuose įrenginiuose: spektroskopijoje optoelektronikoje, lazerių technologijose, duomenų apdorojime.

Šis magistro studijų baigiamasis darbas yra mano bakalauro ir magistro praktikos studijų darbo tęsinys. Akustooptinė difrakcija pagrįsta šviesos ir garso sąveika. Akustooptiniuose įtaisuose generuoti garsui paprastai naudojami tūrinių akustinių bangų keitikliai. Šiame darbe tūrinės akustinės bangos ličio niobato ir ličio tantalato kristaluose buvo žadinamos paviršiniaisiais elektrodiniais keitikliais. Darbe išmatuotos šviesos kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybės nuo akustinės bangos dažnio įvairių pjūvių kristaluose. Gautos eksperimentinės vertės gerai sutampa su teoriškai apskaičiuotomis. Pasiekatas 10% difrakcijos efektyvumas ličio tantalate, kai difrakcija vyksta ZX kristalo plokšumoje. Paduodama elektrinė galia į keitiklį buvo apie vieną vatą. Parodyta, kad difrakcijos efektyvumą mūsų atveju labiausiai lemia akustooptinės sąveikos ilgis. Taip pat darbe parodyta galimybė gauti skirtingos poliarizacijos difragavusią šviesą, krintant į kristalą natūraliai šviesai. Elektroniskai keisdami akustinės bangos dažnį mes galime difragavusioje šviesoje turėti du spindulius su tarpusavyje statmenomis poliarizacijomis. Taip pat pasiekiamo iki kelių laipsnių erdvinį išskyrimą tarp difragavusių spindulių.

Summary

Diffraction of light by acoustic waves in LiNbO_3 and LiTaO_3 crystals

Aurimas Žalkauskis

Acousto-optical diffraction is widely used in many optical devices and systems to control light. Acousto-optical diffraction driven systems are widely used in scientific researches, various light control circuits, and different technological devices, such as spectroscopy in optoelectronics, laser technology and data processing.

This master's thesis is a result of my continuous work during bachelor's studies and master's internship. Acousto-optical diffraction is based on the interaction of light and sound. Bulk acoustic wave transducers are used to generate sound in acousto-optic devices. In this work, bulk acoustic waves were excited by surface electrode transducers in lithium niobate and lithium tantalate crystals. Dependences of light incidence and diffraction angles on acoustic wave frequency in crystals of different sections measured in the work. The values obtained during the experiment agree well with the values provided in theory and other related papers. Achieved 10% diffraction efficiency in lithium tantalate when diffraction occurs in the ZX crystal plane. The electrical power supplied to the converter was about one watt. The diffraction efficiency in this case is mostly determined by the length of the acousto-optical interaction and the possibility of obtaining diffracted light of different polarization when natural light falls on the crystal. It was concluded, that when the frequency of an acoustic wave is electronically changed, it is possible to have two beams with mutually perpendicular polarizations in diffracted light. Finally, several degrees of spatial separation between diffracted rays was achieved.