

VILNIAUS UNIVERSITETAS

Paulius Každailis

**NUOTĖKIO AKUSTINĖS BANGOS AKUSTOOPTINĖJE IR  
AKUSTOELEKTRINĖJE SAŲEIKOJE**

Daktaro disertacija  
Fiziniai mokslai, fizika (02 P)

Vilnius, 2012

Disertacija rengta 2006-2011 metais Vilniaus universitete

Mokslinis vadovas:

Prof. habil. dr. Daumantas Čiplies (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai,  
fizika – 02 P)

Konsultantas:

Doc. dr. Romualdas Rimeika (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika –  
02 P)

## **Padėka**

Nuoširdžiai dėkoju:

vadovui prof. D. Čipliui už puikų vadovavimą, visokeriopą pagalbą doktorantūros studijų metu ir ruošiant disertaciją, o taip pat už suformuotą požiūrį, kad tikslas pasiekiamas sunkiu ir nuosekliu darbu;

konsultantui doc. R. Rimeikai už vertingas konsultacijas ir metodinę pagalbą doktorantūros studijų metu;

doc. R. Giriūnienei, A. Sereikai už naudingus praktinius patarimus, matavimams reikalingą įrangą;

prof. M. S. Shur už matavimų aparatūrą, indėlį į bendras publikacijas;

doc. B. Vengaliui, dr. V. Lisauskui už manganitų sluoksnių auginimą bei išsamias konsultacijas;

prof. V. Smilgevičiui, T. Gertui už lazerinio plazminio garinimo metodo pritaikymą PAB keitiklių ir fononinių kristalų gamybai;

dr. A. Maneikiui už matavimus atominės jėgos mikroskopu;

Radiofizikos katedros darbuotojams už galimybę dirbti puikiame kolektyve; šeimai už moralinį palaikymą ir supratimą.

## Turinys

<b>1</b>	<b>ĮVADAS</b> .....	<b>6</b>
1.1	DISERTACIJOS TIKSLAS IR UŽDAVINIAI.....	7
1.2	REZULTATŲ NAUJUMAS.....	8
1.3	GINAMIEJI TEIGINIAI .....	8
1.4	DISERTACIJOS TEMA PASKELBTI STRAIPSNIAI.....	9
1.5	DISERTACIJOS REZULTATAI, PASKELBTI MOKSLINĖSE KONFERENCIJOSE.....	10
<b>2</b>	<b>LITERATŪROS APŽVALGA</b> .....	<b>13</b>
2.1	REILĖJAUS PAB SKLIDIMAS PJEZOELEKTRIKU .....	13
2.2	NUOTĖKIO PAB SKLIDIMAS PJEZOELEKTRIKU .....	15
2.3	AKUSTOOPTIKOS VYSTYMO SI ISTORIJOS SANTRAUKA.....	17
2.4	ELASTOOPTINIS REIŠKINYS.....	19
2.5	AO DIFRAKCIJOS APRAŠYMAS BANGINIŲ VEKTORIŲ DIAGRAMŲ METODU.....	21
2.6	AO DERINAMŲ FILTRŲ APŽVALGA .....	28
2.6.1	<i>Pagrindinės savybės ir taikymai</i> .....	28
2.6.2	<i>Palyginimas su elektrooptiniais filtrais</i> .....	30
2.6.3	<i>Palyginimas su monochromatoriais</i> .....	30
2.6.4	<i>Palyginimas su fiksuoto bangos ilgio filtrais</i> .....	31
2.6.5	<i>Palyginimas su skystųjų kristalų derinamais filtrais</i> .....	32
2.6.6	<i>Pirmasis AO derinamas filtras</i> .....	33
2.6.7	<i>Nekolinearieji ir kolinearieji AO derinami filurai</i> .....	35
2.6.8	<i>Juostos plotis</i> .....	37
2.6.9	<i>Kritimo kampų diapazonas ir apertūra</i> .....	39
2.6.10	<i>Naudojamos medžiagos, AO kokybė, efektyvumas</i> .....	39
2.6.11	<i>Valdančiojo RD signalo galia</i> .....	41
2.6.12	<i>Aptarimas</i> .....	42
2.6.13	<i>Nulinės Brego difrakcijos eilės šviesos intensyvumo modulatorius</i> ....	42
2.6.14	<i>Pirmos Brego difrakcijos eilės šviesos intensyvumo modulatorius</i> .....	46
2.6.15	<i>Paralaksui nejautrus šviesos intensyvumo modulatorius</i> .....	48
2.6.16	<i>AO šviesos poliarizacijos moduliavimas</i> .....	50
2.6.17	<i>AO derinamų filtrų taikymas vizualizavimui</i> .....	51
2.6.18	<i>Krintančios šviesos poliarizacijai nejautrus deflektorius</i> .....	52
2.6.19	<i>Integriniai AO derinami filurai</i> .....	54
2.6.19.1	<i>Bendri principai ir taikymai</i> .....	54
2.6.19.2	<i>Dviejų pakopų TE ir TM modų filurai</i> .....	56
2.6.19.3	<i>Šviesos poliarizacijai nejautrus filurai</i> .....	57
2.6.19.4	<i>Šviesos poliarizacijos keitikliai su akustine supergardele</i> .....	57
2.7	AKUSTINIŲ BANGŲ SAVYBIŲ TYRIMAI NAUDOJANT OPTINĘ SPINDULIUOTĘ ...	62
2.8	PEROVSKITO STRUKTŪROS MANGANITAI.....	69
2.8.1	<i>Lantano manganitų savybės</i> .....	71
2.8.2	<i>Dviguba pamaininė sąveika</i> .....	72
2.8.3	<i>Legiruotųjų lantano manganitų fazinės T - x diagramos</i> .....	74
2.8.4	<i>Magnetinės manganitų savybės</i> .....	75
2.8.5	<i>Elektrinės manganitų savybės</i> .....	76
2.8.6	<i>Milžiniškoji manganitų magnetovarža</i> .....	78
2.9	TAB IR MANGANITŲ SĄVEIKA .....	80
2.10	PLONŲ MANGANITO SLUOKSNIŲ IR REILĖJAUS PAB SĄVEIKA .....	85

2.11	AE EFEKTAS PLONUOSE MANAGNITŲ SLUOKSNIUOSE .....	89
2.12	PLONŲ LAIDŽIŲ PAVIRŠINIŲ SLUOKSNIŲ ĮTAKA NUOTĖKIO PAB SKLIDIMUI ..	92
<b>3</b>	<b>TYRIMŲ METODIKA.....</b>	<b>96</b>
3.1	PAB KEITIKLIŲ S PARAMETRŲ NUSTATYMAS.....	96
3.2	AO SĄVEIKOS TYRIMAI .....	99
3.2.1	<i>Bandiniai.....</i>	99
3.2.2	<i>Tyrimų schema .....</i>	100
3.3	AE SĄVEIKOS TYRIMAI.....	101
3.3.1	<i>Bandiniai.....</i>	101
3.3.2	<i>Tyrimo schema .....</i>	103
<b>4</b>	<b>DARBO REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS .....</b>	<b>105</b>
4.1	TAB GREIČIO IR SKLIDIMO KAMPO VERČIŲ RADIMAS .....	105
4.2	AO SĄVEIKOS TYRIMŲ REZULTATAI.....	112
4.2.1	<i>AO difrakcijos modelis .....</i>	112
4.2.2	<i>Difragavusios šviesos intensyvumo kampiniai pasiskirstymai .....</i>	121
4.2.3	<i>Šviesos kritimo kampo dažninės priklausomybės.....</i>	126
4.2.4	<i>Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo paduodamos į keitiklį įtampos.....</i>	129
4.2.5	<i>PAB keitiklių spinduliavimo diagramų nustatymas AO metodu .....</i>	129
4.2.6	<i>Šviesos poliarizacijos valdymas nuotėkio bangomis.....</i>	133
4.3	AE TYRIMŲ REZULTATAI.....	138
4.3.1	<i>Manganito sluoksnio įtaka Reilėjaus PAB sklidimui .....</i>	138
4.3.2	<i>Manganito sluoksnio įtaka nuotėkio PAB sklidimui.....</i>	145
<b>5</b>	<b>IŠVADOS .....</b>	<b>151</b>
<b>6</b>	<b>CITUOJAMOS LITERATŪROS SĄRAŠAS.....</b>	<b>153</b>

## 1 ĮVADAS

Akustinių bangų ir šviesos – akustooptinė (AO) sąveika įgalina tirti akustinių bangų savybes ne tik kristalo paviršiuje, bet ir tūryje. Tai aktualu kuriant tūrinių bangų prietaisus įvairiems taikymams. Pavyzdžiui, sunertiniais plonasluoksniais keitikliais žadinamų nuotėkio paviršinių akustinių bangų (PAB) spinduliuotė į kristalo tūrį buvo sėkmingai pritaikyta jutikliuose chemijoje, biologijoje ir medicinoje [1]. Tokiuose jutikliuose dažnai naudojami ZX-LiNbO<sub>3</sub> (ličio niobato) ir YX-LiTaO<sub>3</sub> (ličio tantalato) kristalai [2–4], pasižymintys efektyvia nuotėkio bangų spinduliuote į kristalo tūrį [5], [6]. Sunertiniais keitikliais spinduliuojamų tūrinių akustinių bangų savybės eksperimentiškai dažniausiai nustatomos zonuojant bangą kristalo paviršiuje [7], [8]. Iki šiol yra atlikta keletas AO difrakcijos eksperimentų [9–11], kai sunertiniais keitikliais žadinamos tūrinės bangos, bet ne nuotėkio PAB spinduliuotė į tūrį. Kita vertus, AO sąveiką galima efektyviai panaudoti šviesos parametru valdyme. Tūrinių bangų AO prietaisai – šviesos modulatoriai, deflektoriai, derinami filtrai plačiai naudojami praktikoje [10], [12–28]. Pasiekimai atvaizdų apdorojime atskleidė AO įtaisų svarbą biomedicinos ir diagnostikos taikymams [29]. Akustinių bangų žadinimui tūriniuose AO prietaisuose prie jų krašto yra tvirtinama pjezoelektrinė plokštelė, tačiau ši technologija yra gana sudėtinga ir ne visiškai suderinama su šiuolaikinėmis plokštuminėmis elektronikos technologijomis. Tuo tarpu, sunertiniai PAB keitikliai yra plačiai naudojami dėl savo įvairiapusiškumo, sąlyginai paprasto gamybos proceso ir suderinamumo su plokštuminėmis technologijomis. Vis dėlto, lyginant su tūrinių bangų atveju, laisvai sklindančios šviesos difrakcijos „klasikinėmis“ Reilėjaus bangomis efektyvumas yra mažesnis dėl ženkliai mažesnio sąveikos ilgio. Šioje disertacijoje pateikiami anizotropinės šviesos difrakcijos nuotėkio paviršinių akustinių bangų spinduliuote į kristalo tūrį ZX-LiNbO<sub>3</sub> ir YX-LiTaO<sub>3</sub> eksperimentiniai rezultatai ir teorinis modelis. Tokio tipo sąveika įgalina suderinti sunertinių keitiklių technologijos privalumus su didesniu šviesos sąveikos su tūrinėmis akustinėmis bangomis ilgiu ir

efektyvumu.

Dėmesys mišraus valentingumo manganitams, turintiems perovskito kristalinę gardelę vis didėja dėl fazinio virsmo PM (paramagnetikas) – FM (feromagnetikas) Kiuri temperatūroje  $T_C$  ( $T_C \sim 100 \div 390$  K), milžiniškosios magnetovaržos (MMV) efekto, didelės unikalių tarpusavyje susijusių magnetinių, struktūrinių, elektrinių savybių įvairovės ir potencialo įvairiuose taikymuose [30–39]. Dėl stiprios Jahn-Teller tipo elektron-fononinės sąveikos akustiniai metodai yra įdomūs ir perspektyvūs tiriant manganitus [30], [40], [41]. Tokiuose tyrimuose gaunama svarbi informacija apie elektrines, magnetines, struktūrines manganitų savybes ir jų tarpusavio ryšį. Unikalių manganitų savybės atveria visiškai naujas galimybes įvairių elektronikos bei magnetoelektronikos (spintronikos) prietaisų kūrimui [33], [40], [42]. Šioje disertacijoje pateikiami nuotėkio paviršinių akustinių bangų spinduliuotės į tūrį sklidimo dariniuose  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  plėvelė –  $\text{LiNbO}_3$  ir  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  plėvelė –  $\text{LiTaO}_3$  eksperimentiniai rezultatai. Jiems aprašyti buvo pritaikytas akustinių bangų sklidimo sluoksniniame darinyje laidų plėvelė – pjezoelektrikas teorinis modelis.

## 1.1 DISERTACIJOS TIKSLAS IR UŽDAVINIAI

Disertacinio darbo **tikslas** buvo ištirti nuotėkio akustinių bangų sąveiką su laisvai sklindančia lazerio šviesa bei plonais manganito sluoksniais. Tikslo įvykdymui buvo iškelti šie **uždaviniai**:

- 1) Atlikti nuotėkio akustinių bangų sklidimo, jų sąveikos su lazerio šviesa ir plonais manganito sluoksniais procesų modeliavimą, parametrų skaičiavimą, parengti pasaulyje atliktų tyrimų apžvalgą šiomis temomis.
- 2) Įsisavinti paviršinių akustinių bangų technologiją ir pagaminti tyrimams reikalingus keitiklius ant ličio niobato ir ličio tantalato kristalų.
- 3) Eksperimentiškai ištirti nuotėkio bangų sklidimą ir jų sąveiką su šviesa ličio niobato ir ličio tantalato kristaluose.
- 4) Eksperimentiškai ištirti  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnio įtaką Reilėjaus

bangų sklidimui ličio niobato kristale.

- 5) Eksperimentiškai ištirti  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnio įtaką nuotėkio bangų sklidimui ličio tantalato kristale.

## 1.2 REZULTATŲ NAUJUMAS

- 1) Pirmą kartą ištirta akustooptinė difrakcija nuotėkio paviršinių akustinių bangų spinduliuote į kristalo tūrį.
- 2) Pademonstruotas laisvai sklindančios lazerio šviesos poliarizacijos ir kitų parametru valdymas nuotėkio akustinėmis bangomis.
- 3) Akustooptinė metodika pritaikyta nuotėkio paviršinių akustinių bangų spinduliuotės į kristalo tūrį parametru nustatymui.
- 4) Ištirta ir paaiškinta  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnio įtaka Reilėjaus ir nuotėkio bangoms.

## 1.3 GINAMIEJI TEIGINIAI

- 1) Planariaisiais sunertiniais keitikliais, suformuotais ant pjezoelektrinių kristalų paviršiaus, žadinamos nuotėkio paviršinės bangos, kurių spinduliuotė suformuoja kryptingą tūrinių bangų pluoštelį.
- 2) Ličio niobato ir ličio tantalato kristaluose vyksta anizotropinė šviesos difrakcija nuotėkio bangų spinduliuojamu pluošteliu. Tai naujo tipo akustooptinė sąveika, efektyvesnė negu šviesos difrakcija Reilėjaus bangomis ir geriau suderinama su šiuolaikinėmis technologijomis negu difrakcija „klasikinėmis“ tūrinėmis bangomis.
- 3) Akustooptiniu metodu nustatomi esminiai paviršinių nuotėkio bangų spinduliuotės parametrai (spinduliavimo kampas, pluoštelio plotis, sklidimo greitis, intensyvumo kitimas).
- 4) Šviesos difrakcija nuotėkio bangų spinduliuote yra perspektyvi taikymams kuriant naujus akustooptinius įtaisus, pav. šviesos poliarizacijos valdiklius.



- 5) Nuotėkio akustinių bangų spinduliuojamas pluoštelis gali būti naudojamas kaip zondas plonų puslaidininkinių sluoksnių, suformuotų ant pjezoelektrinio kristalo paviršiaus, savybėms tirti. Šio pluoštelio atspindys nuo  $\text{LiTaO}_3$  kristalo paviršiaus, padengto manganito  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  plėvele, dėl akustoelektrinės sąveikos priklauso nuo plėvelės laidumo, kintančio su temperatūra.

#### 1.4 DISERTACIJOS TEMA PASKELBTI STRAIPSNIAI

- 1) P. Každailis, R. Giriūnienė, R. Rimeika, D. Čiplys, K. Šliužienė, V. Lisauskas, B. Vengalis, and M. S. Shur, “Surface acoustic wave propagation in lanthanum-strontium manganese oxide - lithium niobate structures” – pateikta „*Ultrasonics*“ redakcijai.
- 2) T. Gertus, M. Mikutis, P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys and V. Smilgevičius, “Surface-acoustic-wave phononic crystal device fabricated by femtosecond laser ablation” – priimta publikavimui “*Microwave and Optical Technology Letters*”.
- 3) P. Každailis, R. Giriūnienė, R. Rimeika, D. Čiplys, “Application of leaky surface acoustic waves for investigation of thin-film properties,” *Proceedings of the ICSV 18: 18th International Congress of Sound and Vibration*, Rio de Janeiro, 2011, pp. 413-421.
- 4) R. Rimeika, P. Každailis, D. Čiplys, S. Balakauskas, “Control of light polarization by acousto-optic diffraction from leaky acoustic wave in  $\text{LiNbO}_3$ ,” *Optics Letters*, vol. 36, no. 13, pp. 2581-2583, 2011.
- 5) T. Gertus, P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys and, V. Smilgevičius, “Surface acoustic wave transducers fabricated by femtosecond laser ablation,” *Electronics Letters*, vol. 46, no. 17, pp. 1175 - 1176, 2010.
- 6) R. Giriūnienė P. Každailis, D. Čiplys, K. Šliužienė, B. Vengalis, Lisauskas, “Acoustoelectric interaction in thin lanthanum manganite films,” *Proceedings of the Conference Radiation Interaction with Material and Its Use in Technologies*, Kaunas, 2010, pp. 185-188.

- 7) P. Každailis, R. Rimeika and D. Čiplys, "Analysis of the leaky surface acoustic wave radiation in YX-LiTaO<sub>3</sub> for symmetric and non-symmetric IDTs," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, Rome, 2009, pp. 2049-2052.
- 8) P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, "Light interaction with leaky acoustic wave radiation in YX-LiTaO<sub>3</sub>," *Proceedings of the Conference Acoustics '08*, Paris, 2008, pp. 2085 - 2089.
- 9) P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, "Optical probing of IDT-excited bulk acoustic wave radiation pattern in YX-LiTaO<sub>3</sub>," *Proceedings of the Conference Actuality and Perspectives of Natural Science*, Šiauliai, 2008, pp. 171-175.
- 10) P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, and M. S. Shur, "Light diffraction by IDT-radiated bulk acoustic waves in ZX-LiNbO<sub>3</sub>," *Proceedings of the 2007 IEEE Ultrasonics Symposium*, New York, 2007, pp. 2323-2326.
- 11) R. Rimeika, D. Čiplys, P. Každailis, and M. S. Shur, "Anisotropic acousto-optic diffraction by leaky wave radiation in ZX-LiNbO<sub>3</sub>," *Applied Physics Letters*, vol. 90, pp. 181935 (1-3), 2007.
- 12) R. Gaska, M. S. Shur, Q. Fareed, P. Každailis, D. Čiplys, R. Rimeika, A. Sereika, "Dependence of AlGaN - based SAW oscillator frequency on temperature," *Electronics Letters*, vol. 40, no. 10, pp. 637-639, 2004.

## **1.5 DISERTACIJOS REZULTATAI, PASKELBTI MOKSLINĖSE KONFERENCIJOSE**

- 1) T. Gertus, M. Mikutis, P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, V. Smilgevičius, "Fononinio kristalo paviršinių akustinių bangų filtravimui užrašymas femtosekundinės trukmės lazerinio plazminio garinimo būdu," 39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija: programa ir pranešimų tezės, Vilnius, 2011, spalio 6-8 d., p. 330.
- 2) P. Každailis, R. Giriūnienė, R. Rimeika, D. Čiplys, "Application of

- leaky surface acoustic waves for investigation of thin-film properties,” ICSV 18: 18th International Congress of Sound and Vibration: book of abstracts, Rio de Janeiro, 2011, July 10-14, p. 413.
- 3) R. Giriūnienė P. Každailis, D. Čiplys, K. Šliužienė, B.Vengalis, V. Lissauskas, “Acoustoelectric interaction in thin lanthanum manganite films,” Radiation Interaction with Material and Its Use in Technologies: 3rd international conference, Kaunas, 2010, September 20-23.
  - 4) P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, “Analysis of the leaky surface acoustic wave radiation in YX-LiTaO<sub>3</sub> for symmetric and non-symmetric IDTs,” IEEE International Ultrasonics Symposium: abstract book, Rome, 2009, September 20-23, p. 495.
  - 5) T. Gertus, P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, V. Smilgevičius, “Paviršinių akustinių bangų keitiklio gamyba lazerinio plazminio garinimo būdu,” 38-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija: programa ir pranešimų tezės, Vilnius, 2009, birželio 8-10, p. 269.
  - 6) P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, “Probing of the IDT radiation characteristics in YX-LiTaO<sub>3</sub>,” Electronics Conference, Kaunas, 2009, May 12-14.
  - 7) P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, “Light interaction with leaky acoustic wave radiation in YX-LiTaO<sub>3</sub>,” Acoustics’08: abstracts, Paris, 2008, June 29-July 4, p. S307.
  - 8) P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, “Optical probing of IDT-excited bulk acoustic wave radiation pattern in YX-LiTaO<sub>3</sub>,” Gamtos mokslų aktualijos ir perspektyvos: tarptautinės mokslinės konferencijos programa ir pranešimų tezės, Šiauliai, 2008, gegužės 15-16 d., p. 70.
  - 9) D. Čiplys, P. Každailis, R. Rimeika, M. S. Shur, “Light diffraction by IDT-radiated bulk acoustic waves in ZX-LiNbO<sub>3</sub>,” IEEE International Ultrasonics Symposium and short courses: abstracts, New York, 2007, October 28-31, p. 591.
  - 10) P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, “Šviesos difrakcija nuotėkio akustinėmis bangomis ZX-ličio niobate,” 37-oji Lietuvos nacionalinė

fizikos konferencija: pranešimų tezės, Vilnius, 2007, birželio 11-13 d.,  
p. 73.

## 2 LITERATŪROS APŽVALGA

Šiame skyriuje nagrinėjamas Reilėjaus ir nuotėkio PAB sklidimas pjezoelektrikuose, apžvelgiama akustooptikos vystymosi istorija, AO sąveikos mechanizmai, įvairūs AO prietaisai bei akustinių bangų savybių tyrimai naudojant optinę spinduliuotę. Čia taip pat pateikiama perovskito struktūros manganitų, jų sąveikos su akustinėmis bangomis apžvalga. Literatūros apžvalgoje paveikslai pateikiami šaltinio originalo kalba ir žymėjimais.

### 2.1 REILÉJAUS PAB SKLIDIMAS PJEZOELEKTRIKU

Paviršinių akustinių bangų sklidimas pjezoelektriku yra išsamiai išnagrinėtas įvairiuose leidiniuose [5], [43–49]. Čia pateikiame esminius tokio nagrinėjimo rezultatus.

PAB yra tamprioji banga, kuri gali būti žadinama kieto kūno paviršiuje. Paviršinių bangų prietaisuose PAB generuojamos prijungus kintamą įtampą prie plonasluoksnių metalo keitiklių, fotolitografijos būdu suformuotų ant pjezoelektriko paviršiaus. Dėl pjezoefekto, vienas jų keičia kintamos įtampos signalą akustinėmis bangomis įėjime, kitas – paviršines bangas kintamos įtampos signalu išėjime. Svarbiausi parametrai, apibūdinantys PAB sklidimą kietuoju kūnu, yra bangos sklidimo greitis  $V$  ir elektromechaninio ryšio koeficientas  $K^2$ . Šis parametras gali būti nustatytas eksperimentiškai iš sąryšio:

$$K^2 = -2\Delta V / V, \quad (1)$$

čia  $|\Delta V|$  - skirtumas tarp PAB greičio verčių, kai pjezoelektriko paviršius padengiamas plonu laidžiu metalo sluoksniu (tada išilginė elektrinio lauko dedamoji lygi nuliui) ir, kai pjezoelektriko paviršius nemetalizuotas,  $V$  - PAB greitis esant nemetalizuotam pjezoelektriko paviršiui. Reilėjaus PAB sklidimas susijęs su tampriojo paviršiaus, kuriuo ji sklinda, elipsiniu poslinkiu. Viena paviršiaus poslinkio dedamoji yra lygiagreči PAB sklidimo kryptčiai  $x$ , kita – statmena kristalo paviršiui  $y$ . Tarp judesio  $x$  ir  $y$  kryptimis yra  $90^\circ$  fazių skirtumas, taigi, kai viena dedamoji yra maksimali, kita - lygi nuliui. Kristalas

„lengviau“ virpa kryptimi, kuria jis neribojamas, todėl poslinkio amplitudė statmena paviršiui kryptimi bus didesnė nei amplitudė bangos sklidimo kryptimi. Šių poslinkių amplitudė tampa lygi nuliui įsiskverbęs į kristalo tūrį giliau nei per porą bangos ilgių. Reilėjaus bangų sąlygotas pjezoelektriko paviršiaus poslinkis aprašomas lygybe:

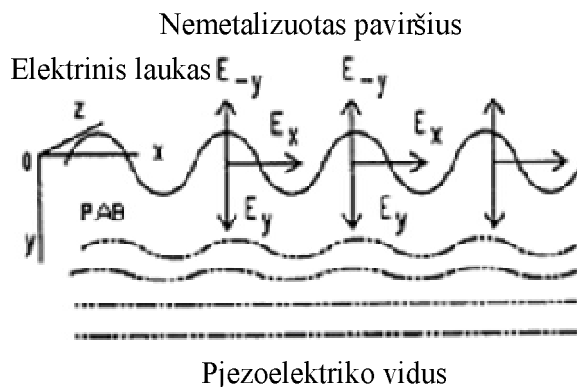
$$U(x,t) \approx |U| e^{j(\omega t - \beta x)} e^{-\beta|y|}, \quad (2)$$

o sukuriamas elektrinis potencialas:

$$\Phi(x,t) \approx |\Phi| e^{j(\omega t - \beta x)} e^{-\beta|y|}, \quad (3)$$

čia  $\Omega = 2\pi f$  – kampinis dažnis,  $\beta = 2\pi/\Lambda$  – sklidimo konstanta,  $\Lambda = V/f$  – bangos ilgis,  $f$  – dažnis,  $V$  – greitis. Narys  $e^{j(\omega t - \beta x)}$  lygybėje (3) aprašo potencialo, kurio absoliutinis dydis  $|\Phi|$ , pasiskirstymą PAB sklidimo kryptimi pjezoelektriko paviršiuje. Statmena pjezoelektriko paviršiui kryptimi potencialas sutelktas srityje, neviršijančioje vieno bangos ilgio  $\Lambda$ . Tai apytiksliai aprašo narys  $e^{-\beta|y|}$ . Tolstant nuo pjezoelektriko paviršiaus elektrinio potencialo amplitudė mažėja eksponentiškai (sumažėja  $e$  kartų, kai  $\beta|y|=1$ ). Čia atstumas  $y$  į viršų nuo pjezoelektriko paviršiaus yra neigiamas. Potencialo kitimas prie pjezoelektriko paviršiaus sukuria elektrinius laukus  $E$  [V/m]. Išilgai PAB sklidimo krypties horizontalioji ir vertikalioji elektrinio lauko dedamosios yra  $E_x = -\partial\Phi/\partial x$  ir  $E_y = \partial\Phi/\partial y$ , atitinkamai (1 pav.).

Reilėjaus PAB yra plačiai taikomos įvairiuose telekomunikacijų, signalų apdorojimo prietaisuose, jutikliuose [47].



1 pav. Elektrinio lauko dedamųjų išsidėstymas pjezoelektriko paviršiuje juo sklindant Reilėjaus bangai. [47]

## 2.2 NUOTĖKIO PAB SKLIDIMAS PJEZOELEKTRIKU

Tam tikruose pjezoelektrikuose parinkus reikiamą pjūvį paviršiniaus sunertiniais plonasluoksniais keitikliais galima efektyviai žadinti nuotėkio paviršines akustines bangas. Vienos plačiausiai naudojamų ir tinkamiausių medžiagų nuotėkio PAB žadinimui yra ličio niobato ( $\text{LiNbO}_3$ ) ir ličio tantalato ( $\text{LiTaO}_3$ ) kristalai – stiprūs pjezoelektrikai, nuodugnai išnagrinėti įvairioje literatūroje [47], [50–52]. Tinkamai parinkus kristalo pjūvį bei nuotėkio PAB sklidimo kryptį, galima modeliuoti akustinių bangų greičio ( $V$ ), slopinimo ( $A$ ), temperatūrinio vėlinimo koeficiento ( $TCD$ ) ir kitų parametrų vertes įvairiems taikymams [6], [53–64]. Telekomunikacijose naudojamiems rezonatoriams, filtrams ir kitiems judriojo ryšio įrangos komponentams dažniausiai parenkami mažu slopinimu lygiagrečia kristalo paviršiui kryptimi pasižymintys pjūviai. Tuo tarpu jutikliams, akustooptiniams (AO) signalų apdorojimo įrenginiams ir kitiems tūrinių bangų žadinimo paviršiniaus keitikliais privalumus išnaudojantiems taikymams dažniau naudojami dideliu slopinimu lygiagrečia kristalo paviršiui kryptimi, tačiau efektyviu akustinės energijos spinduliavimu į kristalo tūrį pasižymintys pjūviai [1], [2], [7], [11], [53], [55], [63], [65]. Literatūroje skelbiami nuotėkio PAB sklidimo įvairių pjūvių  $\text{LiNbO}_3$  ir  $\text{LiTaO}_3$  kristaluose parametrai nurodyti 1 lentelėje.

1 lentelė. Nuotėkio PAB parametrai  $\text{LiNbO}_3$  ir  $\text{LiTaO}_3$  kristaluose.

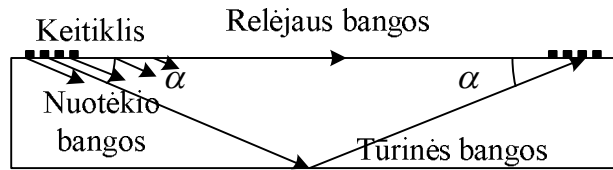
Kristalas		$\text{LiNbO}_3$	$\text{LiNbO}_3$	$\text{LiNbO}_3$	$\text{LiTaO}_3$	$\text{LiTaO}_3$	$\text{LiTaO}_3$
Pjūvis		$41^0 Y$	$64^0 Y$	Z	Y	$35^0 Y$	$125^0 Y$
Nuotėkio PAB kryptis		X	X	X	X	X	X
$V_L$ , m/s	Laisvas	4792.2	4742.3	4517	4100	4212	3461
	Metalizuotas	4379.7	4474.8	4389	3980	4112	3429
$K^2$ , %		0.172	0.113	0.056	0.06	0.047	0.0183
A, dB/Λ	Laisvas	0	0.0359	0.45	0.6	0	0
	Metalizuotas	0.0438	0	-	0.65	0	0
TCD, ppm/ $^0\text{C}$	Laisvas	78	79	92	-	45	52
	Metalizuotas	80	81	-	-	32	51
Literatūra		[6], [63], [64], [47]	[6], [63], [64], [47]	[53]	[6], [56]	[6]	[56]

ZX- $\text{LiNbO}_3$  ir YX- $\text{LiTaO}_3$  kristaluose nuotėkio bangų slopinimas

lygiagrečia paviršiumi kryptimi yra atitinkamai 0.45 dB ir 0.6 dB bangos ilgiui, t.y žymiai didesnis negu Reilėjaus bangų [6], [53], [56]. Šiuose kristaluose nuotėkio PAB sklinda ne tik lygiagrečiai paviršiumi, bet ir į kristalo tūrį (kampu  $\alpha$  paviršiaus atžvilgiu), kur slopinimas yra mažesnis. Būtent į kristalo tūrį išspinduliuojama didžioji akustinės energijos dalis. Sklisdamos ribotoje terpėje nuotėkio PAB žadina skersines tūrines akustines bangas (TAB), iš esmės poliarizuotas plokštumoje, lygiagrečioje kristalo paviršiumi. Statmena paviršiumi virpesių dedamoji yra nežymi. Tūrinių bangų žadinimas nuotėkio PAB rezonanse ZX-LiNbO<sub>3</sub> ir YX-LiTaO<sub>3</sub> kristaluose parodytas 2 pav. Kampas tarp kristalo paviršiaus ir tūrinių bangų sklidimo krypties išreiškiamas [53]:

$$\cos \alpha = \frac{V_{SH}}{V_L}, \quad (4)$$

čia  $V_{SH}$  ir  $V_L$  – atitinkamai lėtųjų skersinių ir nuotėkio akustinių bangų greičiai.



2 pav. Tūrinių bangų žadinimas nuotėkio bangomis ZX-LiNbO<sub>3</sub> ir YX-LiTaO<sub>3</sub> kristaluose.

Nuotėkio bangų sąlygotas pjezoelektriko paviršiaus poslinkis aprašomas:

$$U(x,t) \approx |U| e^{j(\omega t - l\beta x)} e^{-\chi\beta|y|}, \quad (5)$$

o sukuriamas elektrinis potencialas:

$$\Phi(x,t) \approx |\Phi| e^{j(\omega t - l\beta x)} e^{-\chi\beta|y|}. \quad (6)$$

(5) ir (6) lygybėse, lyginant su duotomis Reilėjaus bangų atveju, atsiranda koeficientas  $l = 1 + j\delta$ . Čia  $\delta \ll 1$  - virpesių silpimo konstanta bangos sklidimo kryptimi. Konstanta  $\chi$  nusako bangos mechaninio poslinkio ir potencialo potencialo didėjimą tolstant nuo pjezoelektriko paviršiaus. Nuotėkio PAB elektromechaninio ryšio koeficientas  $K^2$  ir greitis  $V_L$  kristale yra didesni už atitinkamus Reilėjaus bangų dydžius. Tai įgalina žadinti aukštesnio dažnio paviršines bangas nemažinant keitiklio geometrinių parametrų. Taip pat, dėl



dominuojančios lygiagrečios kristalo paviršiui mechaninio poslinkio komponentės, nuotėkio PAB gali būti slopinamos mažiau nei Reilėjaus bangos esant kristalo paviršiaus sąlyčiui su įvairiais skysčiais, cheminėmis, biologinėmis medžiagomis ar kitais veiksniais. Kaip nuotėkio PAB privalumus lyginant su Reilėjaus bangomis taip pat reikia paminėti didesnę temperatūrinį stabilumą tam tikrų pjūvių pjezoelektrikuose bei galimybę dirbti didesnės galios režimuose [6], [47], [63], [64].

### 2.3 AKUSTOOPTIKOS VYSTYMOŠI ISTORIŠOS ŠANTRAUKA

Akustooptika – tai mokslas, tiriantis šviesos ir akustinių bangų tarpusavio sąveiką įvairiose terpėse. AO efektas stebimas aukšto dažnio mechaniniams virpesiams (akustinėms bangoms) sąveikaujant su šviesa, sklindančia optiškai skaidrioje terpėje. Medžiaga sklindant akustinėms bangoms, joje stebimas periodinis tankio, lūžio rodiklio ir kitų savybių kitimas.

1922 m. prancūzų fizikas L. Brillouin [66] iškėlė šviesos sklaidos jai sąveikaujant su akustinėmis bangomis hipotezę. Jis darė prielaidą, kad šiluminės akustinės fluktuacijos skysčiuose ir kietuose kūnuose gali būti tiriamos stebint matomos šviesos arba rentgeno spindulių sklaidą juose. Jo iškelta hipotezė tapo stimulu tolesniems tyrimams. Praėjus dešimtmečiui amerikiečių mokslininkai P. Debye ir F. W. Sears [67] bei prancūzai P. M. R. Lucas ir P. Biquard [68] AO reiškinį patvirtino eksperimentais. Tyrimai buvo atliekami organiniuose tirpaluose kvarco keitikliais žadinant 1-20 MHz dažnio akustines bangas. Šviesai sklindant šiuose tirpaluose buvo stebima kelių eilių difrakcija, matuojamas akustinių bangų greitis bei slopinimas. Atliktų tyrimų pagrindu P. Debye ir F. W. Sears aprašė Brego difrakciją. Jie postulavo, kad AO sąveika yra efektyvi, kai tenkinama sąlyga:

$$L\lambda / \Lambda^2 > 1, \quad (7)$$

kur  $L$  yra foton-fononinės sąveikos ilgis medžiagoje,  $\lambda$  ir  $\Lambda$  – šviesos ir akustinių bangų ilgiai, atitinkamai. Praėjus metams po šių tyrimų L. Brillouin daugelio eilių šviesos difrakciją paaiškino remdamasis daugkartine fotonų

sklaida [69]. Vėliau tyrimus Indijoje atliko C. V. Raman ir N. S. Nath [70–74]. Praėjus daugiau nei keturiems dešimtmečiams, 1980 m. A. Korpel ir T.-C. Poon publikavo plokščiųjų šviesos ir garso bangų sąveiką aprašančias matematinės išraiškas, kurios naudojamos ir šiuo metu [75].

Naujos galimybės AO taikymui atsirado išradus lazerį ir akustinius keitiklius, žadinančius gigahercų diapazono bangas. Buvo nustatyta, kad akustinėmis bangomis galima keisti sklindančios šviesos intensyvumą, kryptį, dažnį. Savo ruožtu lazerio šviesa yra puiki priemonė tiriant akustinių bangų sklidimą kietuose kūnuose. 1967 m. R. W. Dixon [76] ištyrė Brego difrakciją akustinėmis bangomis anizotropinėje terpėje. Šiuose tyrimuose akustinės bangos kvarco kristale buvo žadinamos kadmio sulfido keitikliais. Po dvejų metų S. E. Harris ir R. W. Wallace [77] publikavo straipsnį apie pirmąjį akustooptinį derinamąjį filtrą (AODF). Keisdami akustinių bangų, sklindančių ličio niobato kristale, dažnį nuo 428 MHz iki 990 MHz, jie keitė difragavusios šviesos bangos ilgį diapazone nuo 700 nm iki 400 nm. Kadangi AO sąveika buvo kolinearioji, t.y. praėjusios (nedifragavusios) ir difragavusios šviesos kryptys sutapo, atsirado poreikis atskirti šiuos du spindulius erdvėje. 1975 m. I. C. Chang [78] pristatė nekolineariosios difrakcijos AODF konfigūraciją. Šiuo atveju praėjusi (nedifragavusi) ir difragavusi šviesa filtro išėjime buvo atskirtos erdvėje. Vystantis AO medžiagų tyrimams, 1976 m. T. Yano ir A. Watanabe [79] pristatė pirmąjį AODF paratelurito ( $\text{TeO}_2$ ) pagrindu. Prietaisas pasižymėjo puikiomis darbinėmis charakteristikomis, patvarumu, galimybe veikti matomos šviesos (MŠ) ir infraraudonajame (IR) spektruose. Šiuo metu būtent paratelurito pagrindu pagaminti AODF dominuoja rinkoje. Šviesos moduliavimas akustine banga naudojamas spektro analizatoriuose, derinamose vėlinimo linijose, šviesos intensyvumo bei poliarizacijos modulatoriuose, deflektoriuose [51], [80], biologiniuose ir medicininuose taikymuose [29]. Ypač daug dėmesio AODF skiriama dėl galimybės juos panaudoti optinio ryšio linijose bei derinamo šviesos bangos ilgio lazeriuose [80–84]. Išsami AO prietaisų vystymosi istorijos apžvalga taip pat pateikiama publikacijose [85–89].

## 2.4 ELASTOOPTINIS REIŠKINYS

Kūno deformacija sukelia jo dielektrinės skvarbos pokytį. Tai – elastooptinis reiškiny. Literatūroje taip pat naudojamas terminas fotoelastinis reiškiny. Kūno optines savybes patogiu nusakyti atvirkštinės dielektrinės skvarbos tenzoriumi  $B_{ij}$ . Deformacijos  $S_{kl}$  sąlygotą  $B_{ij}$  pokytį apibrėžiame sąryšiu:

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} S_{kl} , \quad (8)$$

kur  $p_{ijkl}$  yra elastooptinės konstantos. Išraiškos (8) narius galima užrašyti ir matricos pavidalu

$$\Delta B_{\alpha} = p_{\alpha\beta} S_{\beta} , \quad \text{kur } \alpha, \beta = 1 \dots 6 \quad \text{ir } S_{\beta} = \begin{cases} S_{kl} & \beta \leq 3 \\ 2S_{kl} & \beta > 3 \end{cases} . \quad (9)$$

Priešingai negu tamprumo tenzorius  $c_{\alpha\beta}$ , elastooptinis tenzorius nėra simetriškas indeksų porų sukeitimo atžvilgiu. Bendru atveju

$$p_{\alpha\beta} \neq p_{\beta\alpha} . \quad (10)$$

Elastooptinių konstantų matrica gali turėti 36 nepriklausomus elementus. Taip yra triklininių, žemiausios simetrijos kristalų atveju. Kitų kristalų sistemų nepriklausomų elementų skaičius yra mažesnis. Trigoninės sistemos kristalų elastooptinių konstantų matrica, priklausomai nuo simetrijos klasės, gali būti dvejopo pavidalo.  $32$ ,  $3m$ ,  $\bar{3}m$  klasių kristalų atveju matricoje yra aštuonios nepriklausomos konstantos:  $p_{11}, p_{12}, p_{13}, p_{14}, p_{31}, p_{33}, p_{41}, p_{44}$ :

$$p_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{pmatrix} . \quad (11)$$

Skaitinės elastooptinių konstantų vertės lydytame kvarce (izotropinis kūnas) ir trigoniniuose  $3m$  simetrijos klasės  $\text{LiNbO}_3$  bei  $\text{LiTaO}_3$  kristaluose pateiktos 2 lentelėje.

2 lentelė. Kai kurių medžiagų elastooptinės konstantos. [51]

Medžiaga	$p_{11}$	$p_{12}$	$p_{13}$	$p_{14}$	$p_{31}$	$p_{33}$	$p_{41}$	$p_{44}$
Lydytas kvarcas (izotropinis)	0.121	0.270	-	-	-	-	-	-
LiNbO <sub>3</sub> (3 <i>m</i> )	0.036	0.072	0.092	0.07	0.178	0.088	0.155	0.3
LiTaO <sub>3</sub> (3 <i>m</i> )	0.08	0.08	0.094	0.031	0.086	0.150	0.024	0.022

Nagrinėjame anizotropinės terpės atvejį. Pagal atvirkštinės dielektrinės skvarbos apibrėžimą, nedeformuotame kūne

$$\varepsilon_{ij} B_{jk} = \delta_{ik} . \quad (12)$$

Šis apibrėžimas galioja ir deformuotame kūne:

$$(\varepsilon_{ij} + \Delta\varepsilon_{ij})(B_{jk} + \Delta B_{jk}) = \delta_{ik} . \quad (13)$$

Galima parodyti, kad

$$\Delta\varepsilon_{il} = -\varepsilon_{ij} \Delta B_{jk} \varepsilon_{kl} . \quad (14)$$

Iš šią išraišką įstatę sąryšį  $\Delta B_{jk} = p_{jkmn} S_{mn}$  ir išskėlę deformaciją  $S_{mn}$  gauname:

$$\Delta\varepsilon_{il} = -\varepsilon_{ij} p_{jkmn} \varepsilon_{kl} S_{mn} . \quad (15)$$

Išraiška (15) įgalina rasti dielektrinės skvarbos pokytį, esant bet kokiems dielektrinės skvarbos ir deformacijos tenzoriams.

Trigoniniai kristalai yra optiškai anizotropiniai, vienašiai:  $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} \neq \varepsilon_{33}$ , kiti nariai lygūs nuliui. Tada  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ii}$ ,  $\varepsilon_{kl} = \varepsilon_{ll}$  ir (15) lygybė įgyja pavidalą:

$$\Delta\varepsilon_{il} = -\varepsilon_{ii} \varepsilon_{ll} p_{ilmn} S_{mn} . \quad (16)$$

Tegu nelygi nuliui tik deformacija  $S_{11}$ . Iš (16) lygybės seka:

$$\Delta\varepsilon_{il} = -\varepsilon_{ii} \varepsilon_{ll} p_{il11} S_{11} . \quad (17)$$

Nelygios nuliui elastooptinės konstantos  $p_{\alpha\beta}$  su antruoju indeksu  $\beta = 1$  yra  $p_{11}$ ,  $p_{21}=p_{12}$ ,  $p_{31}$ ,  $p_{41}$ , o  $p_{51}=p_{61}=0$ . Iš (17) lygybės gauname dielektrinės skvarbos pokyčius:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_{11} &= -\varepsilon_{11} \varepsilon_{11} p_{1111} S_{11} = -\varepsilon_{11}^2 p_{11} S_{11} , \\ \Delta\varepsilon_{22} &= -\varepsilon_{22} \varepsilon_{22} p_{2211} S_{11} = -\varepsilon_{22} \varepsilon_{22} p_{1122} S_{11} = -\varepsilon_{22}^2 p_{12} S_{11} , \\ \Delta\varepsilon_{33} &= -\varepsilon_{33} \varepsilon_{33} p_{3311} S_{11} = -\varepsilon_{33}^2 p_{31} S_{11} , \\ \Delta\varepsilon_{23} &= \Delta\varepsilon_{32} = -\varepsilon_{22} \varepsilon_{33} p_{2311} S_{11} = -\varepsilon_{22} \varepsilon_{33} p_{41} S_{11} , \end{aligned}$$

$$\Delta\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{11}\varepsilon_{22}p_{1211}S_{11} = -\varepsilon_{11}\varepsilon_{22}p_{61}S_{11} = 0$$

$$\Delta\varepsilon_{13} = -\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}p_{1311}S_{11} = -\varepsilon_{11}\varepsilon_{33}p_{51}S_{11} = 0, \text{ ir t.t.}$$

Panašiai galima parodyti, kad  $\Delta\varepsilon_{21} = \Delta\varepsilon_{31} = 0$ . Taigi, deformuojant trigoninį kristalą ašies  $x_1$  kryptimi, dielektrinės skvarbos tenzoriaus diagonaliniai elementai pakinta skirtingais dydžiais ir du nediagonaliniai elementai tampa nelygūs nuliui. Taigi, kristalas tampa dviašiu:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} + \Delta\varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} + \Delta\varepsilon_{22} & \Delta\varepsilon_{23} \\ 0 & \Delta\varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} + \Delta\varepsilon_{33} \end{pmatrix}.$$

Pjezoelektrikuose sklindanti deformacijos banga kuria elektrinį lauką, kuris taip pat įtakoja medžiagos dielektrinę skvarbą:

$$\Delta B_{ij} = r_{ijp} E_p.$$

Čia  $r_{ijp}$  – trečio rango elektrooptinis tenzorius, o  $E_p = -\partial\Phi/\partial x_p$  – elektrinis laukas, išreiškiamas per potencialo gradientą.

## 2.5 AO DIFRAKCIJOS APRAŠYMAS BANGINIŲ VEKTORIŲ DIAGRAMŲ METODU

Elastooptinio reiškinio dėka tamprioji deformacija keičia medžiagos lūžio rodiklį. Jei terpėje sklinda akustinė – kitaip sakant, deformacijos  $S$  - banga, ją lydi sklindanti tuo pačiu greičiu lūžio rodiklio  $n$  banga:

$$S = S_m \sin(\Omega t - K x_1), \quad (18)$$

$$n = n_0 + \Delta n \sin(\Omega t - K x_1), \quad (19)$$

kur  $\Omega$  ir  $K$  atitinkamai yra akustinės bangos kampinis dažnis ir banginis skaičius,  $n_0$  yra pastovus erdvėje ir laike nedeformuotos terpės lūžio rodiklis,  $S_m$  ir  $\Delta n$  atitinkamai yra deformacijos ir lūžio rodiklio pokyčio amplitudės. Kvantiniu požiūriu tiek šviesą, tiek akustines bangas galima traktuoti kaip dalelių srautus. Šviesa yra fotonų srautas, o akustinė banga - kvazidalelių fononų srautas. Fotono energija yra  $\hbar\omega$ , o impulsas –  $\hbar\vec{k}$ . Čia  $\vec{k}$  yra šviesos banginis vektorius,  $\omega = 2\pi\nu$ , kur  $\nu$  yra šviesos dažnis, o  $\hbar = h/2\pi$ , kur  $h$  yra

Planko konstanta. Fonono energija ir impulsas atitinkamai yra  $\hbar\Omega$  ir  $\hbar\vec{K}$ . Čia  $\vec{K}$  yra akustinis banginis vektorius, o  $\Omega = 2\pi f$ , kur  $f$  yra akustinės bangos dažnis. AO difrakciją galima nagrinėti kaip fotonų ir fononų susidūrimus. Tai patogiu daryti banginių vektorių diagramų metodu. Susidūrimo metu fotonas absorbuoja (sugeria) arba emituoja (išspinduliuoja) fononą. Dalelėms sąveikaujant, turi būti tenkinami energijos bei judesio tvermės dėsniai. Iš energijos tvermės dėsnio seka, kad po susidūrimo fotono energija tampa

$$\hbar\omega_2 = \hbar\omega_1 \pm \hbar\Omega, \quad (20)$$

kur dešinėje pusėje yra dalelių energijos prieš susidūrimą. Iš čia

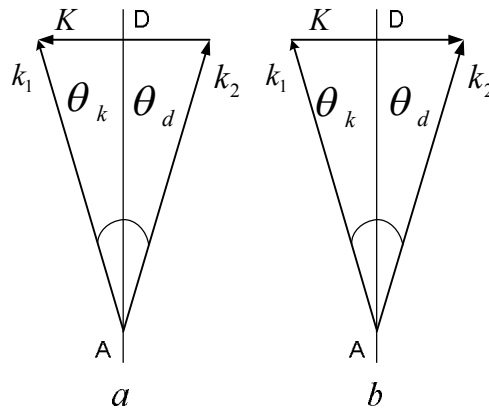
$$\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega, \quad (21)$$

t. y šviesos dažnis padidėja (sugeriant fononą) arba sumažėja (išspinduliuojant fononą). Iš judesio kiekio tvermės dėsnio

$$\hbar\vec{k}_2 = \hbar\vec{k}_1 \pm \hbar\vec{K} \quad (22)$$

gauname, kad

$$\vec{k}_2 = \vec{k}_1 \pm \vec{K}. \quad (23)$$



3 pav. Difrakcijos izotropinėje terpėje vektorinės diagramos: *a* – fonono emisija, *b* – fonono absorbcija. *AD* – statmuo į akustinės bangos vektorių.

Atitinkama vektorinė diagrama pavaizduota 3 pav. Šviesos banginių vektorių moduliai yra

$$k_1 = \frac{\omega_1 n}{c}, \quad k_2 = \frac{\omega_2 n}{c} \quad (24)$$

Kadangi fonono energija yra daug mažesnė už fotono,  $\omega_1 \approx \omega_2$  ir  $k_1 \approx k_2$ , jei lūžio rodiklis  $n$  nepriklauso nuo sklidimo krypties. Todėl 3 pav. diagramose pavaizduoti banginių vektorių trikampiai yra lygiašoniai, o kritimo ir difrakcijos kampai yra lygūs  $\theta_k = \theta_d$ . Kritimo ir difrakcijos kampas apibrėžiamas:

$$\sin \theta_k = \sin \theta_d = \frac{K}{2k_1} = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (25)$$

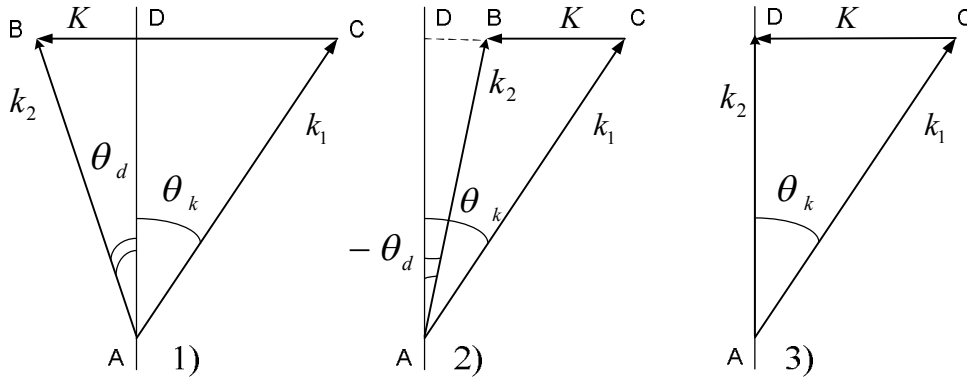
Čia laikėme, kad visų fononų impulsai yra lygiagretūs. Tokia prielaida teisinga, jei akustinio pluošto plėtimosi galima nepaisyti.

Nagrinėjant akustooptinę sąveiką anizotropinėse terpėse, reikia atsižvelgti į galimą difragavusios šviesos poliarizacijos plokštumos pasukimą kritusios šviesos atžvilgiu bei lūžio rodiklio, t.y. ir banginio skaičiaus priklausomybę nuo sklidimo krypties. Nagrinėsime Brego režimą, kai tėra vienintelė akustinės bangos vektoriaus kryptis. Tegu  $n_1$  yra kritusios, o  $n_2$  - difragavusios šviesos lūžio rodikliai. Fotonui ir fononui susiduriant, galioja energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai. Banginių vektorių diagrama, atitinkanti judesio kiekio tvermės dėsnį, parodyta 4 paveiksle. Kritimo ir difrakcijos kampai skaičiuojami nuo statmens į akustinės bangos vektorių. Matuojant pagal laikrodžio rodyklę kritimo kampas laikomas teigiamu, o difrakcijos kampas – neigiamu, ir atvirkščiai, kritimo kampas yra neigiamas, o difrakcijos kampas – teigiamas priešinga kryptimi. Galimi trys atvejai: 1)  $\theta_k > 0$  ir  $\theta_d > 0$  2)  $\theta_{krit} > 0$  ir  $\theta_d < 0$ ; 3)  $\theta_k > 0$  ir  $\theta_d = 0$  [90]. Nagrinėkime 1) atvejį, kai abu kampai yra teigiami ir  $n_1 \neq n_2$ . Reikia paminėti, kad šiuo atveju poliarizacijos plokštumos sukimo gali ir nebūti, t.y.  $n_1 = n_2$ ,  $\theta_k = \theta_d$ ,  $k_1 = k_2$ . Iš trikampio ABC gauname:  $k_1 \sin \theta_k = DC$ ,  $k_2 \sin \theta_d = BD$ . Kadangi  $BD+DC=K$ , tai

$$k_1 \sin \theta_k + k_2 \sin \theta_d = K. \quad (26)$$

Be to,  $k_1^2 = k_1^2 \sin^2 \theta_k + AD^2$ ,  $k_2^2 = k_2^2 \sin^2 \theta_d + AD^2$ . Atimam šias lygtis vieną iš kitos ir atsižvelgiam į (26):

$$k_1^2 - k_2^2 = k_1^2 \sin^2 \theta_k - k_2^2 \sin^2 \theta_d = (K - k_2 \sin \theta_d)^2 - k_2^2 \sin^2 \theta_d = K^2 - 2Kk_2 \sin \theta_d$$



4 pav. Judesio kiekio tvermės dėsnis šviesai difraguojant anizotropinėje terpėje. Banginiai vektoriai:  $k_1$  - krintančio fotono su moduliu  $n_1 \frac{\omega}{c}$ ,  $K$  - fonono su moduliu  $2\pi \frac{f}{V}$ ,  $k_2$  - fotono po susidūrimo su moduliu  $n_2 \frac{\omega}{c}$ . [90]

Iš čia

$$2k_2 \sin \theta_d = K - \frac{k_1^2 - k_2^2}{K}. \quad (27)$$

Padauginę lygtį (26) iš dviejų ir įstatę išraišką (27), gauname:

$$2k_1 \sin \theta_k = K + \frac{k_1^2 - k_2^2}{K} \quad (28)$$

Įstatykim į (27) ir (28) lygybes banginių skaičių išraiškas

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1, \quad k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2, \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda}.$$

Gauname

$$2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \sin \theta_d = \frac{2\pi}{\Lambda} - \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 \frac{(n_1^2 - n_2^2) \Lambda}{2\pi}, \quad (29)$$

$$2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 \sin \theta_k = \frac{2\pi}{\Lambda} + \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 \frac{(n_1^2 - n_2^2) \Lambda}{2\pi}. \quad (30)$$

Nesunku įsitikinti, kad, kai  $n_1 = n_2$ , gauname difrakcijos izotropinėje terpėje sąryšį:

$$2 \sin \theta_k = \frac{\lambda_0}{n_1 \Lambda}. \quad (31)$$



Sąryšiai šviesos kritimo ir difrakcijos kampams anizotropinėje terpėje Brego difrakcijos atveju yra:

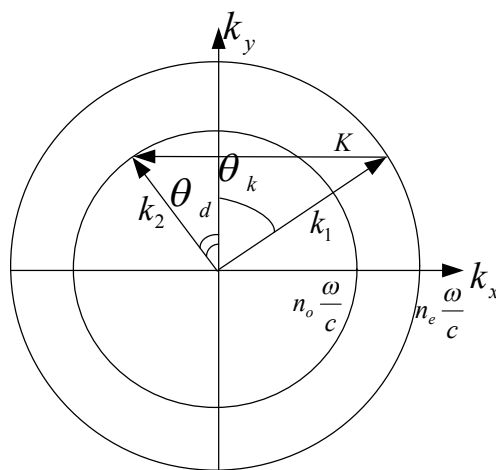
$$\sin \theta_k = \frac{1}{2n_1} \left[ \frac{\lambda_0}{\Lambda} + \frac{\Lambda}{\lambda_0} (n_1^2 - n_2^2) \right], \quad (32)$$

$$\sin \theta_d = \frac{1}{2n_2} \left[ \frac{\lambda_0}{\Lambda} - \frac{\Lambda}{\lambda_0} (n_1^2 - n_2^2) \right], \quad (33)$$

Šiomis lygybėmis galima apskaičiuoti kampus, kai difrakcija vyksta, pavyzdžiui, ličio tantalato XY plokštumoje, statmenoje kristalo optinei Z ašiai. Tokiu atveju teigiamo dvejopo lūžio kristalui lūžio rodikliai krintančiai ir difragavusiai šviesai yra pastovūs bei lygūs paprastajam  $n_o$  ir nepaprastajam  $n_e$ , atitinkamai (5 pav.). AO sąveikoje dalyvaujančios šviesos bangos ilgis  $\lambda$  išreiškiamas [12], [85–89]:

$$\lambda = \frac{V\Delta n}{f} \sqrt{\sin^4 \theta_k + \sin^2 2\theta_k}, \quad (34)$$

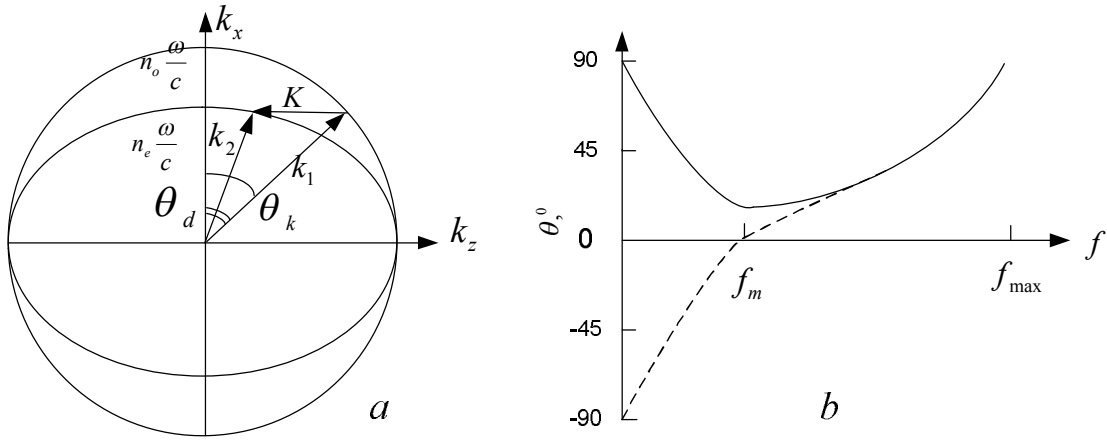
čia  $f$  ir  $V$  – akustinių bangų dažnis ir greitis, atitinkamai,  $\Delta n$  – paprastosios ir nepaprastosios šviesos lūžio rodiklių skirtumas.



5 pav. Banginių vektorių diagrama difrakcijai su poliarizacijos sukimu vykstant LiTaO<sub>3</sub> XY plokštumoje, kai lūžio rodikliai krintančiai ir difragavusiai šviesai nepriklauso nuo krypties (pagal [90])

Bendru atveju difraguojant šviesai su poliarizacijos plokštumos sukimu anizotropinėje terpėje kritimo ir difrakcijos kampai yra skirtingi, o lūžio

rodikliai krintančiais bei difragavusiais šviesai yra atitinkamai kritimo bei difrakcijos kampų funkcijos.



6 pav. Vektorinė diagrama (a) bei kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybė nuo akustinių bangų dažnio (b) anizotropinei difrakcijai vykstant LiNbO<sub>3</sub> ZX plokštumoje, kai akustinės bangos kryptis lygiagrečiai Z ašiai (pagal [90]).

Nagrinėkime atvejį, kai akustinė banga sklinda lygiagrečiai LiNbO<sub>3</sub> kristalografinei Z ašiai, krinta paprastoji, o difraguoja nepaprastoji šviesa ir lūžio rodikliai  $n_o > n_e$ . 6 pav. parodyta banginių vektorių diagrama difrakcijai vykstant LiNbO<sub>3</sub> XZ plokštumoje, o taip pat kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybė nuo akustinių bangų dažnio. Esant akustinių bangų dažniui  $f=0$ , kritimo bei difrakcijos kampai  $\theta_k = -\theta_d = 90^0$ . Didėjant dažniui iki vertės  $f_m = (V / \lambda_0)(n_o^2 - n_e^2)^{\frac{1}{2}}$ , kampai mažėja absoliutiniu didumu iki  $\theta_k = \theta_{k \min}$  ir  $\theta_d = 0$ . Toliau didėjant akustinių bangų dažniui iki vertės  $f_{max} = 2n_o V / \lambda_0$ , kampai didėja iki verčių  $\theta_k = \theta_d = 90^0$ . Esant didesniems dažniams už  $f_{max}$  difrakcija nebegalima, nes netenkinamas judesio kiekio tvermės dėsnis. Kritimo ir difrakcijos kampai išreiškiami [90]:

$$\sin \theta_k = \frac{\lambda_0 f}{V} \sqrt{\left(\frac{V}{\lambda_0 f}\right)^2 (n_o^2 - n_e^2)^2 + n_e^2 - n_o^2}, \quad (35)$$

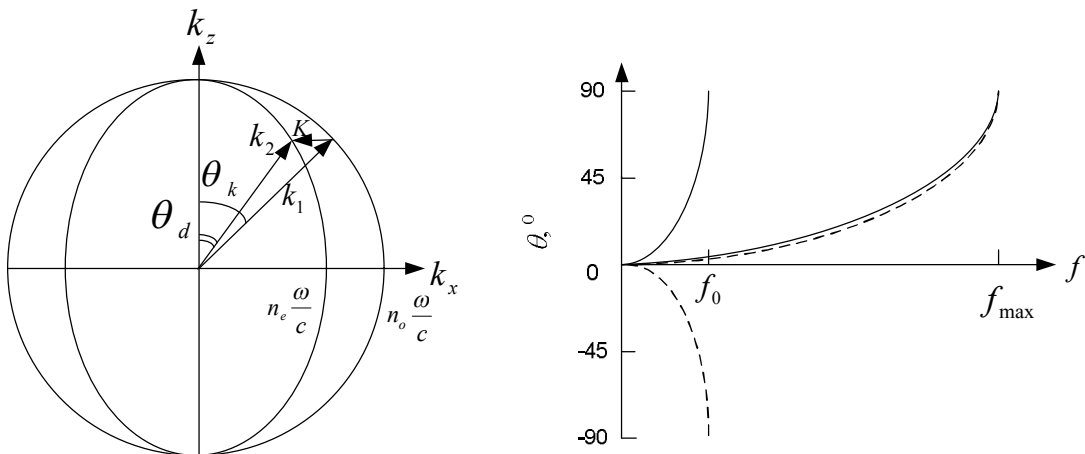
$$\sin \theta_d = \pm \left[ \frac{1 - (n_o / n_e)^2 \cos^2(\theta_{krit})}{1 - [(n_o / n_e)^2 - 1] \cos^2(\theta_{krit})} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (36)$$

Nagrinėkime atvejį, kai akustinė banga sklinda vienašiu optiškai neigiamame kristale (pavyzdžiui  $\text{LiNbO}_3$ ), lygiagrečiai kristalografinei X ašiai, krinta paprastoji, o difraguoja nepaprastoji šviesa ir lūžio rodikliai  $n_o > n_e$ .

7 pav. parodyta banginių vektorių diagrama difrakcijai vykstant ZX plokštumoje, o taip pat kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybė nuo akustinių bangų dažnio. Esant akustinių bangų dažniui  $f = 0$ , kritimo bei difrakcijos kampai  $\theta_k = \theta_d = 0^\circ$ . Galimi du atvejai: 1) didėjant dažniui iki vertės  $f_{\max} = (V / \lambda_0)(n_o + n_e)$ , abu kampai yra teigiami ir didėja iki vertės  $\theta_k = \theta_d = 90^\circ$ ; 2) didėjant dažniui iki vertės  $f_0 = (V / \lambda_0)(n_o - n_e)$ , abu kampai didėja absoliutine verte ( $\theta_k > 0^\circ$ ,  $\theta_d < 0^\circ$ ) iki  $\theta_k = -\theta_d = 90^\circ$ . Taigi, kiekvienai akustinės bangos dažnio vertei nuo 0 iki  $f_0$  galimi du judesio kiekio tvermės dėsnį tenkinantys kritimo ir du difrakcijos kampai [90]:

$$\sin \theta_k = \frac{\lambda_0 f}{V} (n_o \pm n_e)^{-1}, \quad (37)$$

$$\sin \theta_d = \pm \sin \theta_k \left[ 1 + [(n_o / n_e)^2 - 1] \cos^2(\theta_k) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (38)$$



7 pav. Vektorinė diagrama bei kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybė nuo akustinių bangų dažnio anizotropinei difrakcijai vykstant  $\text{LiNbO}_3$  ZX plokštumoje, kai akustinės bangos kryptis lygiagreti X ašiai. (pagal [90])

Išnagrinėtuose anizotropinės AO difrakcijos atvejuose krintanti ir difragavusi šviesa yra poliarizuota statmenai viena kitos atžvilgiu, nes judesio kiekio tvermės dėsnis difraguojant šviesai bus tenkinamas tik esant poliarizacijos plokštumos sukimui.

## **2.6 AO DERINAMŲ FILTRŲ APŽVALGA**

Šiame skyriuje analizuojami AO prietaisai, jų veikimo principas, panaudojimo įvairiuose taikymuose galimybės.

### **2.6.1 Pagrindinės savybės ir taikymai**

Optiniai filtrai yra svarbi šiuolaikinių telekomunikacijų optinio ryšio sistemų, derinamo bangos ilgio lazerių ir kitų taikymų sudedamoji dalis. Šiai dienai yra sukurta nemažai įvairiais principais veikiančių filtrų: akustooptinių, elektrooptinių, Fabry-Pero ir kt. Akustooptiniuose derinamuose filtruose optinei spinduliuotei sąveikaujant su fononais pakinta fotonų poliarizacija ir/arba sklidimo kryptis, t.y. vyksta šviesos difrakcija akustinėmis bangomis, pasireiškiant šviesos poliarizacijos plokštumos sukimui. Šioje sąveikoje dalyvauja tik tam tikros energijos ir judesio kiekio tvermės sąlygas tenkinančios fotonų grupės. AODF atlieka derinamų juostinių optinių filtrų funkciją. Praleidžiamos šviesos bangos ilgio derinimas juose atliekamas keičiant akustinių bangų dažnį. Dėl išskirtinių naudingų savybių visumos AODF laikomi perspektyviais naudojimui ne tik WDM ryšio sistemose, bet ir derinamo šviesos bangos ilgio lazeriuose, spektroskopijoje, vizualizavime ir kituose taikymuose [10], [12–28].

AODF privalumai [84]:

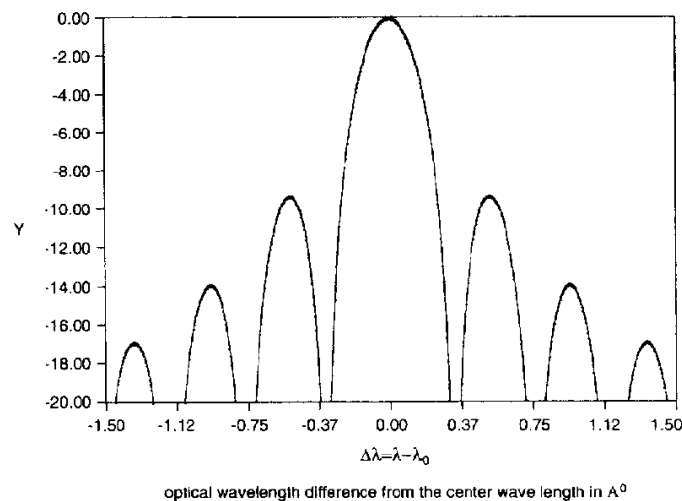
- Jie yra siaurajuosčiai. Juostos plotis pusės intensyvumo maksimumo lygyje (PIML) gali būti mažesnis nei 1 nm.
- Tarpai tarp kanalų dažnių skalėje yra siauri, maždaug 1 nm eilės. Tai svarbu WDM ryšio sistemose, kuriuose spektras yra tankiai užpildytas.
- Šviesos bangos ilgio derinimas plačiose ribose (keli šimtai nm ir daugiau)

AODF atliekamas grynai elektroniniu būdu. Derinimo diapazono plotį riboja tik akustinio keitiklio dažnių juostos plotis.

- AODF veikimui pakankama sąlyginai nedidelė valdančiojo radijo dažnio (RD) signalo galia.
- AODF vienu metu galima atlikti kelių šviesos bangos ilgių filtravimą. Tai įgalina lygiagrečių kelių optinių signalų (kanalų) apdorojimą į filtrą paduodant kelis skirtingų dažnių nedidelės galios RD signalus.
- Gali būti išpildomos ir sudėtingesnės AODF konfigūracijos, pvz. keturpoliai komutatoriai („4 port switch“).
- AODF reakcijos laikas (veikimo sparta) yra gana trumpas, kelių  $\mu\text{s}$  eilės. Jį lemia akustinių bangų greitis pasirinktoje filtro medžiagoje.

AODF trūkumai:

- Šalutiniai maksimumai optiniame spektre, atsirandantys dėl AO sąveikos. Tipinė AODF praleidžiamos šviesos galios priklausomybė nuo bangos ilgio parodyta 8 pav.
- Kai kuriuose taikymuose, pvz išplėstinių rezonatorių lazeriuose („extended cavity lasers“), šviesos dažnio pokytis jai difraguojant akustinėmis bangomis yra neigiamas reiškinys.



8 pav. Filtro pralaidumo juosta. Praleidžiamos šviesos galios (dBs) priklausomybė nuo bangos ilgio. [84]

### 2.6.2 Palyginimas su elektrooptiniais filtrais

Tiek elektrooptinio, tiek AO efekto atveju medžiagoje sklindanti šviesa yra veikiamą lūžio rodiklio pokyčio, tačiau pastarasis metodas yra pranašesnis. AO sąveika leidžia keisti difraguojančios šviesos savybes derinant akustinių bangų parametrus. Keičiant RD signalo, žadinančio akustines bangas, galią galima moduluoti šviesos intensyvumą/amplitudę. Amplitudės moduliacija galima ir elektrooptiniuose filtruose, tačiau dažnio moduliacija tiesiogiai įgyvendinama tik vykstant AO sąveikai. Minimalus AO filtrų juostos plotis gali būti artimas reikšmei  $\Delta\lambda/\lambda=1/1000$  [84]. Panašūs rezultatai yra gauti ir elektrooptiniuose šviesos poliarizaciją keičiančiuose TE-TM („transverse electric-transverse magnetic“) modų filtruose. Kita vertus, kai yra reikalingas platus šviesos bangos ilgio keitimo diapazonas, AODF, kurių derinimo juostos plotis priklauso tik nuo akustinių bangų dažnio sąlygoto lūžio rodiklio periodinio pasiskirstymo kristale (kuris, savo ruožtu, gali būti keičiamas) ir gali siekti maksimalią vertę  $\Delta\lambda/\lambda=1/10$ , lenkia elektrooptinius filtras, kurių atitinkamas dydis yra tik apie  $\Delta\lambda/\lambda=1/200$ , t.y. derinimo diapazonas yra ženkliai siauresnis [84]. Elektrooptiniuose filtruose lūžio rodiklio periodinis pasiskirstymas yra fiksuotas gamybos proceso metu ir vėliau gali būti keičiamas tik pridodant stiprius (iki 100V) elektrinius signalus lyginant su dešimtujų mW eilės RD signalo galia, reikalinga AODF. Be to, AODF gamybos netobulumų koregavimas yra paprastesnis. Ko gero, vienintelis svarbus elektrooptinių filtrų pranašumas yra veikimo sparta. AO įrenginiuose reakcijos laikas yra nulemtas akustinių bangų greičio ir yra  $\mu\text{s}$  eilės, tuo tarpu elektrooptiniai filurai yra apie 1000 kartų greitesni.

### 2.6.3 Palyginimas su monochromatoriais

Monochromatoriai taikomi visuose spektro ruožuose nuo UV (ultravioletinio) iki IR (infraraudonojo). Tipiniuose monochromatoriuose skirtingų bangos ilgių erdviniam atskyrimui naudojama difrakcinė gardelė. Bendru atveju juose detektuojamas šviesos bangos ilgis keičiamas regulatoriumi pakreipiant difrakcinę gardelę reikiamu kampu. Šio

mechanizmo reakcijos laikas yra sąlyginai ilgas, o prietaiso skanavimo sparta nedidelė. Šiai problemai išspręsti yra naudojami fiksuotos difrakcinės gardelės spektrometrai su fotodiodų masyvu. Šiuo atveju prietaise nėra judančių dalių, tačiau tipinio detektorinio masyvo jautrumas yra sąlyginai nedidelis. Dar vienas komercinis sprendimas yra didelės skiriamosios gebos Echelle spektrometras su dvimačiu detektorių masyvu [12].

Monochromatoriaus skiriamąją gebą apsprendžia židinio nuotolis ir difrakcinės gardelės periodas. Tipinių monochromatorių gardelės elementų tankis yra nuo  $300 \text{ mm}^{-1}$  iki  $3600 \text{ mm}^{-1}$ , židinio nuotolis – nuo 0.1 m iki 1 m. Monochromatoriaus, kurio gardelės elementų tankis yra  $600 \text{ mm}^{-1}$ , židinio nuotolis 0.1 m, o įėjimo ir išėjimo angų skersmenys  $50 \mu\text{m}$ , juostos plotis yra apie 0.83 nm. Esant atitinkamų parametrų vertėms,  $1200 \text{ mm}^{-1}$ , 0.75 m, ir  $10 \mu\text{m}$ , pralaidumo juosta susiaurėja iki 0.011 nm [12]. Prietaiso skiriamąją gebą galima didinti didinant difrakcinės gardelės elementų skaičių ir židinio nuotolį, tačiau atitinkamai kyla ir įrenginio kaina. Palyginimui, UV diapazone AODF skiriamoji geba yra panaši kaip aukštos kokybės monochromatorių, tačiau MŠ ir IR ruožuose AODF šiuo atžvilgiu nusileidžia net ir vidutinės klasės monochromatoriams. Skirtingai nei AODF, monochromatorių skiriamoji geba nėra smarkiai priklausoma nuo šviesos bangos ilgio. Difrakcinės gardelės yra pritaikytos tam tikriems spektro ruožams, jų difrakcijos efektyvumas kinta nuo 20% iki 90%, tačiau bendrą monochromatorių efektyvumą riboja įėjimo apertūra, kuri paprastai būna 10-100  $\mu\text{m}$  skersmens, t.y. žymiai mažesnė už analogišką tipinį AODF parametą. Įėjimo apertūros didinimas mažina prietaiso skiriamąją gebą, taigi siekiant didesnio efektyvumo tenka ieškoti kompromiso ir „paaukoti“ skiriamąją gebą.

#### **2.6.4 Palyginimas su fiksuoto bangos ilgio filtrais**

Aptarkime dviejų tipų fiksuoto bangos ilgio filtrus: sugerties (absorbinius) ir interferencinius. Sugerties filtrai gaminami iš medžiagų, kurios yra skaidrios tam tikro bangos ilgio šviesai, tačiau sugeria šalutinę spinduliuotę [91]. Jie dažnai konstruojami ant skaidrių, tokių kaip stiklas ar

panašių, medžiagų uždedant adsorbinius dažus. Šie filtrai paprastai naudojami MŠ spektre, jų pralaidumo juosta būna 30-250 nm pločio [92], o efektyvumas – 10–90%. Nepaisant konstrukcijos paprastumo ir pigumo, daugeliui taikymų jie netinkami dėl didelio juostos pločio/mažos skiriamosios gebos.

Kitas alternatyvus fiksuoto bangos ilgio atrankos prietaisas yra interferencinis filtras. Jis skirtas UV, MŠ ir IR spektrams. Interferencinių filtrų veikimo principas pagrįstas konstruktyvios interferencijos pasireiškimu tam tikro bangos ilgio šviesai. Paprastai šiuos filtrus sudaro skaidrus dielektrikas, patalpintas tarp dviejų pralaidžios medžiagos (pvz. stiklo, lydyto kvarco) plokštelių. Praleidžiamas bangos ilgis išreiškiamas [92]:

$$\lambda_m = \frac{2dn}{m}, \quad (39)$$

kur  $\lambda_m$  yra  $m$ -tosios eilės centrinis praleidžiamas šviesos bangos ilgis,  $d$  ir  $n$  yra dielektriko storis ir lūžio rodiklis, atitinkamai. Papildomas sugeriančios (absorbuojančios) medžiagos sluoksnis praleidžia tik vieną (pirmos eilės) iš kelių konstruktyvios interferencijos sustiprintų bangų. Interferencinių filtrų efektyvumas yra 10% eilės, o juostos plotis yra keli nm. Analogiškai sugerties filtras, šviesos bangos ilgis juose yra nekeičiamas, konstrukcija – nesudėtinga, kaina – nedidelė.

Abiejų aptartų fiksuoto bangos ilgio filtrų efektyvumas tam tikrose ribose yra panašus į AODF, tačiau juostos plotis yra didesnis, o skiriamoji geba – mažesnė. Be to, jie gali veikti tik esant vienam fiksuotam šviesos bangos ilgiui.

### **2.6.5 Palyginimas su skystųjų kristalų derinamais filtrais**

Skystųjų kristalų derinamuose filtruose (SKDF) naudojama Lyot filtro koncepcija [93–97]. Juos sudaro dvejetainis lūžio kristalas ir skystųjų kristalų banginė plokštelė patalpinti tarp dviejų lygiagrečių tiesinių poliarizatorių. Poliarizuota šviesa nukreipiama į kristalą ir čia skyla į paprastosios ir nepaprastosios poliarizacijos spindulius, kurie sklinda skirtingais greičiais. Tarp šių spindulių susidaro fazių skirtumas. Jie nukreipiami į skystųjų kristalų banginę plokštelę. Prie plokštelės pridėta įtampa galima valdyti šviesos



sklidimą joje ir tam tikriems bangos ilgiams suformuoti konstruktyvios interferencijos sąlygas. Per plokštelę praėjusi spinduliuotė yra atrankiai (selektyviai) praleidžiama per antrąjį poliarizatorių. Filto išėjime priimama vieno bangos ilgio šviesa. Bangos ilgį galima parinkti keičiant prie skystųjų kristalų banginės plokštelės pridėtą įtampą. Taigi, SKDF valdymas atliekamas elektroniniu būdu, o jų reakcijos laikas yra kelių ms eilės. SKDF yra skirti MŠ ir IR spektrams. Tinkamų skystųjų kristalų parinkimo problemos riboja jų pritaikymą UV spektrui. SKDF juostos plotį nulemia ploniausios banginės plokštelės storis. Praktikoje naudojamų SKDF juostos plotis yra apytiksliai lygus keliems nm [12]. Didesnę skiriamąją gebą galima pasiekti tik filtro perdavimo koeficiento (efektyvumo) sąskaita. SKDF apertūros matmenys yra apie 2-3 cm. Kaip pavyzdį galima nagrinėti Morris su bendraautorais [95] publikuotą SKDF ir AODF palyginimą fluorescensinei ir Ramano mikroskopijai. Rezultatai pateikiami 3 lentelėje. AODF yra pranašesni skiriamosios gebos/juostos pločio, perdavimo koeficiento (efektyvumo) ir derinimo spartos aspektais. SKDF yra pranašesni lyginant apertūrą ir atitinkamą atvaizdo kokybę.

3 lentelė. AODF ir SKDF parametrų palyginimas. [12], [95]

Filtrai	SKDF	AODF
Spektro ruožas	500-741 nm	560-1120 nm
Apertūra	20 mm (apvali)	7x7 mm <sup>2</sup>
Maks. pralaidumas (efektyvumas)	13.6 %	40.0 %
Pralaidumo juostos plotis prie 647.1 nm	11.1 nm	2.1 nm
Derinimo greitis	50 ms	0.025 ms

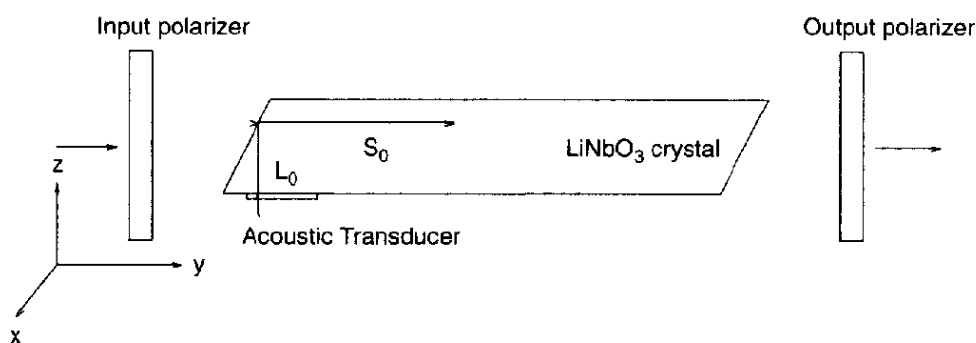
### 2.6.6 Pirmasis AO derinamas filtras

Pirmųjų AODF veikimas buvo pagrįstas tūrinių akustinių bangų ir nevedamos („unguided“) šviesos sąveika kristalo tūryje. Nagrinėjime pirmojo AODF, 1969 m. pasiūlyto S. E. Harris ir R. E. Wallace, konfigūraciją (9 pav.) [77]. Jį sudaro LiNbO<sub>3</sub> kristalas su pjezokeitikliu akustinėms bangoms žadinti bei įėjimo ir išėjimo poliarizatoriai. Šviesa ir akustinės bangos sklinda

lygiagrečiai kristalo Y ašiai. Šviesa difraguoja akustinių bangų sužadintoje lūžio rodiklio periodinėje gardelėje. Akustinių bangų šaltinis, dažniausiai pjezokeitiklis, o tuo pačiu ir AODF, yra valdomi elektroniškai. Keičiant akustinių bangų dažnį galima derinti difraguojančios šviesos bangos ilgių diapazoną, kurį filtras praleidžia. Keičiant akustinių bangų galią, keičiasi AO sąveikos ilgis, kuriame difraguoja visa kritusi šviesa. Duotam akustinių bangų dažniui energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai tenkinami tik labai siaurame šviesos bangos ilgių diapazone, kuriame ir stebima šviesos difrakcija. Dėl AO sąveikos šio bangos ilgio krintančios šviesos poliarizacija tampa statmena pradinei (pasukama  $90^0$ ), o šviesos intensyvumas beveik nepakinta. Kai krinta nepaprastosios poliarizacijos (poliarizuota lygiagrečiai kristalo optinei Z ašiai), difraguoja paprastosios poliarizacijos šviesa ir atvirkščiai. Laikoma, kad sąveikaujančios bangos yra plokščios. Tokio filtro juostos plotis PIML gali būti išreikštas:

$$\Delta\lambda_{PIML} = \frac{0.8\lambda^2}{L\Delta n}, \quad (40)$$

kur  $L$  yra efektyvusis prietaiso (AO sąveikos) ilgis, o  $\Delta n$  yra medžiagos paprastojo ir nepaprastojo lūžio rodiklių skirtumas.



9 pav. Pirmojo AODF blokinė schema. [77]

Šiuolaikiniuose AODF yra naudojamas tas pats šviesos ir akustinių bangų sąveikos principas, o jų darbiniai parametrai yra nuolat tobulinami. Bendru atveju šiuose filtruose turi būti išspręstas praėjusios (nedifragavusios) ir difragavusios šviesos atskyrimo erdvėje klausimas. Vienas metodas – tai

nekolinearioji difrakcija. Šiuo atveju kampas tarp krintančios šviesos ir akustinių bangų sklidimo krypties dažnai būna artimas  $90^\circ$ . Šis metodas dažniau taikomas medžiagose, pasižyminčiose dideliu paprastosios ir nepaprastosios šviesos lūžio rodiklių skirtumu  $\Delta n$ . Nedidelių šviesos kritimo kampų  $\theta_k$  atveju, praėjusios ir difragavusios šviesos kryptys AODF išėjime skiriasi kampu  $\Delta\theta = \Delta n \sin \theta_k$  [77]. Tuo tarpu kolineariosios difrakcijos atveju difragavęs ir praėjęs (nedifragavęs) spinduliai atskiriami naudojant poliarizatorius.

### 2.6.7 Nekolinarieji ir kolinarieji AO derinami filtrai

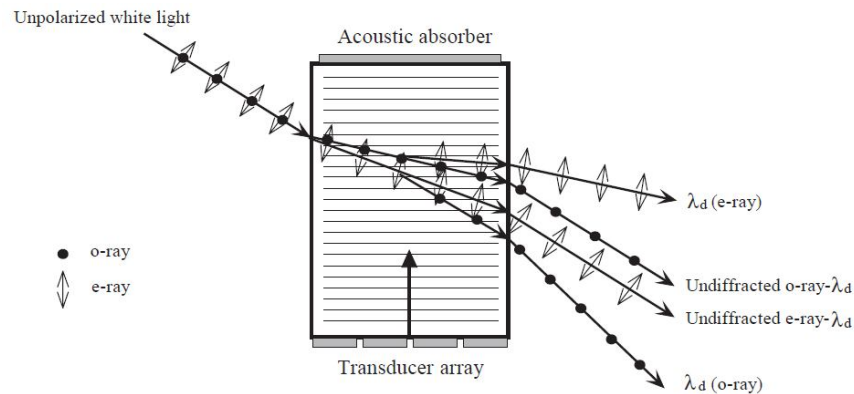
Nagrinėjame 10 pav. pavaizduotą nekolineariosios AO sąveikos tūrinių bangų filtrą. Keitikliais AO terpėje žadinamos skersinės tūrinės akustinės bangos. Į AODF krinta nepoliarizuota balta šviesa. Kristale ji skyla į paprastąjį ir nepaprastąjį spindulius (abiejų spindulių bangos ilgiai ir judesio kiekiai vienodi), kurie dėl skirtingų lūžio rodiklių sklinda skirtingomis kryptimis, aprašomomis Snelio dėsniumi:

$$n_{nep} \sin \theta_k = n_o \sin \theta_o = n_e \sin \theta_e. \quad (41)$$

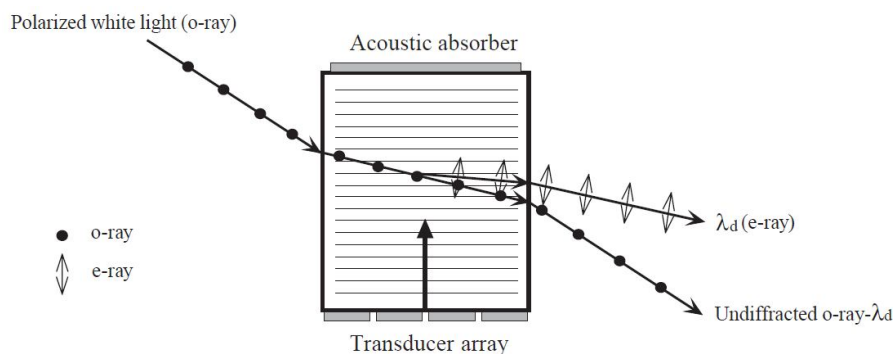
Šviesos lūžio rodiklio  $n$  ir kritimo kampo  $\theta$  indeksai „nep“, „o“ ir „e“ žymi į filtrą krintančią nepoliarizuotą bei kristale sklindančią paprastąją ir nepaprastąją šviesą, atitinkamai. Krintant paprastajai šviesai, difraguoja nepaprastoji šviesa, kuri AODF išėjime sklinda kita kryptimi nei praėjęs (nedifragavęs) paprastasis spindulys, o difrakcija laikoma 1-os eilės. Difragavusių fotonų judesio kiekis lygus kritusių fotonų ir fononų judesio kiekių sumai. Analogiškai, krintant nepaprastajai šviesai, difraguoja paprastoji šviesa, o jos judesio kiekis lygus krintančių fotonų ir fononų judesio kiekių skirtumui. Difrakcija laikoma -1-os eilės. Praėjusi (nedifragavusi) šviesa nekeičia nei poliarizacijos, nei sklidimo krypties. AODF taip pat gali vykti ir aukštesnių eilių difrakcija, tačiau jos efektyvumas yra mažesnis.

AO sąveika į filtrą krintant poliarizuotai lazerio ar kito šaltinio šviesai pavaizduota 11 pav. Šiuo atveju ženkliai sumažinama šalutinė nenaudinga

spinduliuotė. Analogiškai aukščiau aptartam nepoliarizuotos šviesos atvejui, difrakcijos metu pasireiškia poliarizacijos plokštumos sukimas, o krintanti šviesa yra statmenai poliarizuota difragavusiai šviesai, kuri AODF išėjime sklinda kita kryptimi nei praėjęs (nedifragavęs) spindulys.



10 pav. Nepoliarizuotos šviesos difrakcija nekoliniame tūrinių bangų AODF. [12]

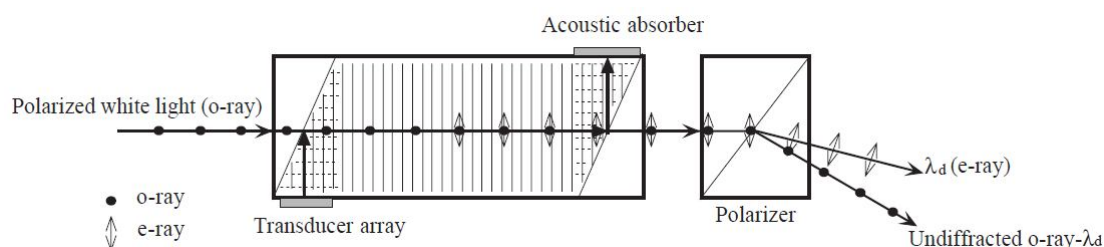


11 pav. Poliarizuotos šviesos difrakcija nekoliniame tūrinių bangų AODF. [12]

Kolineariosios AO sąveikos konfigūracija, kai į filtrą krinta paprastai poliarizuota šviesa, pavaizduota 12 pav. Keitikliu žadinamos išilginės akustinės bangos atsispindėjusios nuo kristalo sienelės tampa skersinėmis ir sklinda lygiagrečiai krintančiai ir difragavusiai šviesai. Kritusi ir praėjusi (nedifragavusi) šviesa yra poliarizuotos statmenai difragavusiai, todėl šiuos spindulius galima atskirti poliarizatoriumi arba dichroiniu filtru.

Difragavusios ir praėjusios (nedifragavusios) šviesos atskyrimo erdvėje

požiūriu patogesni yra nekolineariosios difrakcijos AODF, kuriuose paprastoji ir neparastoji šviesa sklinda skirtingomis kryptimis. Juose nereikia naudoti jokių papildomų optinių komponentų. Kita vertus, taikymuose, kuriuose net ir menka šalutinė spinduliuotė yra netoleruotina, greta filtrų bet kokiu atveju naudojami poliarizatoriai. Kolinearioji AO sąveikos konfigūracija leidžia dirbti mažesnės RD signalo galios režime, tačiau šiuo atveju difragavusios šviesos atskyrimui būtina naudoti poliarizatorius. Be to, būtina įvertinti poliarizatoriaus kokybę ir pralaidumo charakteristikas, kurios tam tikrais atvejais gali riboti/įtakoti paties filtro darbinius parametrus [12].



12 pav. Poliarizuotos šviesos difrakcija kolineariame tūrinių bangų AODF. [12]

### 2.6.8 Juostos plotis

Praleidžiamų šviesos bangos ilgių juostos plotis yra svarbus visų optinių filtrų parametras. AODF juostos plotį iš esmės nulemia judesio kiekio tvermės dėsnis bei naudojamų poliarizatorių savybės. Realiomis sąlygomis, AO difrakcija vyksta ne viename (34) lygybe aprašomame šviesos bangos ilgyje, o siaurame bangos ilgių diapazone aplink šią vertę, kur judesio kiekio tvermės dėsnis nėra idealiai tenkinamas. Šiame diapazone difragavusi šviesa bus praleidžiama pro filtrą. Filtro juostos plotis  $\Delta\lambda$  yra matuojamas pusės intensyvumo maksimumo lygyje [12]:

$$\Delta\lambda = \frac{0.9\lambda^2}{\Delta n L \sin^2 \theta_k}. \quad (42)$$

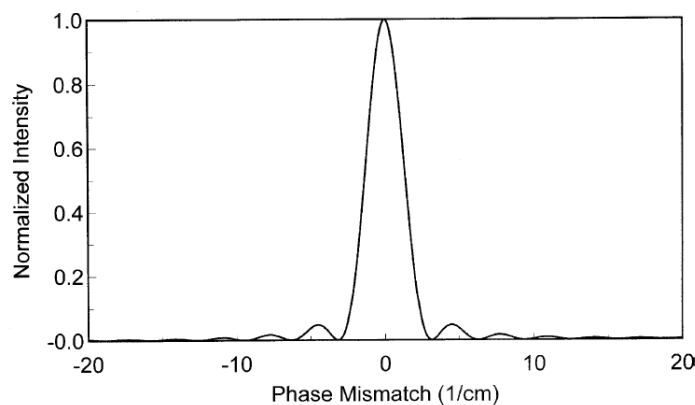
Kitus parametrus laikant pastoviais,  $\Delta\lambda$  yra proporcingas šviesos bangos ilgio  $\lambda$  kvadratui ir atvirkščiai proporcingas AO sąveikos ilgiui  $L$ . Taigi, UV

diapazone veikiančio filtro juostos plotis bus mažesnis nei dirbančio IR diapazone. Pavyzdžiui, kolinearijame kvarco AODF jis lygus 0.06 nm esant 226 nm šviesos bangos ilgiui [98]. Padidinus bangos ilgį iki 405 nm, filtro juosta plotis – 0.36 nm. Paratelurito pagrindu pagamintame AODF juostos plotis matomos šviesos spektre kinta nuo 0.5 nm iki 2.5 nm šviesos bangos ilgį didinant nuo 400 nm iki 633 nm, atitinkamai [99]. Artimajame IR spektre tokio filtro juostos plotis siekia kelias dešimtis nm. Svarbu paminėti, kad AODF juostos plotis taip pat priklauso nuo prietaiso konstrukcijos ypatybių. Didesnis AO sąveikos ilgis kolineariuosiuose filtruose, lyginant su nekolineariaisiais, lemia siauresnę praleidžiamų bangos ilgių juostą. Siekiant pagerinti skiriamąją gebą, filtrai konstruojami parenkant kuo didesnę AO sąveikos ilgį.

Remiantis judesio kiekio tvermės dėsniumi galima aprašyti difragavusios šviesos intensyvumo pasiskirstymą pagal bangos ilgius [12]:

$$I = I_0 \sin\left(\frac{\Delta k L}{2\pi}\right), \quad (43)$$

kur  $I$  ir  $I_0$  yra difragavusios ir krintančios šviesos intensyvumai, atitinkamai, o  $\Delta k$  – fazės neatitikimo parametras, priklausantis nuo paprastosios ir nepaprastosios šviesos banginių vektorių amplitudžių. Difragavusios šviesos intensyvumo filtro išėjime priklausomybė nuo fazės neatitikimo parametro parodyta 13 pav. Šoniniai interferencijos pikai gali būti sumažinti ar eliminuoti taikant matematinę spektrinę manipuliaciją [100], dvejojo lūžio apodizaciją [101], [102], inversinę sklaidą [103] ir skaidulines optines technologijas [104].



13 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo AODF išėjime priklausomybė nuo fazės neatitikimo parametro.

### **2.6.9 Kritimo kampų diapazonas ir apertūra**

AODF kritimo kampų diapazonas turėtų būti parenkamas atsižvelgiant į kelis aspektus. Viena vertus, platesnis diapazonas ir didesnė apertūra užtikrina didesnę prietaiso jautrumą, todėl maksimalaus šviesos kritimo kampo, prie kurio dar pakankamai efektyviai tenkinamas judesio kiekio tvermės dėsnis, radimas yra aktualus uždavinys [86]. Kita vertus, didinant filtro šviesos kritimo kampų diapazoną, apertūrą ir tuo pačiu juostos plotį, prastėja jo skiriamoji geba. AODF veikimo spartą (reakcijos greitį) sąlygoja trukmė, per kurią akustinė banga nusklinda per visą fotonų pluoštelio plotį. Taigi, didinant AODF apertūrą, atitinkamai ilgės ir prietaiso reakcijos laikas. Nekolineariuosiuose filtruose, kuriuose akustinės bangos sklinda statmeni (arba artima statmeniui kryptimi) šviesai, galimas tam tikras kompromisas tarp apertūros ir veikimo spartos. Kolineariuosiuose AODF veikimo sparta yra AO sąveikos ilgio funkcija ir nepriklauso nuo apertūros dydžio. AODF efektyvumas priklauso nuo optinės apertūros. Apertūra gali būti plečiama parenkant atitinkamų gabaritų kristalą, tačiau kristalo didinimas gali sąlygoti ženklų įrenginio kainos kilimą. Daugumos komercinių AODF apertūros skersmuo yra 1 – 10 mm ribose [12].

Esant fiksuotam filtro akustinių bangų dažniui kiekvieną šviesos kritimo kampą atitinka skirtingas difraguojančios šviesos bangos ilgis [12]. Šis kitimas neturi didelės įtakos tirpalų, UV kietų kūnų, MŠ molekulių spektrometrijoje, kur stebimos spektro savybės yra plačiajuostės, tačiau tam tikruose taikymuose, pavyzdžiui dujinės fazės molekulių ir atomų spektrometrijoje, yra svarbu sumažinti AO sąveikoje dalyvaujančios šviesos bangos ilgio kitimo įtaką. Tai būtų galima atlikti idealiai kolimuojant krintančią šviesą.

### **2.6.10 Naudojamos medžiagos, AO kokybė, efektyvumas**

Parenkant AODF medžiagas atsižvelgiama į kelias svarbias savybes [12]. Medžiaga turi būti optiškai skaidri numatytiems šviesos bangoms ilgiams. Jei paprastosios ir nepaprastosios šviesos lūžio rodiklių medžiagoje skirtumas yra didelis, ji labiau tinkama nekolineariosios AO sąveikos filtrams. Jei lūžio

rodiklių skirtumas nedidelis ir medžiaga necentrosimetrinė, ją patogiu panaudoti kolineariuosiuose AODF. Didelio tankio medžiagose, pasižyminčiose nedideliu akustinių bangų sklidimo greičiu, pastarųjų intensyvumas yra sąlyginai didelis. Bendra sąvoka, naudojama AO medžiagų palyginimui, yra AO kokybė („AO figure of merit“). Į anizotropinio kristalo filtrą krintant paprastai poliarizuotai šviesai AO kokybė išreiškiama [86]:

$$M = \frac{n_o^3 n_e^3 p_{eff}^2}{\rho V^3}, \quad (44)$$

Čia  $p_{eff}$  yra efektinė elastooptinė konstanta,  $\rho$  yra medžiagos tankis. Kuo didesnė AO kokybė, tuo didesnis difragavusios šviesos intensyvumas ir filtro efektyvumas. AODF efektyvumas priklauso nuo difrakcijos efektyvumo. Brego kampu krintančios šviesos difrakcijos efektyvumas išreiškiamas [80]:

$$\eta = \sin^2\left(2.2 \frac{L}{\lambda} \sqrt{MT_a}\right), \quad (45)$$

čia  $L$  yra AO sąveikos ilgis,  $T_a$  – akustinės galios tankis. Artimos vienetui difrakcijos efektyvumo vertės gali būti gautos parenkant AO sąveikos ilgį ir akustinių bangų galios tankį. Didžiausias AO difrakcijos efektyvumas (75–90%) gaunamas  $\text{TeO}_2$  kristaluose naudojant lazerį arba kitą poliarizuotos šviesos šaltinį [12]. Nagrinėjant AO difrakcijos efektyvumą krintant nepoliarizuotai šviesai turi būti atsižvelgta į papildomus veiksnius. Nekolineariosios AO sąveikos atveju paprastai nagrinėjami tik +1 ir -1 eilės difragavę spinduliai, o maksimalus galimas efektyvumas yra maždaug dvigubai mažesnis nei naudojant poliarizuotos šviesos šaltinį. Panašus AO difrakcijos efektyvumas pasiekiamas ir kolineariuosiuose nepoliarizuotos krintančios šviesos filtruose, kuriuose būtina atskirti difragavusį ir praėjusį (nedifragvusį) statmenų poliarizacijų spindulius [12]. Reikia paminėti, kad paratelerito kristaluose pasiekiamas ženkliai didesnis AO difrakcijos efektyvumas nei kitose naudojamose medžiagose. Pavyzdžiui, Tran ir Lu [105] kolineariajame kvarco AODF nustatė tik 12-13% difrakcijos efektyvumą.

Dažnai naudojamų AO medžiagų savybės nurodytos 4 lentelėje [86], [89]. Vienas optimaliausių AO savybių derinių aptinkamas paratelerito



kristaluose, kurie dažniausiai naudojami MŠ ir artimajame IR spektruose. Kaip AO filtro gardelė UV ir MŠ spektrams taip naudojami SiO<sub>2</sub>, LiNbO<sub>3</sub>, CaMoO<sub>4</sub>. Kvarcas ir talio arseno selenitas (Tl<sub>3</sub>AsSe<sub>3</sub>) yra tinkami taikymui UV ir IR spektruose, atitinkamai. KDP (KH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>) ir magnio fluoridas yra plačiau naudojami UV diapazone. Reziumuojant, AODF dažniausiai naudojami MŠ ir artimajame IR spektro ruožuose. Paratelerito taikymas AO filtruose technologiniu požiūriu yra bene labiausiai pažengęs iš visų minėtų medžiagų.

4 lentelė. Dažnai naudojamų AODF medžiagų savybės. Visi lūžio rodikliai pateikiami 633 nm šviesos bangos ilgiui, išskyrus kvarcą – 589 nm. [86], [89]

Kristalas	Gardelė	Skaidrumo ruožas, $\mu\text{m}$	Lūžio rodikliai	Akustinių bangų greitis, m/s	AO kokybė, $10^{-18} \text{ s}^3/\text{kg}$	AODF tipas
$\alpha$ -Kvarcas	L	0.12-6.5	$n=1.539$ $n_e=1.548$	5960	1.15	Kolinearus Nekolinearus
LiNbO <sub>3</sub>	L[X]	0.4-4.5	$n_o=2.29$ $n_e=2.2$	6570	6.95	Kolinearus
TeO <sub>2</sub>	S[110]	0.35-4.5	$n_o=2.26$ $n_e=2.41$	616	1200	Nekolinearus
Tl <sub>3</sub> AsSe <sub>3</sub>	L[100]	1.25-17	$n_o=3.34$ $n_e=3.15$	2050	628	Kolinearus Nekolinearus
Hg <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	S[110]	0.4-20	$n_o=1.96$ $n_e=2.62$	347	1060	Nekolinearus

### 2.6.11 Valdančiojo RD signalo galia

Vienas iš svarbiausių AODF parametrų yra valdančiojo RD (radijo dažnio) signalo galia. Kai galios tankis viršija kelis W/cm<sup>2</sup>, kristalas gali perkaisti ir gali pakisti jo darbinės charakteristikos [86]. Elastooptinis efektas, kuriuo grindžiamas AO sąveikos efektyvumas, aprašomas medžiagos elastooptinėmis konstantomis  $p_{ij}$ . Kiekvienai sąveikaujančių šviesos ir akustinių bangų vektorių kombinacijai gali būti nustatyta efektyvioji elastooptinė konstanta  $p_{eff}$  [106]. Jos vertė lemia, kokia akustinė galia reikalinga norint pasiekti tam tikras filtro darbinės charakteristikas. AO gardelės geometrijos optimizavimas leidžia sumažinti valdančiojo RD signalo galią neįtakojant filtro darbinės parametrų.

### 2.6.12 Aptarimas

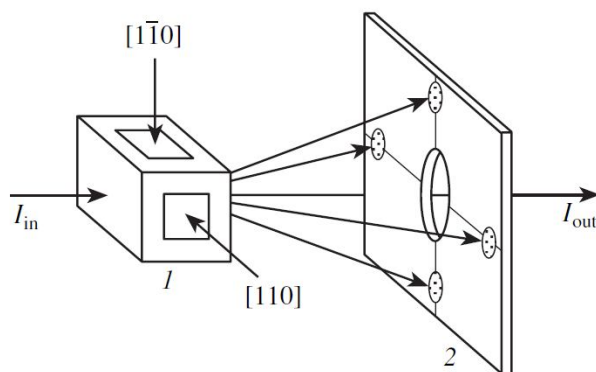
AO filtrai pranoksta daugelį kitų aprašytų šviesos bangos ilgio atrankos prietaisų. AODF yra lengvai valdomi, kietakūniai, kompaktiški, tvirtos konstrukcijos, stabilūs, patikimi, o sąryšis tarp šviesos bangos ilgio ir akustinių bangų dažnio yra aiškiai apibrėžtas ir atkuriamas. Artimajame IR ir MŠ spektruose AO filtro juostos plotis yra pakankamai siauras ir tinkamas įvairiems taikymams (pavyzdžiui, molekulinei spektrometrijai), o UV diapazone – dar siauresnis (tinkamas atminei spektrometrijai). AODF šviesos bangos ilgio derinimas yra spartus, trunkantis nuo kelių šimtų ns iki kelių  $\mu$ s. Priklausomai nuo filtro konfigūracijos norimo bangos ilgio šviesos perdavimo (filtro) efektyvumas kinta 10-90% ribose.

### 2.6.13 Nulinės Brego difrakcijos eilės šviesos intensyvumo modulatorius

Vienas iš pagrindinių klausimų konstruojant AO šviesos intensyvumo modulatorius yra įrenginio optinių nuostolių mažinimas. Maksimalus didelės galios komercinių lazerių efektyvumas dažniausiai yra pasiekiamas esant nepoliarizuotai arba atsitiktinai poliarizuotai spinduliuotei, kurios valdymui reikalingi atitinkami prietaisai [107]. Kalbant apie anizotropinę šviesos difrakciją akustinėmis bangomis, TeO<sub>2</sub> yra plačiausiai taikomas praktikoje iš visų AO medžiagų. Parateleritas pasižymi ypatingai aukšta AO kokybe *M*, jo gamybos technologija yra išvystyta. Tiesa, didelis AO difrakcijos efektyvumas (iki 100%) pasiekiamas, kai krintanti šviesa yra viena kristalo tikrinių modų, t.y. jos poliarizacija griežtai apibrėžta (tiesinė, elipsinė arba apskrita priklausomai nuo AO sąveikos geometrijos). Nepoliarizuotos šviesos difrakcijos efektyvumas be papildomų priemonių neviršija 50%.

Aptarkime galimybes, kaip viename prietaise išpildyti kuo efektyvesnę anizotropinę Brego difrakciją abiem nepoliarizuotos šviesos komponentėms [107]. Paratelerito savybės yra vienodos akustinėms bangoms sklindant statmenomis kristalografiniėmis ašimis [110] ir  $[1\bar{1}0]$ . Tokiu būdu vienu metu tame pačiame kristale galima gauti šviesos difrakciją dvejomis tarpusavyje statmenomis kryptimis dvejais nepriklausomais akustinių bangų pluoštais.

Bendras nulinės difrakcijos eilės efektyvumas lygus difrakcijos kiekvienu akustinių bangų pluoštu efektyvumų sandaugai. Darbinis signalas yra praleista šviesa, o jos intensyvumas valdomas dalį krintančios šviesos srauto nukreipiant į aukštesnių difrakcijos eilių spindulius. Kuo didesnis yra pirmos difrakcijos eilės efektyvumas, tuo mažesnis praėjusio spindulio intensyvumas. Kristalo polinkis Brego kampu dvejose statmenose plokštumose sąlygoja nežymų difrakcijos sąlygą tenkinančio akustinių bangų dažnio poslinkį. Šiuo principu buvo pagamintas komercinis moduliatorius (14 pav.) kieto kūno lazerio spinduliuotės (bangos ilgis  $\lambda_0=1.06 \mu\text{m}$ ) valdymui. Realus nulinės difrakcijos eilės spindulio intensyvumas neviršijo 1-3% kritusios spinduliuotės intensyvumo.



14 pav. Paratelurito monokristalo nulinės difrakcijos eilės moduliatorius su dvejais statmenų sklidimo krypčių akustinių bangų srautais.  $I_{in}$  – krintanti šviesa,  $I_{out}$  – išeinanti šviesa,  $1$  – kristalas,  $2$  – diafragma. [107]

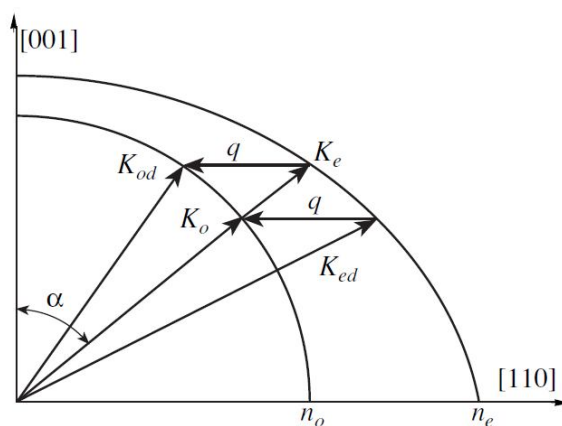
Nagrinėkime tokio prietaiso veikimo principą. Tuo tikslu buvo atlikti banginių vektorių diagramos skaičiavimai vienašiam optiškai aktyviam kristalui (pvz.  $\text{TeO}_2$ ). Lūžio rodiklių indikatrixės buvo aproksimuotos sukimosi elipsoidais [108],

$$\frac{n_1^2(\theta) \cos^2 \theta}{n_o^2(1 + \delta)^2} + \frac{n_1^2(\theta) \sin^2 \theta}{n_e^2} = 1, \quad (46)$$

$$\frac{n_1^2(\theta) \cos^2 \theta}{n_o^2(1 - \delta)^2} + \frac{n_1^2(\theta) \sin^2 \theta}{n_e^2} = 1, \quad (47)$$

kur  $n_1(\theta)$  ir  $n_2(\theta)$  yra nepaprastosios ir paprastosios šviesos lūžio rodikliai,  $\theta$

yra šviesos banginio vektoriaus kampas su optine ašimi,  $\delta = \lambda_0 \rho / 2\pi n_o$  yra koeficientas,  $\rho$  – specifinis šviesos poliarizacijos sukimas (rad/mm),  $\lambda_0$  – šviesos bangos ilgis vakuume. Skaičiavimuose buvo naudotos šios parametrų vertės:  $\lambda_0 = 1.06$  mm,  $\rho = 254.8$ ,  $n_o = 2.208$ ,  $n_e = 2.352$ . Akustinių bangų greitis  $\text{TeO}_2$  (110) plokštumoje nedideliems nukrypimams nuo statmens optinei ašiai buvo aproksimuotas funkcija  $v = v_0(1 + b\varphi^2)$  [109], kur  $b = 4.895$  – anizotropijos parametras,  $\varphi$  – akustinių bangų fazinio greičio krypties nuokrypio nuo statmens optinei ašiai kampas,  $v_0 = 0.617 \times 10^6$  mm/s – garso greitis kryptimi, statmena kristalo optinei ašiai. Banginių vektorių konfigūracija nulinės difrakcijos eilės paratelurito moduliatoriuje pavaizduota 15 pav. [110].



15 pav. AO sąveikos banginių vektorių diagrama nulinės difrakcijos eilės paratelurito moduliatoriuje. [107]

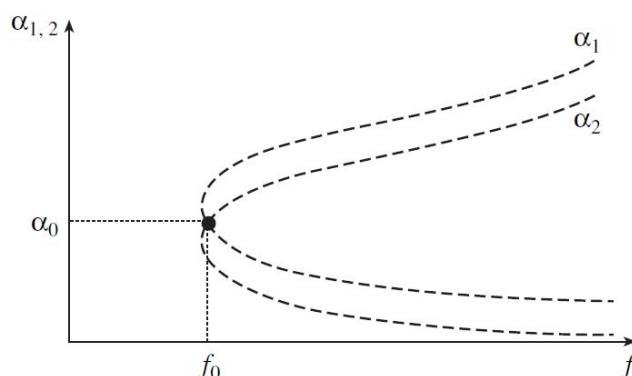
Į kristalą kampu  $\alpha$  krinta nepoliarizuota šviesa. Ji skyla į dvi tarpusavyje statmenai poliarizuotas tikrines kristalo modas, kurių vektoriai  $k_o$  ir  $k_e$  atitinka kristalo lūžio rodiklius  $n_o$  ir  $n_e$ . Kai akustinės bangos nežadinamos, kristalą praėjusios šviesos intensyvumas beveik nepakinta. Akustinėms bangoms sklindant [110] kryptimi, teisingai parinkus jų banginio vektoriaus  $K$  dydį (akustinių bangų dažnį), bus tenkinamos lygybės:

$$k_o \pm K = k_{ed}, \quad (48)$$

$$k_e \pm K = k_{od}, \quad (49)$$

kur  $k_{ed}$  ir  $k_{od}$  yra tarpusavyje statmenai poliarizuotos „+“ ir „-“ Brego difrakcijos pirmos eilės šviesos banginiai vektoriai, atitinkamai. Šviesos

kritimo kampų  $\alpha_1$  ir  $\alpha_2$ , atitinkančių vektorius  $k_e$  ir  $k_o$ , priklausomybėse nuo akustinių bangų dažnio  $f$  (16 pav.) grafiškai parodytas (48) ir (49) lygčių bendro sprendinio egzistavimas. Matome, kad egzistuoja tik viena akustinių bangų dažnio  $f$  ir šviesos kritimo kampų  $\alpha_1$  ir  $\alpha_2$  kombinacija (dažnis  $f_0$ , kampas  $\alpha_0$ ), prie kurios vienu metu vyksta abiejų šviesos modų (nepaprastosios ir paprastosios, kurių difrakcijos eilė „+“ ir „-“, atitinkamai) Brego difrakcija. Siekiant didesnio efektyvumo, tokia AO sąveika nulinės difrakcijos eilės moduliatoriuje realizuojama du kartus – akustinėms bangoms vienu metu sklindant  $\text{TeO}_2$  kristalografiniėmis ašimis  $[110]$  ir  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Akustinių bangų dažnio vertės  $f_0$ , atitinkančios vienalaikę paprastosios ir nepaprastosios šviesos difrakciją, kai kuriems praktikoje naudojamiems lazeriams pateiktos 5 lentelėje. Joje taip pat nurodomi minimalūs AO sąveikos ilgiai  $L$ , kuriems esant vyksta Brego difrakcija (tenkinamas Klein-Cook kriterijus  $Q \geq 4\pi$ ).



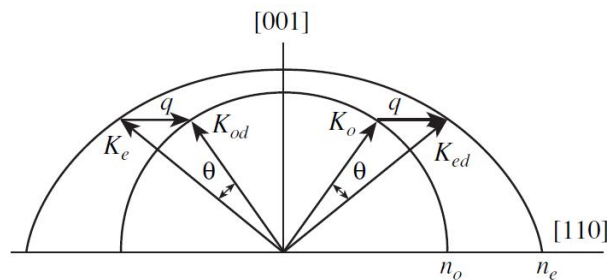
16 pav. Tarpusavyje statmenai poliarizuotų kristalo savųjų modų kritimo kampų priklausomybė nuo akustinių bangų dažnio. Kokybinis vaizdas. [107]

5 lentelė. Akustinių bangų dažnio vertės, atitinkančios vienalaikę paprastosios ir nepaprastosios šviesos difrakciją, kai kuriems praktikoje naudojamiems lazeriams. [107]

$\lambda$ , nm	Lazerio tipas	$f_0$ , MHz	$L$ , mm
440	He-Cd	30.1	1.9
488	Ar	23.4	2.8
514	Ar	21.1	3.3
633	He-Ne	13.4	6.7
1060	Nd: YAG	5.5	24

### 2.6.14 Pirmos Brego difrakcijos eilės šviesos intensyvumo modulatorius

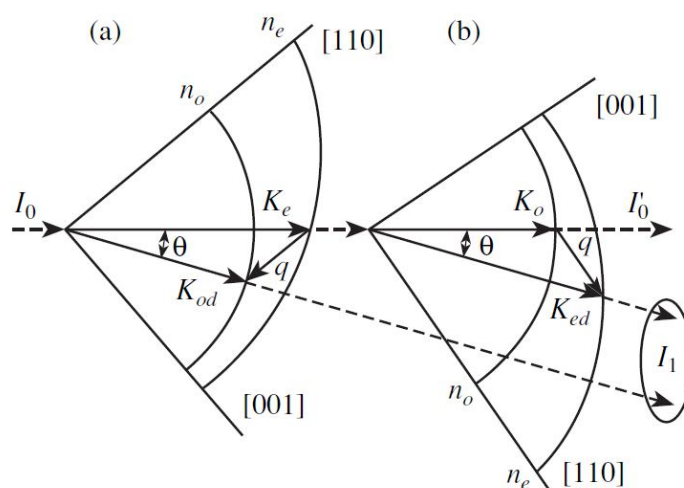
Literatūroje publikuojama medžiaga apie įvairius nepoliarizuotos šviesos intensyvumo moduliavimo įrenginius [107], [111]. Viena iš nepoliarizuotos šviesos nukreipimo į pirmą Brego difrakcijos eilę galimybių yra optiškai nuosekliai išdėstytų AO gardelių panaudojimas. 17 pav. parodoma principinė tokio metodo galimybė. Akustinės bangos, kurių vektorius  $K$ , sklinda lygiagrečiai paratelurito [110] ašiai. Iš kairės ir dešinės akustinių bangų poliarizacijos ašiai sklinda tarpusavyje statmenų poliarizacijų šviesa, kurios vektoriai yra  $k_e$  ir  $k_o$ , atitinkamai. Šių spindulių poliarizacijos plokštuma difrakcijos metu pasukama  $90^\circ$ . Gaunami tarpusavyje ir kritusiai šviesai statmenų poliarizacijų spinduliai  $k_{ed}$  ir  $k_{od}$ , difraguojantys tuo pačiu nuokrypio kampu  $\theta$ . Modeliuojant sistemą svarbu parinkti vienodus AO kristalus. Pagrindiniai parametrai, lemiantys prietaiso savybes yra kristalo pjūvio kampas ir pjezokeitiklio ilgis. Pjūvio kampas sąlygoja judesio kiekio tvermės dėsnį tenkinančias akustinių bangų dažnio ir difrakcijos nuokrypio kampo vertes tam tikram šviesos bangos ilgiui. Pjezokeitiklio ilgis sąlygoja difrakcijos efektyvumą ir kampinę apertūrą. Vienodiems kristalams ultragarso dažnio ir optimalios valdymo signalo galios vertės yra lygios, todėl galima naudoti vieną sinusinio valdymo signalo generatorių su galios dalikliu.



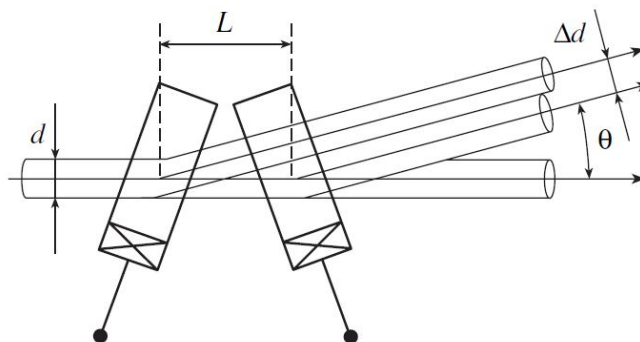
17 pav. Skirtingomis kryptimis sklindančios šviesos difrakcijos to paties dažnio akustinėmis bangomis vektorių diagrama  $\text{TeO}_2$  kristale. [107]

Šviesos difrakcijos vektorinė diagrama esant tam pačiam akustinių bangų dažniui, AO gardelių orientacijos viena kitos atžvilgiu, krintančios bei difragavusios šviesos kryptys pavaizduotos 18 pav. Difrakcija pirmame kristale atitinka banginių vektorių diagramą 17 pav. kairėje, o antrame kristale – 17

pav. dešinėje. Pirmame kristale atsiktinai poliarizuota šviesa dėl dvejo lūžio skyla į paprastosios ir nepaprastosios poliarizacijos komponentes. AO gardelė orientuota taip, kad vienai iš kristalo tikrinių modų būtų tenkinamas judesio kiekio tvermės dėsnis. Eksperimento schema buvo suderinta taip, kad pirmame kristale su poliarizacijos plokštumos sukimu difragavo nepaprastoji krintanti šviesa. Antrasis kristalas buvo orientuotas pirmojo atžvilgiu taip, kad jame su poliarizacijos plokštumos sukimu difragavo krintanti paprastoji šviesa, o +1 difrakcijos eilės paprastoji šviesa (difragavusi pirmajame kristale) praeidavo neišsklaidyta. Abu kristalai gali būti sukami aplink optinę ašį nepažeidžiant judesio kiekio tvermės dėsnio. Antro kristalo išėjime paprastasis ir nepaprastasis difragavę spinduliai sklinda ta pačia kryptimi su tam tikru paralaksu, o nulinės eilės spinduliai sutampa erdvėje. Tokiu būdu dviejų kristalų įrenginio išėjime gaunami ta pačia kryptimi sklindantys tarpusavyje statmenai poliarizuoti spinduliai, o jų sudėties rezultatas yra nepoliarizuota šviesa (tik erdvinio paralakso ribose). 19 pav. paveiksle pavaizduotos dvi AO gardelės, išdėstytos viena nuo kitos atstumu  $L$ , o atitinkamas atstumas tarp šviesos spindulių centrų yra  $\Delta d$ . Paralakso  $\Delta d$  įtaka tampa reikšminga, kai jo vertė pasidaro artima krentančio spindulio apertūrai  $d$ .



18 pav. AO difrakcijos vektorinė diagrama dvejuose viena kitos atžvilgiu pasuktose  $\text{TeO}_2$  gardelėse esant tam pačiam akustinių bangų dažniui.  $I_0$  – krintantis,  $I'_0$  – nulinės difrakcijos eilės,  $I_1$  – pirmos difrakcijos eilės spinduliai, (a) ir (b) – pirmas ir antras kristalai, atitinkamai. [107]



19 pav. Difragavusio spindulio paralaksas. [107]

Mūsų nagrinėjamo lazerio spinduliuotės (bangos ilgis  $\lambda=1.06 \mu\text{m}$ ) intensyvumo modulatoriaus atveju [107] paralaksas  $\Delta d = 0.2 \text{ mm}$ , akustinių bangų dažnis lygus 12 MHz, atstumas tarp kristalų  $L=10 \text{ mm}$ . Tokio tipo modulatoriai yra sąlyginai pigūs ir gana plačiai taikomi, tačiau tam tikrais atvejais dėl paralakso ribojimų jų panaudojimas yra kompliktuotas. Sekančiame skyriuje aptarsime šių trūkumų eliminavimo būdus.

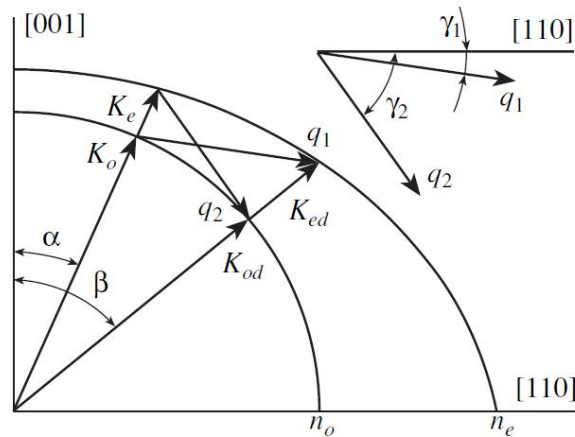
### 2.6.15 Paralaksui nejautrus šviesos intensyvumo modulatorius

Šiame skyriuje aprašomas poliarizacijai nejautrus  $\text{TeO}_2$  modulatorius, kuriame išspręsta tarpusavyje statmenai poliarizuotų spindulių paralakso ribojimų problema [112]. Tokio prietaiso veikimo principą nagrinėsime remdamiesi 20 pav. pavaizduota banginių vektorių diagrama. Kampu  $\alpha$  kristalo optinei ašiai krinta nepoliarizuota šviesa. Kristale ji skyla į dvi statmenai poliarizuotas tikrines modas, kurių banginiai vektoriai  $k_o$  ir  $k_e$ , o atitinkami kristalo lūžio rodikliai  $n_o$  ir  $n_e$ . Tarkime, kad difragavę spinduliai, kurių vektoriai  $k_{od}$  ir  $k_{ed}$ , sklinda ta pačia kryptimi, aprašoma kampu  $\beta$ . Šviesa sąveikauja su dviem nepriklausomais akustinių bangų pluoštais, kurių vektoriai  $K_1$  ir  $K_2$ . Šie vektoriai su kristalografine ašimi [110] sudaro kampus  $\gamma_1$  ir  $\gamma_2$ , atitinkamai. Reikia rasti sąlygas, kurioms esant šiai AO sąveikai tenkinamas judesio kiekio tvermės dėsnis:

$$k_o + K_1 = k_{ed}, \quad (50)$$

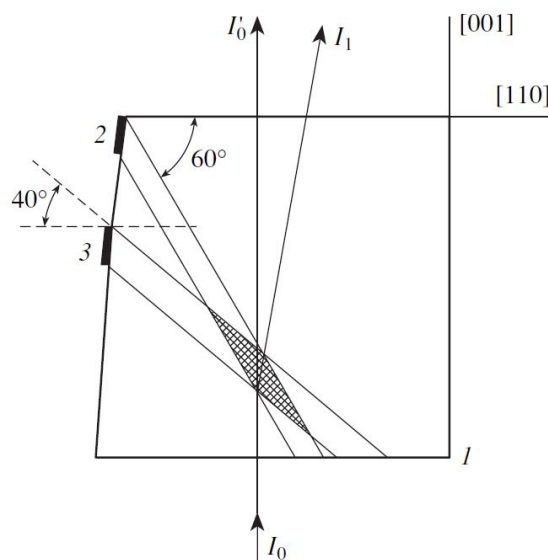
$$k_e + K_2 = k_{od}. \quad (51)$$





20 pav. Paprastosios ir nepaprastosios šviesos difrakcijos skirtingais kampais sklindančiomis skirtingų dažnių akustinėmis bangomis vektorinė diagrama.

Atlikus skaičiavimus eksperimentiškai buvo įgyvendinta konfigūracija esant kampams  $\gamma_1=4^\circ$ ,  $\gamma_2=7^\circ$ . Krintančios šviesos bangos ilgis buvo  $\lambda=1.06 \mu\text{m}$ . Atitinkami akustinių bangų dažniai buvo lygūs 34.655 MHz ir 38.981 MHz. Šviesos sąveika su abiem akustinių bangų pluoštais šiame moduliatoriuje vyksta toje pačioje kristalo vietoje, todėl eliminuojami su paralaksu susiję ribojimai. Stipri paratelurito anizotropija ir keitiklių plokštumos (bangos fronto) pakreipimas tam tikru kampu  $\Delta\gamma$  leidžia kampu  $\Delta\varphi$  kristalo ašies [110] atžvilgiu nukreipti du akustinius pluoštus ir tinkamoje vietoje juos sukryžiuoti.



21 pav. Brego modulatoriaus geometrija.  $I_0$  – krintantis spindulys,  $I'_0$  – nulinės difrakcijos eilės spindulys,  $I_1$  – pirmos difrakcijos eilės spindulys. [107]

Difrakcijos plokštumoje, kurioje ir keičiama keitiklių spinduliuojamų akustinių bangų kryptis, santykis  $\Delta\varphi/\Delta\gamma$  lygus 10 (esant  $\Delta\gamma < 7^\circ$ ). Tokio modulatoriaus geometrija pavaizduota 21 pav. Keitiklių 2 ir 3 plokštuma buvo suformuota  $7^\circ$  ir  $4^\circ$  kampais ašies [110] atžvilgiu, atitinkamai. Dėl  $\text{TeO}_2$  anizotropijos akustinės bangos buvo spinduliuojamos  $60^\circ$  ir  $40^\circ$  kampais šiai ašiai, atitinkamai. Akstinių pluoštų persiklojimo zona yra netoli keitiklių, joje ir vyksta AO sąveika. Tokie modulatoriai buvo sėkmingai išbandyti praktikoje, tačiau jų konstrukcija yra sudėtingesnė nei dviejų kristalų moduliatorių [107].

### 2.6.16 AO šviesos poliarizacijos moduliavimas

Nagrinėjame dviejų kristalų modulatoriaus modelį [107], parodytą 18 pav. ir 19 pav. Krintanti tiesiškai poliarizuota šviesa, kurios poliarizacijos plokštuma sudaro  $45^\circ$  kampą su difrakcijos plokštuma, gali būti išskaidyta į dvi koherentes tarpusavyje statmenai poliarizuotas vienodo intensyvumo modas. Kiekviena moda difraguoja Brego režimu atitinkamame kristale. Įrenginio išėjime gauname dviejų tiesiškai poliarizuotų modų suminės poliarizacijos šviesą. AO sąveikos metu difragavusios šviesos dažnis padidėja arba sumažėja dydžiu, lygiu akstinių bangų dažniui, priklausomai nuo to, kuria kryptimi juda akstinių bangų frontas. Nagrinėjamu atveju dažnio pokyčio ženklai pirmame ir antrame AO kristaluose yra priešingi, todėl suminis paprastojo ir nepaprastojo difragavusių spindulių dažnių skirtumas yra apytiksliai lygus dvigubam akstinių bangų dažniui (nagrinėjamu atveju 70 MHz). Išeinančio spindulio poliarizacija yra moduluojama šiuo dažniu: tiesinė – apskrita – tiesinė. Pritaikius 22 pav. pavaizduotą schemą, krintant tiesiškai poliarizuotai šviesai, kurios poliarizacijos plokštuma sudaro  $45^\circ$  kampą su difrakcijos plokštuma, abiejuose kristaluose sklindant to paties dažnio akstinėms bangoms, difragavusių spindulių dažnio pokytis yra vienodo dydžio ir to paties ženklo. Difragavusio spindulio parametrai priklauso ne tik nuo akstinių bangų dažnio, bet ir nuo jų fazės. Taigi, parenkant reikiamą vėlinimą tarp dviejų valdymo RD signalų galima keisti fazių skirtumą tarp dviejų difraguojančių spindulių modulatoriaus išėjime ir tuo pačiu – suminę išeinančios šviesos

poliarizaciją (pasukti tiesinę poliarizaciją  $90^{\circ}$  kampu, keisti ją į apskritą arba elipsinę).

Aprašytos AO moduliatorių modifikacijos buvo pritaikytos vystant didelės galios kieto kūno lazerių (bangos ilgis  $1.06 \mu\text{m}$ ) sistemas atvaizdų nuskaitymui, fleksografijai, foto-kaukėms, lazeriniam žymėjimui [107].

### **2.6.17 AO derinamų filtrų taikymas vizualizavimui**

Panaudojant tinkamą konfigūraciją, AODF gali būti pritaikomi selektyviam (atrankiam) vizualizavimui („spectrally selective imaging“). Šiuo atveju objekto skleidžiama/atspindima šviesa kolimuojama ir nukreipiama į AODF, kuriame akustinių bangų dažnis parenkamas taip, kad filtro išėjime gautume vieno bangos ilgio šviesą, kuri fokusuojama detektoriuje. Plataus spektro informacija gaunama akustinių bangų dažnio pagalba keičiant filtro praleidžiamos šviesos bangos ilgį ir detektuojant tą patį objektą. Dėl šviesos dispersijos anizotropiniame kristale sumažėjęs atvaizdo ryškumas gali būti kompensuotas dekonvoliuciniu apdorojimu [13]. Didelės optinės apertūros, plačių spektro ruožų tyrimų ir spartaus derinimo galimybės sąlygoja AODF tinkamumą įvairiems vizualizavimo taikymams [14], tačiau naudojant šiuos filtras reikia spręsti klausimus, susijusius su atvaizdo kokybės suprastėjimu dėl netobulai kolimuotos į prietaisą krintančios šviesos ir kintančio šviesos bangos ilgio [13], [15]. Šie neigiami efektai gali būti kompensuoti pasitelkiant maskavimą ir matematinę informacijos apdorojimą. Susietų krūvių prietaiso (SKP) („charge-coupled device CCD“) ir AODF sistema buvo pritaikyta vizualizavimui MŠ, artimajame IR spektruose [16], [17] ir Ramano spektrometrijoje [18]. Panaudojant mikro-vizualizavimo įrenginį su AODF ir koherentiniu mikroskaiduliniu optiniu zonu buvo pademonstruota galimybė registruoti Ramano atvaizdus kai regėjimo linijoje yra kliūčių [20]. Įrenginys buvo išbandytas  $4 \mu\text{m}$  skiriamąja geba atvaizduojant šviesą sklaidančių objektų visumą. AODF ir CCD (SKP) prietaisų kombinacija taip pat buvo pritaikyta pireno ir 1,2,3,4-pirendibenzantraceno, absorbuotų popieriniame talio acetato filtre, fosforescencijos detekcijai [19], [21]. MŠ spektro AODF ir CCD (SKP)

sistema buvo pritaikyta kapiliarų, pripildytų fluorescenciniais dažais, atvaizdavimui. Paratelerito AODF ir indžio antimonido detektoriaus kombinacija buvo panaudota mikroskopiniam atvaizdavimui artimajame IR ruože [22], o spektropolarimetru su paratelerito AODF buvo gauti teleskopiniai Jupiterio ir Saturno atvaizdai bangos ilgių diapazone 700-950 nm [23]. Tyrimai patvirtino žinomą metano pasiskirstymą. Artimojo IR spektro teleskopu su AODF buvo atvaizduota Venera [24]. Dėl mažų gabaritų ir patvarios konstrukcijos AODF yra diegiami nedideliuose nebranguose kosminių tyrimų įrenginiuose. Pavyzdžiui, AO spektro vizualizatorius gali sverti 2-3 kg. Artimojo IR spektro AODF kartu su InGaAs detektoriumi buvo panaudotas atliekant dangaus skanavimą-registravimą [25]. Šis skaneris užregistravo 146 pusrutulio taškus greičiau nei per 4 minutes. Tokia informacija yra reikalinga kuriant saulės energijos šaltinius. AODF naudojami registruojant atspindį tiek nuo artimų objektų, pvz. ląstelių [26], tiek nuo tolimų objektų, pvz. laukuose tiriant azoto ir chlorofilo koncentracijas lapuose [27]. Kituose tyrimuose vienu metu apdorojant 40 signalų su persiklojančiomis juostomis 400-700 nm ruože AODF atliko baltos šviesos vizualizatoriaus funkciją [28]. Išjungiant vieną iš paduodamų RD signalų/dažnių buvo gautas užtvarinis filtras. Užtvarinio signalo slopinimas buvo ribojamas šoniniais spektro pikais, o geriausios gautos slopinimo vertės buvo artimos 30 dB.

Hiperspektrinė atvaizdų spektroskopija taikoma aplinkos ir atmosferos stebėjime, objektų aptikime, medicinoje, biologijoje, astronomijoje ir t.t. [86], [89]. Apdorojant atvaizdus, AODF atlieka sparčių spektrometrų, dirbančių optinių bangos ilgių diapazone 0.2-12  $\mu\text{m}$ , funkciją. Šių filtrų derinimo diapazonas yra platus, juostos plotis siauras (gali būti iki kelių Å) [86], [89], efektyvumas artimas 100%, o reikalinga RD galia paprastai tesiekia tik 1-2W [86], [89].

#### **2.6.18 Krintančios šviesos poliarizacijai nejautrus deflektorius**

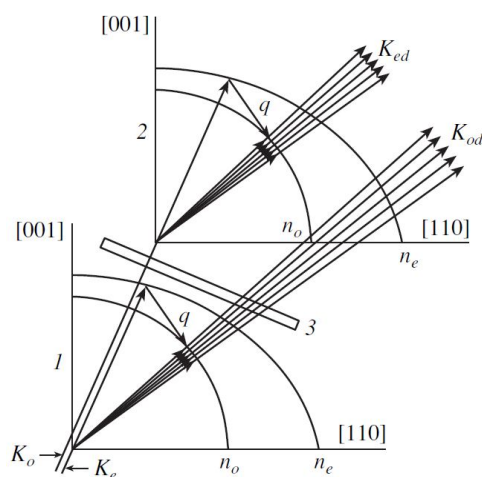
AODF yra efektyvi spektrinio ir erdvinio šviesos filtravimo priemonė [86], [89]. Atvaizdų filtravimo sistemą sudaro AO gardelės, transliacinės

(relinės) optikos elementai, įėjimo ir išėjimo poliarizatoriai [86], [89]. Tangentiniai paratelerito prietaisai pasižymi nedideliu galios suvartojimu, sąlyginai didele apertūra, patikimumu, greitu valdymu/derinimu [113]. Trūkumas yra tas, kad krintanti šviesa turi būti tiesiškai poliarizuota, griežtai orientuota tam tikra kryptimi kristalo atžvilgiu. Literatūroje yra aprašyta AO atvaizdavimo ir nepoliarizuotos šviesos atveju galimybė, panaudojant specialią šviesos difrakcijos geometriją [114]. Šio metodo trūkumai yra kampinės apertūros sumažėjimas ir komplikuota optinė schema.

Nagrinėjime alternatyvų krintančios šviesos poliarizacijai nejautrų deflektorių, kurio veikimo principas yra pagrįstas nepriklausomu vienalaikiu dviejų tarpusavyje statmenų poliarizacijų šviesos filtravimu dvejose AO gardelėse [107], [115]. Krintant nepoliarizuotai šviesai kiekviename kristale yra valdoma viena iš jo tikrinių modų. Šiuo aspektu dviejų gardelių konfigūracija savo technologiniu paprastumu ir lengvu valdymu pranoksta standartinius AO poliarizuotos šviesos valdymo įrenginius, tačiau jai reikalinga dvigubai didesnė valdymo signalo galia. Kituose literatūroje aprašytuose AODF vizualizatoriuose [116–118], stengiantis pagerinti pralaidumo juostos ir perdavimo funkcijos (efektyvumo) parametrus, buvo naudojama kelių pakopų tiesiškai poliarizuotos šviesos difrakcija.

AO sąveikos vektorinė diagrama poliarizacijai nejautriame dviejų AO gardelių paratelerito deflektoriuje pavaizduota 22 pav. Paprastoji ir nepaprastoji nepoliarizuotos šviesos komponentės sklinda per dvi vienodas AO gardeles vienodai orientuotas krintančio spindulio atžvilgiu. Pusės bangos plokštelė patalpinta tarp gardelių pasuka praeinančios šviesos poliarizaciją  $90^0$  kampui. Abi gardelės veikia griežtai sinchroniškai, tuo pačiu akustinių bangų dažniu. Pro pirmą kristalą praėjusi nepoliarizuota šviesa skyla į du – nulinės eilės ir difragavusį tarpusavyje statmenų poliarizacijų spindulius, sklindančius skirtingomis kryptimis. Praeinant pusės bangos ilgio plokštelę abiejų šių spindulių poliarizacijos pasukamos  $90^0$ . Tokiu būdu pirmame kristale nedifragavęs spindulys difraguoja antrame kristale, o pirmame kristale difragavęs spindulys nedalyvauja difrakcijoje antrame kristale ir jo

poliarizacija nepakinta. Sistemos išėjime abu difragavę skirtinguose kristaluose ir tarpusavyje statmenų poliarizacijų spinduliai, kurių vektoriai  $k_{od}$  ir  $k_{ed}$ , suformuoja nepoliarizuotą šviesą. Šioje konfiguracijoje reikia atsižvelgti į paralakso ir apertūros santykį. Paralaksas yra būdingas dviejų gardelių AO prietaisams, bet jis gali būti kompensuotas naudojant papildomą didelės anizotropijos dvejopo lūžio elementą dviejų tarpusavyje statmenų poliarizacijų spindulių nukreipimui erdvėje. Pavyzdžiui, kalomelis  $Hg_2Cl_2$  pasižymi dideliu lūžio rodiklių skirtumu [119]. Paprastoji ir nepaprastoji šviesa jame išsiskiria  $16.4^\circ$  kampu, kai banginis vektorius su optine ašimi sudaro  $53.2^\circ$  kampą. Tokiu atveju 4 mm paralaksą kompensuojanti plokštelė turėtų būti 14 mm storio [111]. Kita vertus, paprastai deflektorių apertūra yra kelių mm eilės ir paralakso ribojimai ne visada turi įtaką.



22 pav. AO sąveikos banginių vektorių diagrama poliarizacijai nejautriame  $TeO_2$  deflektoriuje. 1 ir 2 – pirmas ir antras  $TeO_2$  kristalai, atitinkamai, 3 – pusės bangos ilgio plokštelė. [107]

## 2.6.19 Integriniai AO derinami filtrai

### 2.6.19.1 Bendri principai ir taikymai

Vystantis šviesolaidžių formavimo kristaluose technologijoms paplito ir vedamosios („guided“) šviesos taikymas AO filtruose. Plintant integriniam AODF (IAODF) atsirado naujos akustooptikos taikymo galimybės. Šviesos ir akustinių bangų sklidimas IAODF yra apribotas ploname kristalo paviršiaus

sluoksnyje. Sklindančių PAB energija yra sutelkta sluoksnyje, kurio storis neviršija vienos bangos ilgio. Šie prietaisai plačiai naudojami optinio ryšio sistemose [84], taip pat yra nemažai jų taikymo spektrometrijoje galimybių [12], [120], [121]. Tipiniuose IAODF šviesa sklinda apytiksliai  $7 \mu\text{m}$  pločio šviesolaidžiu, suformuotu ličio niobate titano difuzijos būdu. Tokie šviesolaidžiai puikiai suderinami su skaidulinės optikos komponentais [12]. PAB sutelkimas/apribojimas tam tikroje srityje pasiekiamas titanui difunduojant į šviesolaidžio ribojimosi su kristalu zoną ir taip suformuojant vadinamą dvigubo ribojimo struktūrą [122], [123]. Taip gaunamas akustinis bangolaidis, užtikrinantis didesnę AO sąveikos ilgį ir efektyvumą. Kristalo lūžio rodiklis moduluojamas paviršinėmis bangomis, kurios sklinda lygiagrečiai šviesai. IAODF difrakcijos efektyvumas gali būti artimas 100%, o juostos plotis pakankamai siauras įvairiems taikymams. Pavyzdžiui, esant 1555 nm šviesos bangos ilgiui, IAODF juostos plotis yra 1.2 nm [12]. Viena iš dažniausiai naudojamų integruotųjų filtrų medžiagų yra  $\text{LiNbO}_3$ , pasižymintis tinkamomis dvejetainio lūžio, akustinėmis ir optinėmis savybėmis [84]. ZX- $\text{LiNbO}_3$  kristaluose gali būti žadinamos nuotėkio PAB, kurių greitis yra didesnis negu Reilėjaus bangų. Tai leidžia pasiekti aukštesnius dažnius esant tiems patiems keitiklių geometriniais parametrams [124].

AO sąveikos metu pasireiškia poliarizacijos plokštumos sukimas, taigi, difragavusio ir kritusio spindulių poliarizacijos yra statmenos viena kitos atžvilgiu. Šviesai sąveikaujant su lygiagrečiai sklindančiomis akustinėmis bangomis energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai išreiškiami:

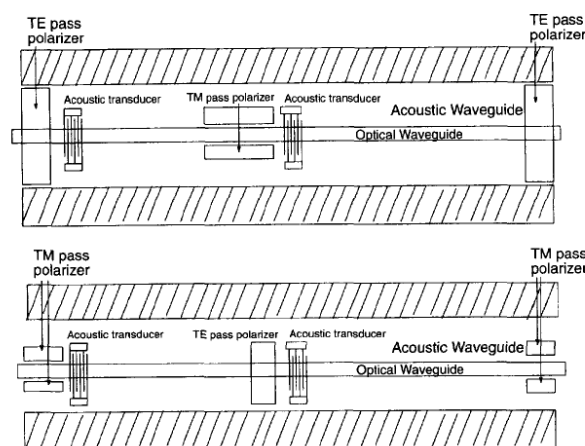
$$f_{TE} = f_{TM} \pm f_a - \text{energijos tvermės dėsnis,} \quad (52)$$

$$k_{TE} = k_{TM} \pm K_a - \text{judesio kiekio tvermės dėsnis,} \quad (53)$$

kur  $k_{TE}$ ,  $k_{TM}$  ir  $f_{TE}$ ,  $f_{TM}$  yra šviesos banginiai vektoriai ir dažniai, atitinkamai, TE bei TM modams, o  $K_a$  ir  $f_a$  – akustinių bangų vektorius ir dažnis. Ženkilai lygybėse (52) ir (53) priklauso nuo šviesos ir akustinių bangų sklidimo krypčių, kristalo orientacijos. Duotam akustinių bangų dažniui energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai tenkinami tik siaurame šviesos bangos ilgių diapazone, kuriame ir vyks AO difrakcija.

### 2.6.19.2 Dviejų pakopų TE ir TM modų filtrai

Nagrinėjame integrinis TE ir TM modų derinamus AO dviejų pakopų filtrus su suformuotais šviesolaidžiais ir akustiniais bangolaidžiais [84]. Prietaisų schema parodyta 23 pav. Filto įėjime ir išėjime naudojami vienodai orientuoti poliarizatoriai, praleidžiantys TE (arba TM) modą. Šviesolaidis ir PAB bangolaidis orientuoti lygiagrečiai. Pirmos ir antros pakopų įėjime suformuoti keitikliai PAB žadinimui, o išėjime yra TM (arba TE) modą praleidžiantys poliarizatoriai.



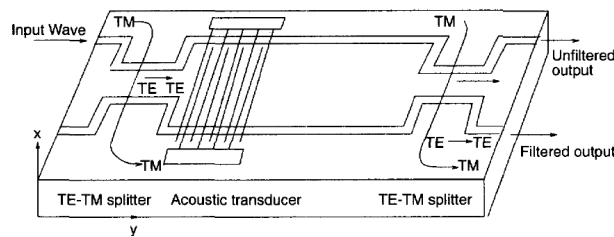
23 pav. Dviejų pakopų IAODF schema. Viršuje - TE modos, apačioje - TM modos praleidimas. [84]

Parinkus atitinkamą PAB dažnį, kiekvienoje iš dviejų filtro pakopų vykstant AO sąveikai praleidžiama tik tam tikro bangos ilgio vedamoji šviesa, o jos poliarizacija keičiama statmena pradinei. Kitų bangos ilgių šviesa yra nepraleidžiama. Antros pakopos išėjime tokiu būdu gaunama to paties bangos ilgio šviesa, o jos poliarizacija yra tokia pati, kokia buvo filtro įėjime. Dviejų pakopų IAODF yra eliminuojamas AO sąveikai būdingas šviesos dažnio pokytis, susiaurinama pralaidumo juosta bei sumažinami šalutiniai optinio spektro maksimumai. Šis metodas vienoje pakopoje leidžia pasiekti 100 nm pločio derinimo diapazoną ir siauresnę nei 3 nm pralaidumo juostą. Integrinėje dviejų pakopų struktūroje šie parametrai apytiksliai lygūs 60 nm ir 2 nm, atitinkamai [84]. Šių filtrų trūkumai yra blokuojamo signalo energijos nuostoliai bei galimybė dirbti tik vienos nustatytos poliarizacijos režime.



### 2.6.19.3 Šviesos poliarizacijai nejautrūs filtrai

Skaidula sklindantis optinis signalas gali turėti bet kokią nustatytą arba atsitiktinę poliarizaciją, todėl anksčiau aptarti dvejų pakopų filtrai, veikiantys tik vienos iš anksto nustatytos poliarizacijos režime, šioje situacijoje gali būti neefektyvūs. Taigi, krintančios šviesos poliarizacijai nejautrių IAODF nagrinėjimas yra aktualus klausimas [84]. Juos sudaro kryptiniai šakotuvai („directional coupler“) įėjime ir išėjime bei AO sąveikos zona tarp jų (24 pav.).



24 pav. Poliarizacijai nejautraus IAODF schema. [84]

Šviesa patenka į įėjimo kryptinį šakotuvą, kuris atskiria statmenų poliarizacijų modas. TE komponentė toliau sklinda tuo pačiu viršutiniu bangolaidžiu, o TM komponentė nukreipiama į apatinį bangolaidį. Tada abi modos sąveikauja su keitikliu žadinamomis to paties dažnio PAB. Sąveikos metu tam tikro bangos ilgio šviesos TE komponentė keičiama į TM komponentę viršutiniame bangolaidyje, o apatiniame bangolaidyje vyksta atvirkštinis modų iš TM į TE keitimas. Išėjimo šakotuve TM moda nukreipiama iš viršutinio į apatinį bangolaidį, o pastaruoju sklindanti TE moda lieka jame. Tokiu būdu norimo bangos ilgio abiejų tarpusavyje statmenų poliarizacijų šviesa yra sutelkiama apatiniame bangolaidyje. Likęs nefiltruotas kitų bangos ilgių signalas nukreipiamas į viršutinį bangolaidį tolesniam apdorojimui. Integriniai kelių pakopų poliarizacijai nejautrūs AO filtrai užima svarbią vietą moderniose optinėse telekomunikacijų sistemose [84].

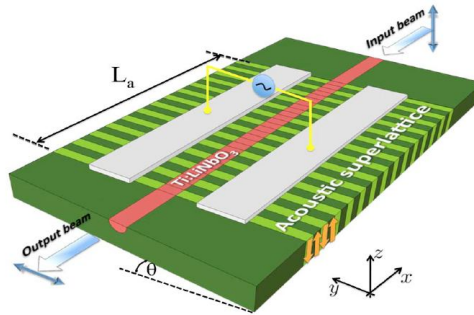
### 2.6.19.4 Šviesos poliarizacijos keitikliai su akustine supergardele

AO šviesos poliarizacijos keitikliai yra pagrindiniai elementai daugelyje fotoninių taikymų, pavyzdžiui, WDM optinio ryšio sistemose [125], superkontinuumo koherentinių šviesos šaltinių spektriniame filtravime [126],

akustiniuose modulatoriuose [127], biomediciniuose jutikliuose [128]. Aukštos klasės integrinius AO poliarizacijos keitiklius paprastai sudaro pjezoelektriniame kristale (pvz.  $\text{LiNbO}_3$ ) suformuoti PAB keitikliai ir titano difuzijos būdu suformuotas šviesolaidis bei PAB bangolaidis. Akustinio bangolaidžio formavimo procesas yra sudėtingas ir gali sąlygoti optinių modų sklaidą į titano difunduotas sritis, skirtas PAB sutelkimui/apribojimui. Kitas trūkumas yra tas, kad šviesolaidis yra po PAB keitikliu, t.y. po metalizuotu paviršiumi. Tai padidina optinius nuostolius.

Akustinė supergirdelė (ASG) („acoustic superlattice“), sudaryta iš periodinės domenų struktūros („periodically poled“) ličio niobate leidžia pasitelkti alternatyvius akustinių bangų žadinimo metodus [129–131]. ASG struktūroje akustinės bangos žadinamos naudojant neperiodinius elektrodus. Periodinėje domenų struktūroje visų nelyginės eilės tenzorių (pjezoelektrinio) ženklas keičiasi iš teigiamo į neigiamą, o lyginės eilės tenzoriai (dielektrinė skvarba, elastingos konstantos) nekinta. Dėl periodinio pjezoelektrinio tenzoriaus kitimo šioje periodinėje struktūroje išoriniu elektriniu lauku galima sužadinti domenų sienelių įtempimus. Tokiu būdu suformuojami lokalizuoti akustiniai šaltiniai ir žadinamos akustinės bangos [130], [131]. Nagrinėkime integrinį AO poliarizacijos keitiklį paviršinės akustinės supergirdelės (P-ASG) pagrindu su neperiodiniais paviršiniais elektrodais PAB žadinimui [131], [132]. Šiame prietaise (25 pav.) išpildoma kolineari šviesolaidžiu sklindančios šviesos ir PAB sąveika. Kadangi kristalo paviršius šviesos sklidimo kelyje yra laisvas (nemetaluotas), todėl išvengiama papildomų optinių nuostolių. Be to, PAB energija yra sutelkta srityje tarp elektrodų, todėl nereikalingas papildomas akustinio bangolaidžio formavimo procesas, kuris mažina šviesos poliarizacijos keitimo efektyvumą. Ant  $500 \mu\text{m}$  storio Z-pjūvio  $\text{LiNbO}_3$  plokštelės titano difuzijos būdu buvo suformuotas  $6 \mu\text{m}$  pločio šviesolaidis (vienos modos sklidimui,  $\lambda=1450 \text{ nm}$ ) bei pagal domenų inversijos elektriniu lauku technologiją [133] pagaminta  $20 \mu\text{m}$  periodo P-ASG, skirta  $190 \text{ MHz}$  dažnio Reilėjaus bangų žadinimui ( $f_a = V_{PAB}/\Lambda = 190 \text{ MHz}$ , ZX- $\text{LiNbO}_3$

$V_{PAB}=3795$  MHz). P-ASG periodų skaičius buvo 500, jų bendras ilgis  $L_a=10$  mm. Taip pat buvo suformuota 200 nm storio aliuminio elektrodų pora, kurių kiekvieno plotis  $100 \mu\text{m}$ , o tarpas tarp jų – taip pat  $100 \mu\text{m}$ . Elektrodai buvo orientuoti lygiagrečiai šviesolaidžiui, jo šonuose. Elektrodų ilgis buvo  $L_e=L_a=10$  mm. Šviesos perdavimo iš įėjimo ir į išėjimo skaidulas efektyvumui padidinti ir išvengti PAB atspindžių, bandinio kraštai buvo nupoliruoti  $8^\circ$  kampu.



25 pav. Integrinio AO poliarizacijos keitiklio P-ASG pagrindu ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale schema. [131]

Įrenginio veikimo principas yra paremtas TE-TM modų konversija vykstant AO sąveikai [131]. PAB indukuoja periodinius įtempimus šviesos sklaidimo kryptimi. Dėl elastooptinio efekto atsiranda periodinis kristalo lūžio rodiklių moduliavimas (elipsoido pasukimas) ir energija gali būti perduodama tarp statmenai poliarizuotų šviesos TE ir TM modų. Keitimas yra efektyvus, kai tenkinama sąlyga  $\Delta = |\beta_M - \beta_E| - K = 0$ , kur  $K$  yra akustinis banginis skaičius,  $\Lambda$  - akustinių bangų ilgis,  $\beta_E$  ( $\beta_M$ ) - TE (TM) modos sklaidimo konstantos. Šią sąlyga tenkinantį akustinių bangų dažnį galime išreikšti [131]:

$$f_a = \frac{V_{PAB}}{\lambda_0} |n_E - n_M|, \quad (54)$$

kur  $V_{PAB}$  yra PAB greitis,  $\lambda_0$  šviesos bangos ilgis,  $n_{E(M)}$  - efektyvusis TE (TM) modos lūžio rodiklis. Tolstant nuo (54) lygybę tenkinančio šviesos bangos ilgio poliarizacijos keitimo efektyvumas sparčiai mažėja. Intensyvumo perdavimo tarp TE ir TM modų efektyvumas  $\eta$  yra apibrėžiamas kaip jų intensyvumų  $P_M$  ir  $P_E$  santykis taškuose  $x=L_i$  ( $L_i$  – AO sąveikos ilgis) ir  $x=0$

santykis [134]:

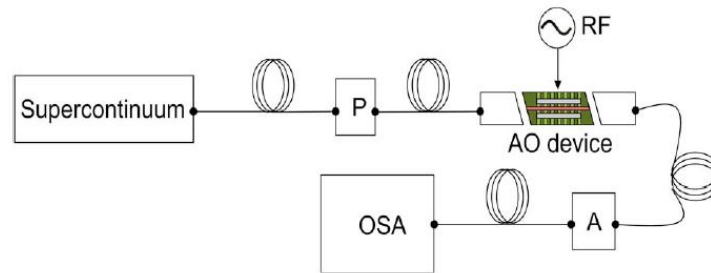
$$\eta = \frac{P_M(x = L_i)}{P_E(x = 0)} = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \Delta^2} \sin^2(L_i \sqrt{\kappa^2 + \Delta^2}), \quad (55)$$

$$\eta(\Delta = 0) = \sin^2(\kappa L_i), \quad (56)$$

kur  $\kappa$  žymi ryšio koeficientą. Kaip matyti iš (55) ir (56) lygybių,  $\kappa$  lemia poliarizacijos keitimo efektyvumą esant fazinio synchronizmo sąlygos neatitikimui  $\Delta$ . Šio šviesos poliarizacijos keitiklio juosta PIML yra atvirkščiai proporcinga AO sąveikos ilgiui  $L_i$ :

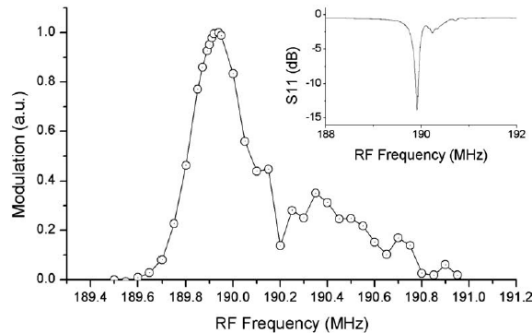
$$\Delta\lambda = 0.86 \frac{\lambda_0^2}{L_i |n_E - n_M|}. \quad (57)$$

Tyrimų schema parodyta 26 pav. Plataus spektro šviesos generavimui buvo naudojamas superkontinuumo lazerio šaltinis. Skaidulomis šviesa buvo įvedama ir išvedama iš šviesolaidžio. Poliarizatorius (P) ir analizatorius (A) buvo sukryžiuoti ir patalpinti poliarizacijos keitiklio įėjime ir išėjime, atitinkamai. Optiniu spektro analizatoriumi (OSA) buvo registruojama šviesa išėjime, o grandinių analizatoriumi matuojamas elektro-akustinis atsakas. PAB žadinimui į aliuminio elektrodus buvo paduodamas RD generatoriaus signalas.



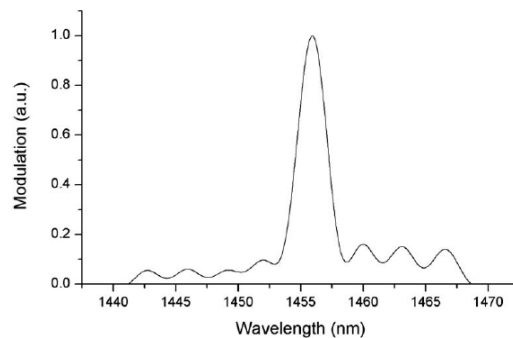
26 pav. Integrinio AO šviesos poliarizacijos keitiklio tyrimų schema. [131]

27 pav. intarpe parodyta P-ASG struktūros S11 parametro dažninė priklausomybė, nustatytas PAB rezonansinis dažnis  $f_a=189.94$  MHz. Šiame dažnyje keitiklio impedansas yra apie  $65 \Omega$ . AO atsakas buvo matuojamas esant 500 mW RD signalo galiai. Keičiant akustinių bangų dažnį buvo matuojamas šviesos intensyvumas išėjime esant fazinio synchronizmo sąlygą atitinkančiam bangos ilgiui 1456 nm (27 pav.).



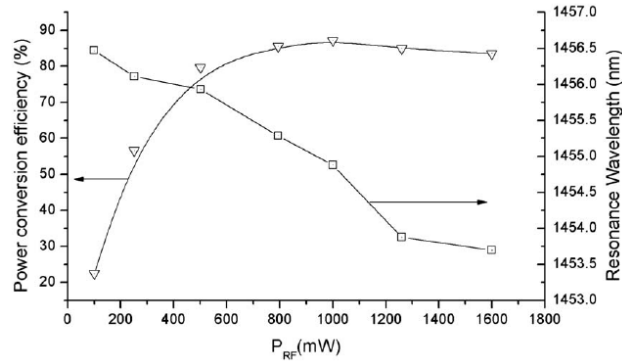
27 pav. Santykinio šviesos intensyvumo priklausomybė nuo akustinių bangų dažnio. Intarpas – P-ASG S11 parametro dažninė priklausomybė. [131]

Esant RD signalo galiai 500 mW ir fazinio sinchronizmo sąlygą atitinkančiam PAB dažniui 189.94 MHz, santykinio šviesos intensyvumo poliarizacijos keitiklio išėjime priklausomybė nuo šviesos bangos ilgio parodyta 28 pav. Pralaidumo juostos plotis PIML buvo 2.51 nm. Iš 27 pav. nustatytas akustinio signalo juostos plotis PIML yra 310 kHz. Ši vertė gerai sutampa su teoriniais skaičiavimais ( $\Delta f = f(\Delta \lambda / \lambda) = 327$  kHz). Pasinaudojus (57) lygybe galima gauti AO sąveikos ilgį  $L_i = 9$  mm. Ši vertė yra artima realiam elektrodų ilgiui.



28 pav. Šviesos intensyvumo (santyk.) priklausomybė nuo bangos ilgio. [131]

Poliarizacijos keitimo efektyvumas  $\eta$  – pakeistos poliarizacijos ir praleistos šviesos, nesant RD signalo, intensyvumų santykis kaip RD signalo galios funkcija parodytas 29 pav. Keitimo efektyvumo vertė 90% pasiekama esant RD signalo galiai  $P_{RD} = 1$  W. Šviesos bangos ilgio poslinkis (29 pav.) keičiant RD signalo galią yra sąlygojamas energijos sklaidos dėl šiluminio judėjimo [135].



29 pav. Šviesos poliarizacijos keitimo efektyvumas ir rezonansinis šviesos bangos ilgis kaip RD signalo galios funkcijos. [131]

## 2.7 AKUSTINIŲ BANGŲ SAVYBIŲ TYRIMAI NAUDOJANT OPTINĘ SPINDULIUOTĘ

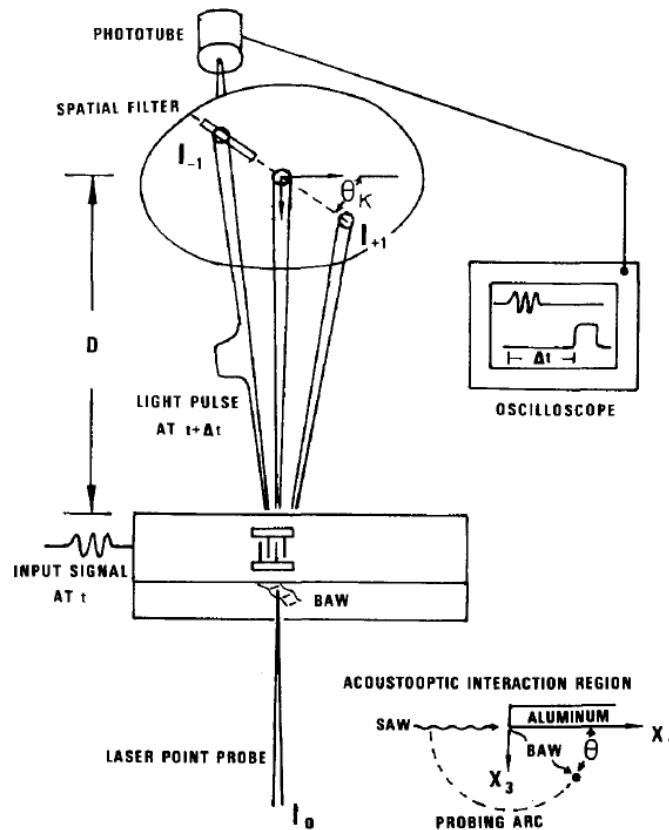
Keitikliais žadinant PAB pasireiškia ir šalutinė akustinė spinduliuotė, sklindanti nuo kristalo paviršiaus į tūrį [136], [137]. Šio spinduliavimo priežastys yra Reilėjaus arba nuotėkio PAB modos konversija į tūrines akustines bangas PAB rezonansiniame dažnyje [43], [53], [138]. AO metodika leidžia tirti šios TAB spinduliuotės savybes.

Nagrinėjime trumpais (1-o periodo) ir ilgais (25-ių periodų) PAB keitikliais sužadintų tūrinių bangų intensyvumo kampinį pasiskirstymą YZ-LiNbO<sub>3</sub> kristale [9]. Buvo nustatyta, kad dominuojantis nuostolių mechanizmas 25 periodų PAB keitiklyje yra tūrinių bangų spinduliavimas, kuris silpnėja didinant keitiklio periodų skaičių [139]. Taigi, vieno periodo keitiklyje su TAB spinduliavimu susiję nuostoliai yra maksimalūs, o 25 periodų keitiklyje – nežymūs (<2%). Tyrimuose argono lazerio šviesa buvo nukreipiama į kristalo YZ plokštumą, kurioje ant YX paviršiaus suformuotu keitikliu PAB rezonansinio dažnio – 105 MHz ir 1  $\mu$ s trukmės impulsais buvo žadinamos tūrinės akustinės bangos 30 pav. Nedidelė dalis lazerio spinduliuotės difragavo kampais  $\Delta\theta_{\pm 1} = \pm K/k$ , kur  $K$  ir  $k$  yra akustinis iš šviesos banginiai skaičiai, atitinkamai. Praėjusi (nedifragavusi) ir difragavusi šviesa buvo atskirai registruojama fotodaugintuvu. Akustinių bangų galios tankis tam tikru atstumu  $r$  nuo šaltinio gali būti išreiškiamas [140]:

$$P(\theta, r) = \frac{1}{I_0(\theta, r)} \int \frac{I_{\pm 1}(\theta, r, \theta_\kappa)}{C(\theta_\kappa)} d\theta_\kappa, \quad (58)$$

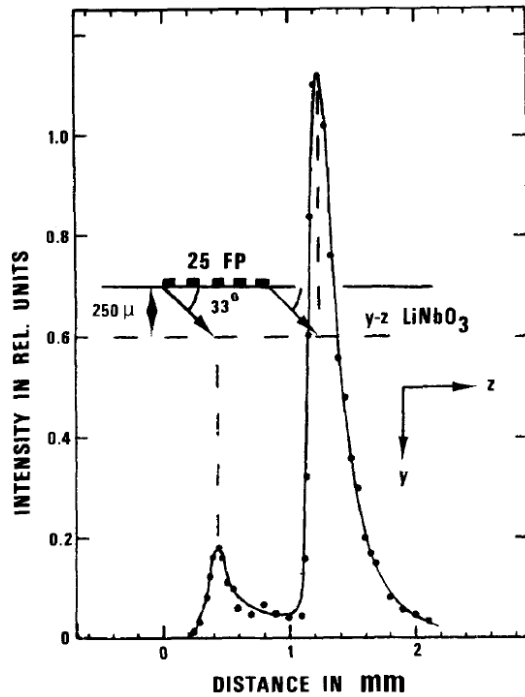
kur  $I_0$  ir  $I_{\pm 1}$  yra praėjusios (nedifragavusios) ir difragavusios šviesos intensyvumai,  $C(\theta_\kappa)$  – AO sąveikos efektyvumas,  $\theta_\kappa$  – kampas tarp kristalo paviršiaus ir TAB krypties. Visa akustinė galia, kurią spinduliuoja efektyvaus ilgio  $l$  šaltinis (PAB keitiklio apertūros plotis) išreiškiamas [9]:

$$P = l \int P(\theta, r) r d\theta. \quad (59)$$

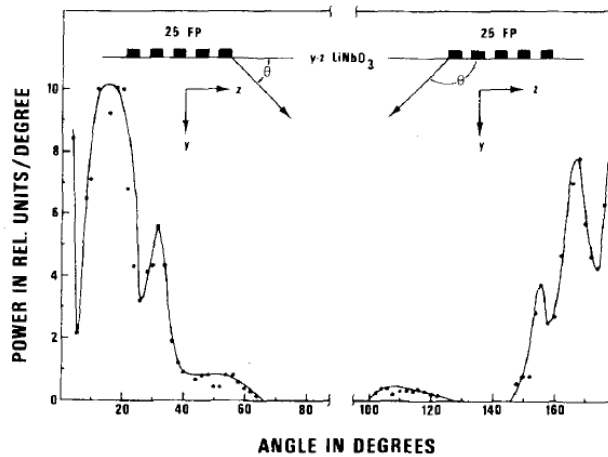


30 pav. Akustinių bangų savybių tyrimų šviesos pagalba schema. [9]

TAB intensyvumo pasiskirstymas YZ-LiNbO<sub>3</sub> kristalo gilyje parodytas 31 pav. Buvo zonuota zona išilgai keitiklio (Z ašies) 250 μm gilyje nuo kristalo paviršiaus. Pastebėtos tik YZ plokštumoje poliarizuotos skersinės bangos. Iš šių rezultatų (31 pav.) nustatyta, kad intensyviausias tūrinių bangų spinduliavimas vyksta keitiklio kraštuose.



31 pav. Santykinio YZ plokštumoje poliarizuotų kvaziskersinių akustinių bangų, išspinduliuotų 25-ių periodų keitikliu, intensyvumo priklausomybė nuo padėties po keitikliu YZ-LiNbO<sub>3</sub> kristale. [9]



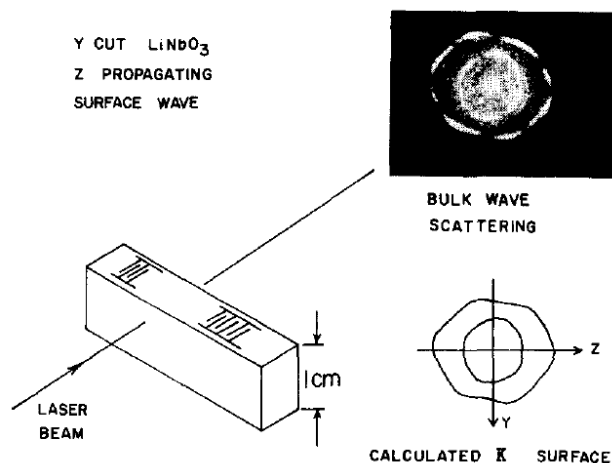
32 pav. Santykinio 25-ių periodų PAB keitikliu spinduliuojamų TAB intensyvumo priklausomybė nuo kampo su kristalo paviršiumi. [9]

32 pav. parodyta 25-ių periodų PAB keitiklio TAB spinduliavimo diagrama traktuojant keitiklio kraštus kaip du linijinius šaltinius, spinduliuojančius akustines bangas į tūrį atitinkamai kampais  $+33^{\circ}$  ir  $-33^{\circ}$ . Dėl kristalo anizotropijos skirtingų keitiklio kraštų TAB spinduliavimo diagramos



nesutampa. Išmatavus keitikliu žadinamų Reilėjaus PAB galią ir palyginus ją su keitiklio absorbuota elektrinio signalo galia, buvo patvirtinta, kad spinduliavimas į kristalo tūrį nuo keitiklio kraštų yra dominuojantis nuostolių mechanizmas ilgiems keitikliams YZ-LiNbO<sub>3</sub> kristale. Keitiklio kraštuose į tūrį išspinduliuota akustinė galia yra apytiksliai lygi 5% visos 25-ių periodų keitiklio absorbuotos elektros galios esant Reilėjaus PAB rezonansiniam dažniui.

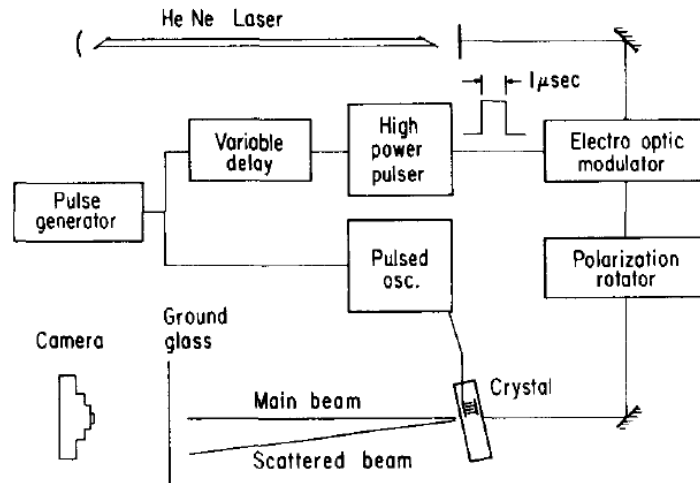
TAB spinduliavimas paviršiniu sunertiniu keitikliu PAB rezonansiniame dažnyje ir PAB modos konversija į TAB priimančiajame keitiklyje buvo tiriama ir kituose darbuose [44]. Eksperimentai buvo atliekami YZ-LiNbO<sub>3</sub> kristaluose su skirtingo periodų skaičiaus keitikliais PAB rezonansiniame dažnyje (105 MHz). He-Ne lazerio šviesa (633 nm) buvo nukreipta į kristalo X paviršių. Tūrinėmis bangomis difragavusi šviesa buvo registruojama, kaip parodyta 33 pav.



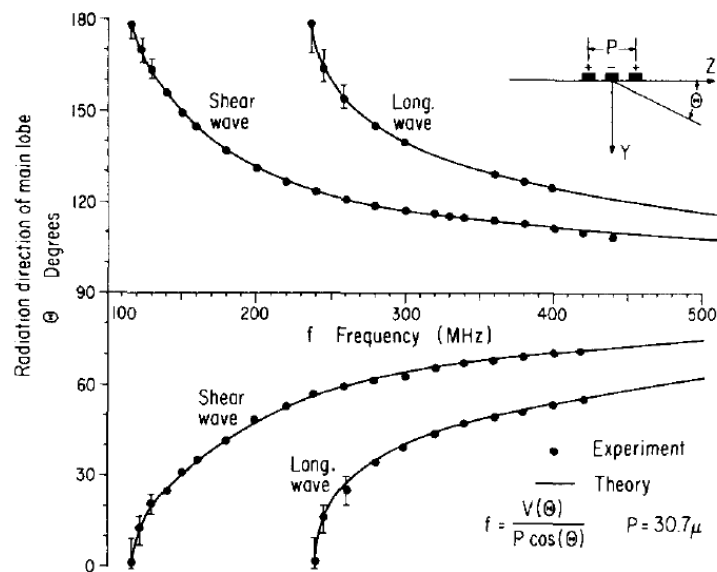
33 pav. TAB ir lazerio šviesos sąveikos konfigūracija, tūrinėmis bangomis difragavusios šviesos vaizdo nuotrauka ir apskaičiuotų banginio skaičiaus paviršių diagrama. [44]

Buvo pademonstruota galimybė nustatyti elastooptinių konstantų ženklą keičiant krentančios šviesos poliarizaciją. AO difrakcijos režimas buvo apibūdinamas kaip tarpinis tarp Brego ir Ramano-Nato [141]. Kai išpildoma Brego sąlyga, pirmos difrakcijos eilės efektyvumas didžiausias, tačiau esant statmenoms šviesos ir akustinių bangų sklidimo kryptims pasireiškia ir

Ramano-Nato aukštesnės eilės mažesnio intensyvumo difrakciniai spinduliai. Tyrimo schema parodyta 34 pav. Keičiant laiko intervalą/skirtumą tarp elektrooptinio moduliatoriaus paleidimo ir į PAB keitiklį paduodamo signalo ir stebint difragavusią šviesą buvo įvertintas TAB pasiskirstymas laike.



34 pav. TAB tyrimo lazerio šviesa schema. [44]



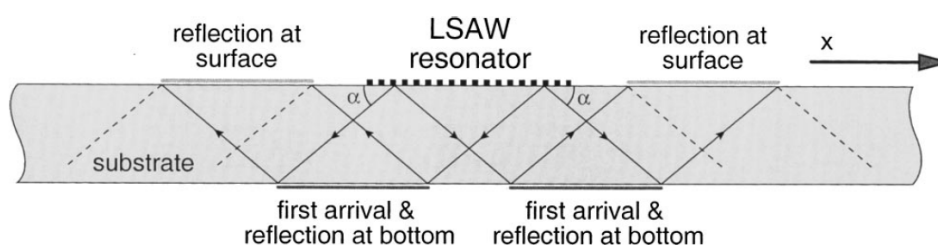
35 pav. Išmatuotos (taškai) ir apskaičiuotos (linijos) skersinių ir išilginių TAB maksimalaus intensyvumo spinduliavimo krypties kristalo paviršiaus atžvilgiu priklausomybės nuo dažnio. [44]

Tyrimuose buvo nustatyta, kad  $30.7 \mu\text{m}$  periodo keitiklio spinduliavimo diagrama gali būti aprašoma sufazuoto masyvo spindulio modeliu. 35 pav.

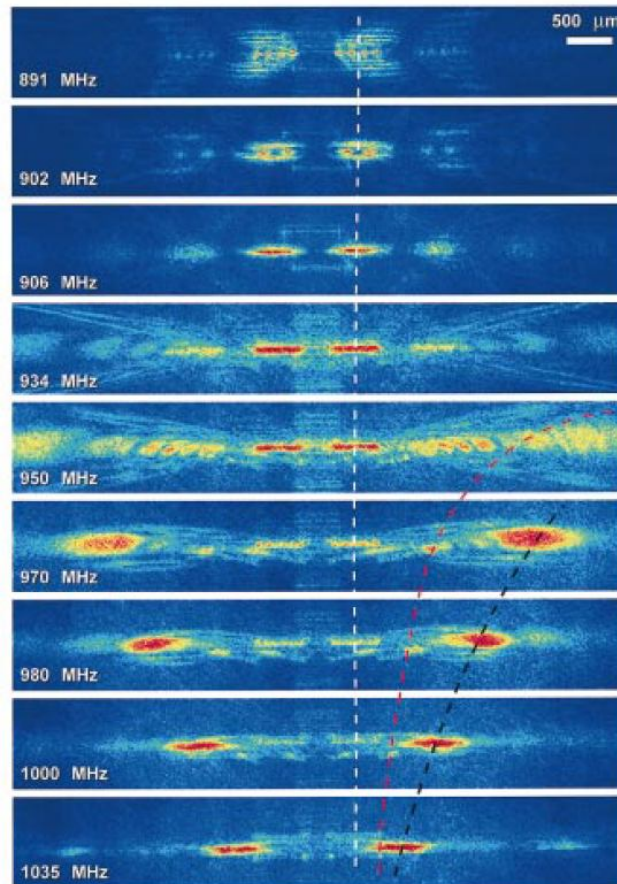
parodytos išmatuotos ir apskaičiuotos skersinių ir išilginių TAB maksimalaus intensyvumo spinduliavimo krypties priklausomybės nuo dažnio. PAB rezonansiniame dažnyje 10% akustinės galios buvo spinduliuojama į kristalo tūrį  $25^\circ$  kampu paviršiaus atžvilgiu. Taip pat buvo stebima PAB modos konversija į tūrinės bangas, susidariusi dėl atspindžių/sklaidos nuo priimančiojo keitiklio. Dėl modų konversijos į tūrį išspinduliuojama apie 4% pirminės PAB energijos, o TAB spinduliuotė yra tuo intensyvesnė, kuo smarkesnis yra PAB atspindys nuo keitiklio [44].

Nuotėkio PAB spinduliuotė į tūrį  $36^\circ$  YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale 891-1035 MHz dažnių diapazone buvo ištirta lazeriniu-interferometriniu zonu [8]. Šie tyrimai atlikti siekiant pagaminti kuo mažesnių įneštinių nuostolių rezonatorius ir kitus prietaisus. Akustinių bangų sklidimas kristale pavaizduotas 36 pav. Lazeriniu interferometriniu zonu gautos TAB atspindžio kristalo paviršiuje intensyvumo diagramos ir įvairių tūrinių bangų sklidimo kampo (kristalo paviršiaus atžvilgiu) priklausomybės nuo dažnio pavaizduotos 37 pav. ir 38 pav., atitinkamai. Buvo nustatyti trys TAB žadinimo mechanizmai: 1) tiesiogiai žadinamos TAB (lėtosios ir greitosios skersinės dažniuose  $f > 955$  MHz); 2) kristalo tikrinių modų žadinamos priekinės TAB (lėtosios skersinės); 3) kristalo tikrinių modų žadinamos atgalinės TAB (lėtosios ir greitosios skersinės dažniuose  $f > 947$  MHz).

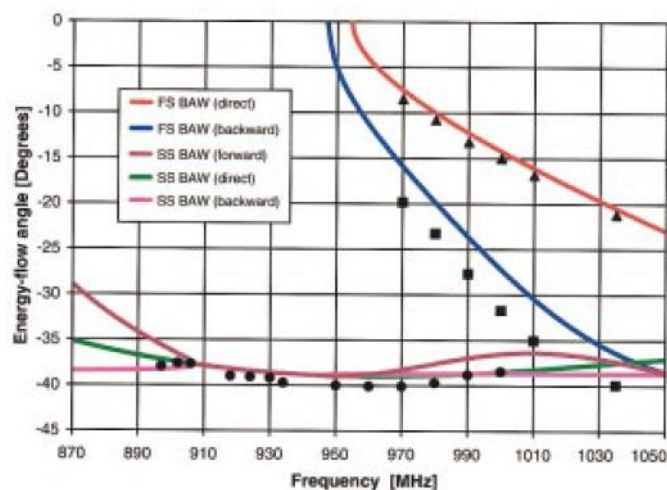
TAB savybių tyrimai pasitelkiant optinį zondavimą LiNbO<sub>3</sub> ir LiTaO<sub>3</sub> kristaluose taip pat aprašomi publikacijose [7], [10], [11], [81], [142], [143].



36 pav. Akustinių bangų sklidimas YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale. [8]



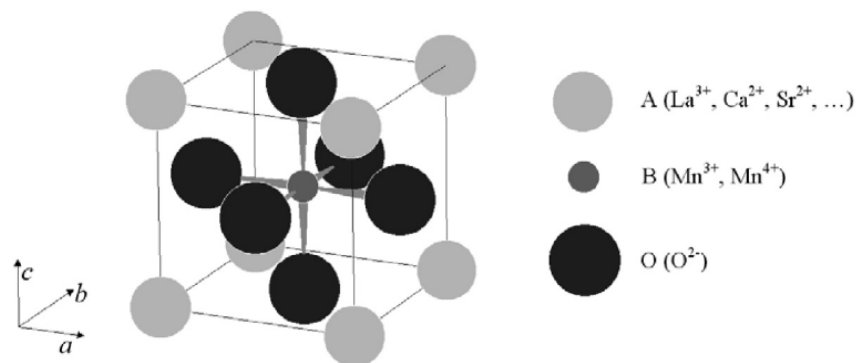
37 pav. Lazeroniu interferometriniu zondzu gautos TAB atspindzio kristalo pavirsiuje intensyvumo diagramos. Raudona spalva – didziausias, melyna – maziausias intensyvumas. [8]



38 pav. Išmatuotų (taškai) ir apskaičiuotų (kreivės) įvairių TAB sklidimo kampo (kristalo paviršiaus atžvilgiu) priklausomybė nuo dažnio . FS – greitoji skersinė, SS – lėtoji skersinė banga. [8]

## 2.8 PEROVSKITO STRUKTŪROS MANGANITAI

Daugiakomponenčiai oksidai, sudaryti iš mangano ir retųjų žemės elementų, vadinami manganitais [33]. Didžiausią šios grupės junginių dalį sudaro sudėtiniai oksidai, žymimi apibendrinta formule  $R_{1-x}A_xMnO_3$ , kur R yra retieji žemės elementai (Ln, Nd, Pr, Eu ir kt.), o A – II (Ba, Sr, Ca) arba IV (Ce, Pb, Sn) grupių elementai. Daugelis manganitų pasižymi perovskito kristaline struktūra, kuri dažnai apibūdinama apibendrinta formule  $ABO_3$ . Būdingasis perovskito kristalinės gardelės narvelis yra idealus arba nežymiai deformuotas kubas (39 pav.). Tokio narvelio kampuose yra išsidėstę A atomai, paviršių centruose - deguonies atomai O, o kubo centre - B atomas. Perovskitų pavadinimas kilo iš  $CaTiO_3$  mineralo (perovskito) radimo vietos Kazachijoje netoli Perovsko miesto [33]. Kai kurie perovskito klasės oksidai turi idealią kubinę gardelę ir yra tipiškai izoliatoriai. Elektronai tokiuose kristaluose yra lokalizuoti, o jų judėjimą apsunkina stipri kuloninė sąveika tarp katijonų ir deguonies anijonų. Dažniausiai perovskito sandaros kristalų gardelėms būdingi įvairiausi, pvz., romboedriniai, ortorombiniai ir kitų tipų iškreipimai (atomų nukrypimai nuo kubinei struktūrai būdingųjų padėčių), kuriuos galima suskirstyti [33] į struktūrinius, atsirandančius nesutampant katijonų ir juos pakeitusių atomų dydžiams, ir elektroninius, susidarantčius dėl nepilnai užpildytų išsigimusių elektroninių lygmenų suskilimo, atsiradus vidinei gardelės deformacijai (H. Jahn ir E. Teller 1937 metais suformuluota teorema) [144].



39 pav. Perovskito  $ABO_3$  kristalinė gardelė. [33]

Dėmesys mišraus valentingumo manganitams vis didėja dėl fazinio virsmo PM-FM Kiuri temperatūroje  $T_C$  ( $T_C \sim 100 \div 390$  K), milžiniškosios magnetovaržos efekto, didelės unikalių tarpusavyje susijusių magnetinių, struktūrinių, elektrinių savybių įvairovės ir potencialo įvairiuose taikymuose [30–39]. Atlikti tyrimai rodo, kad manganitų savybes lemia ne tik dviguba pamaininė sąveika (DPS) [145], bet ir stipri Jahn-Teller tipo elektron-fononinė sąveika [30]. Jahn-Teller tipo iškraipymai manganituose padidėja žemesnėse temperatūrose nei vyksta struktūrinis fazinis virsmas [146–148]. Elektron-fononinė sąveika sąlygoja šiluminio laidumo poliaroninių būsenų susidarymą PM fazėje, o dviguba pamaininė sąveika lemia FM fazinį virsmą kritinėje temperatūroje  $T_C$ , žemiau kurios manganito elgsena pasikeičia iš puslaidinikinės į būdingą metalams [31], [40]. Kai kurie autoriai teigia, kad poliaronų efektas ženkliai pasireiškia ir žemų temperatūrų metalo fazėje [149]. Stiprią elektron-fononinę sąveiką patvirtina ir didelė slėgio įtaka manganitų laidumui ir magnetinėms savybėms [32], [150], [151]. Būtent dėl stiprios elektron-fononinės sąveikos akustiniai metodai yra įdomūs ir perspektyvūs tiriant manganitus. Tokiuose tyrimuose gaunama svarbi informacija apie elektrines, magnetines, struktūrines manganitų savybes ir jų tarpusavio ryšį.

Plonieji manganitų sluoksniai buvo pradėti intensyviai tyrinėti paskutiniame praeito amžiaus dešimtmetyje atradus milžiniškosios magnetovaržos reiškinį plonasluoksniame  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  [152]. Pastaraisiais metais pasirodo vis daugiau darbų, skirtų daugiasluoksnių darinių ir sandūrų su manganitais tyrimui [33]. Panaudojant manganitų plonuosius sluoksnius dariniuose tikimasi sukurti naujus daugiafunkcinius prietaisus, pav., operatyviosios magnetinės atminties elementus, jutiklius, valdiklius, mikrobangų prietaisus, taip pat magnetiniu ir elektriniu lauku valdomus optinius prietaisus, kurių veikimas būtų grindžiamas rezonansiniais reiškiniais, bangų interferencija, aukštesnių harmonikų generavimu ir t. t [33], [40], [42], [153].

### 2.8.1 Lantano manganitų savybės

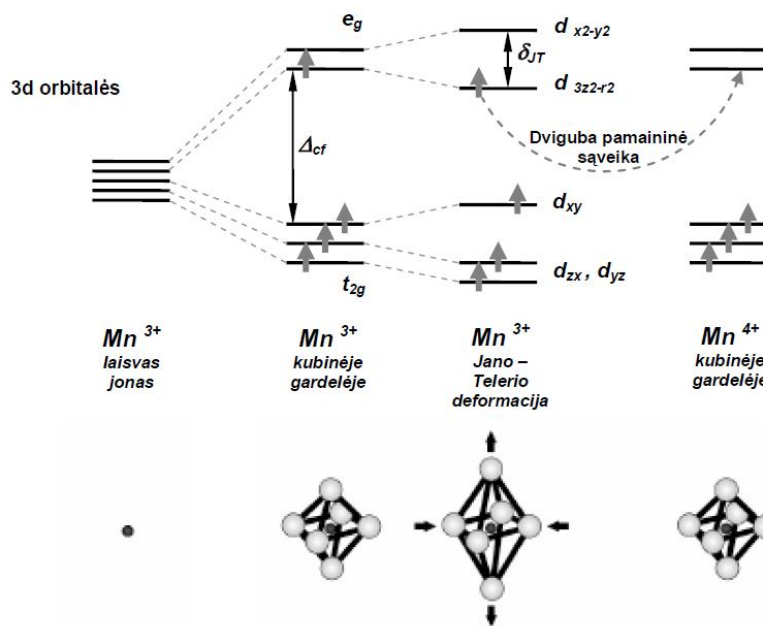
Lantano mangano oksidai yra labiausiai ištirti iš visų šiuo metu žinomų manganitų. Jie buvo pradėti tyrinėti dar 1950 metais [154]. Jau tada buvo pastebėta, kad tiek elektrinės, tiek magnetinės  $\text{LaMnO}_3$  junginio savybės pakinta dalį La atomų kristalinėje gardelėje pakeitus divalenčiais Ca ir Sr atomais. Plonieji manganitų sluoksniai buvo pradėti intensyviai tyrinėti paskutiniame praėjo amžiaus dešimtmetyje atradus milžiniškosios magnetovaržos reiškinį  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  [152], [155]. Šiuo metu yra patikimai nustatyta, kad idealiaame (stechiometriniame)  $\text{LaMnO}_3$  junginyje yra vien tik  $\text{La}^{3+}$ ,  $\text{Mn}^{3+}$  ir  $\text{O}^{2-}$  jonai, tačiau galimi įvairūs jų pakeitimai [33].  $\text{La}^{3+}$  gali būti dalinai pakeistas divalenčiais katijonais ( $\text{Sr}^{2+}$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ ,  $\text{Ba}^{2+}$ ,  $\text{Pb}^{2+}$ ), kuriuos įvedus (dėl krūvio neutralumo sąlygos) dalis  $\text{Mn}^{3+}$  jonų pereina į  $\text{Mn}^{4+}$  būseną. Mišrus Mn valentingumas lemia junginių skylinį laidumą [153], [156–158]. Mn gali būti pakeistas  $3d$  (pvz., Ti) [159] ir kai kuriais  $4d$  (pvz., Ru) [160] elementais, kurie manganituose daugeliu atvejų susilpnina feromagnetinę tvarką. Deguonies kiekis gali būti nežymiai padidintas arba sumažintas lyginant su stochiometrine junginių chemine sudėtimi. Esant deguonies pertekliui kristalinėje gardelėje susidaro metalo vakansijos, o jo trūkumui – deguonies vakansijos [161]. Lantano manganituose keičiant La jonus Ca, Sr, Ba ar kitais skirtingo spindulio jonais, deguonies oktaedrai gali pasisukti, išsikraipyti, pakeisti savo formą. Legiruojant motininį  $\text{LaMnO}_3$  junginį įvairiomis priemaišomis pasikeičia gardelės parametrai, sumažėja kristalo simetrija, taip pat žymiai pasikeičia junginio elektrinės, optinės ir magnetinės savybės [33]. Palyginti dideli R ir A jonai manganitų kristalinėse gardelėse užima A katijono vietas, o mažesnieji Mn jonai išsidėsto B katijono vietose. Mn jonas perovskito gardelėje yra apsuptas šešiais deguonies atomais. Mangano elektroninė konfigūracija –  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^5$ , o deguonies –  $1s^2 2s^2 2p^4$  [162], todėl vidutiniškai vienam Mn jonui turėtų tekti 3/2 deguonies atomo, o vienam deguonies atomui iki pilnai užpildytos  $2p^6$  būsenos reikėtų dviejų papildomų elektronų. Atiduodamas valentinius elektronus deguoniui Mn atomas tampa  $\text{Mn}^{3+}$  jonu su elektronine konfigūracija  $3d^4$ . Mišraus

valentingumo junginių cheminėse formulėse pvz.,  $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x^{2+}) (\text{Mn}_{1-x}\text{Mn}_x^{4+})\text{O}_3^{2-}$  yra tiek trivalenčiai ( $3d^4$ ), tiek ir keturvalenčiai ( $3d^3$ ) mangano jonai.

## 2.8.2 Dviguba pamaininė sąveika

Perovskito gardelėje  $\text{Mn}^{3+}$  ir  $\text{Mn}^{4+}$  jonai nėra išsidėstę šalia vienas kito. Tiek vieni, tiek kiti yra apsupti deguonies anijonų, todėl jų valentiniai elektronai neturėtų tiesiogiai sąveikauti ar laisvai šokinėti nuo vieno atomo prie kito. Vis tik sąveika tarp  $\text{Mn}^{3+}$  ir  $\text{Mn}^{4+}$  jonų manganituose (pasikeitimas elektronais) gali vykti dalyvaujant tarpininkams – deguonies jonams. Tokį elektronų pasikeitimo mechanizmą sistemoje  $\text{Mn}^{3+} - \text{O} - \text{Mn}^{4+}$  aprašo dviguba pamaininė sąveika (DPS) [33]. Pirmą kartą DPS sąvoką įvedė 1951 m. C. Zenner [145]. Vėliau šį teorinį modelį jis panaudojo šiek tiek anksčiau (G. H. Jonker ir J. H. Van Santen 1950 m. [154]) atskleistam sąryšiui tarp manganitų elektrinio laidumo ir feromagnetizmo paaiškinti. C. Zenner pasiūlytas DPS modelis remiasi prielaida, kad magnetines retųjų žemės elementų manganitų savybes lemia savuosius magnetinius momentus turintys Mn jonai, o tiksliau jų magnetinių momentų sąveika. Elektroninė  $\text{Mn}^{3+}$  jono konfigūracija yra  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^4$  [33]. Taigi, šio jono cheminis ryšys su anijonais turėtų labiausiai priklausyti nuo keturių valentinių  $3d$  elektronų. Jei  $\text{Mn}^{3+}$  jonas būtų izoliuotas, visų šių keturių elektronų energija būtų vienoda, tačiau patalpinus  $\text{Mn}^{3+}$  joną tetraedro centre tarp šešių  $\text{O}^{2-}$  jonų, d lygmuo suskyla į du lygmenis: mažesnę energiją turintį  $t_{2g}$  (elektroninės orbitalės  $d_{xy}$ ,  $d_{yz}$  ir  $d_{xz}$ ), kurį užima trys elektronai, ir didesnės energijos dukart išsigimusį  $e_g$  (elektroninės orbitalės  $d_{z^2}$  ir  $d_{x^2-y^2}$ ) lygmenį, kurį užima likęs  $d$  elektronas (40 pav.) [163]. Jų konfigūracija užrašoma  $t_{2g}^3 e_g^1$ . Be to, žinoma, kad visų trijų  $t_{2g}$  elektronų sukiniai visada yra nukreipti ta pačia kryptimi, o jų suminis sukinys  $S$  yra lygus  $3/2$ . Ketvirtojo  $e_g$  elektrono energija yra mažiausia, kai jo sukinys ( $S = 1/2$ ) yra nukreiptas ta pačia kryptimi kaip ir  $t_{2g}$  elektronų sukiniai (Hundo taisyklė), todėl  $\text{LaMnO}_3$  junginyje esančių  $\text{Mn}^{3+}$  jonų suminis sukinys  $S = 2$ .





40 pav.  $Mn^{3+}$  ir  $Mn^{4+}$  jonų  $3d$  elektroninių orbitalių energetinių lygmenų schema. [33], [163]

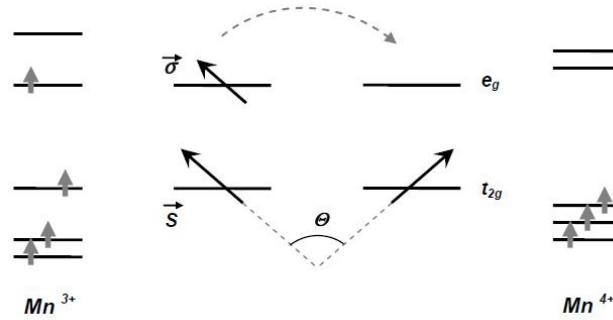
Akivaizdu, kad magnetinė sąveika tarp greta esančių  $Mn^{4+}$  ( $S = 3/2$ ) ir  $Mn^{3+}$  ( $S=2$ ) jonų turėtų būti kitokia, lyginant su panašia sąveika tarp tokių pačių  $Mn^{3+}$  jonų. Šalia vienas kito esantys  $Mn^{3+}$  ir  $Mn^{4+}$  jonai gali sąveikauti vieni su kitais keisdamiesi silpnai surištais  $e_g$  elektronais. C. Zenner parodė, kad elektroninio šuolio tarp gretimų  $Mn^{3+}$  ir  $Mn^{4+}$  jonų tikimybė  $t_{ij}$  (lemianti manganitų elektrines ir magnetines savybes) priklauso nuo kampo tarp jų sukinių  $\Theta_{ij}$  [163]:

$$t_{ij} = t_{ij}^0 \cos(\Theta_{ij} / 2), \quad (60)$$

čia  $t_{ij}^0$  yra šuolio tikimybė, kai gretimų jonų sukiniai yra nukreipti ta pačia kryptimi. Iš (60) formulės matome, kad DPS yra stipriausia, kai visų Mn jonų sukiniai yra nukreipti ta pačia kryptimi. Šį dėsnį patvirtino vėlesni eksperimentiniai tyrimai: buvo nustatyta, kad  $LaMnO_3$  kristalo energija yra mažiausia, kai greta esančių Mn jonų sukiniai yra nukreipti ta pačia kryptimi ir didžiausia, kai Mn jonų sukiniai nukreipti priešingomis kryptimis.

Taigi, DPS manganituose yra tokia sąveika tarp gretimų magnetinius

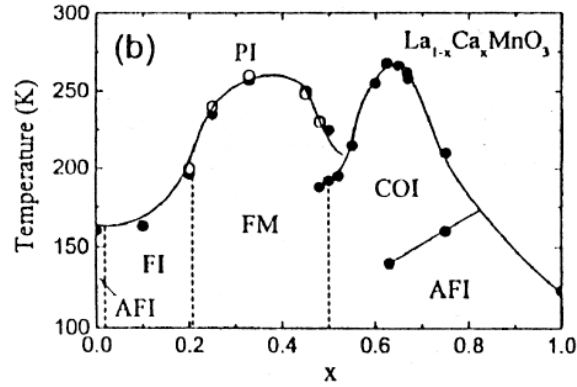
momentus turinčių  $Mn^{3+}$  ir  $Mn^{4+}$  jonų, kai jie per tarpininkus – deguonies  $O^{2-}$  jonus keisdami savo valentiniais elektronais (41 pav.), lemia medžiagos elektrinį laidumą ir feromagnetines savybes [40].



41 pav. Dvigubos pamaininės sąveikos tarp  $Mn^{3+}$  ir  $Mn^{4+}$  jonų modelis. [33], [40]

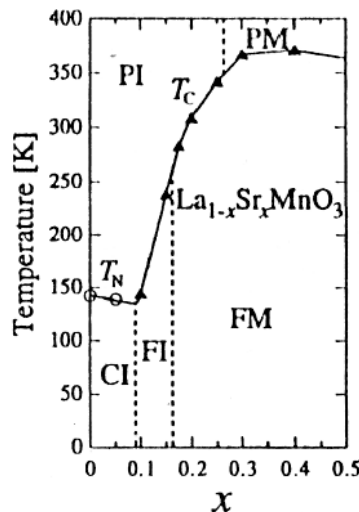
### 2.8.3 Legiruotųjų lantano manganitų fazinės $T$ - $x$ diagramos

$La_{1-x}Ca_xMnO_3$  junginio fazinė  $T$ - $x$  diagrama parodyta 42 pav. Jame matome įvairias galimas šio junginio būsenas esant skirtingiems legiravimo laipsniams  $x$ . [33], [164]. Nelegiruotas ( $LaMnO_3$ ) ir Ca legiruoti junginiai, kurių  $x$  kinta nuo 0 iki 0,2, žemoje temperatūroje yra antiferomagnetiniai izoliatoriai (AFI), tačiau aukštesnėje temperatūroje ( $T > 170$  K) jie tampa paramagnetiniais izoliatoriais (PI). Kai legiravimo laipsnis  $x$  kinta nuo 0,2 iki 0,5 medžiaga tampa elektrai laidžiu (metališkuoju) feromagnetiku, kurio Kiuri temperatūros  $T_C$  vertės priklauso  $x$ . Pažymėtina, kad didžiausios  $La_{1-x}Ca_xMnO_3$   $T_C$  vertės pasiekiamos tada, kai trečdalis La atomų yra pakeičiami divalenciais Ca jonais ( $x=0,33$ ). Esant šiam legiravimo laipsniui, temperatūrai pakilus virš Kiuri taško feromagnetikas pereina į paramagnetinę būseną, kurioje mangano jonų sukiniai yra orientuoti chaotiškai. Esant aukštai temperatūrai ( $T > T_C$ ) metališkosios savybės išnyksta, nes sumažėja tikimybė elektronams šuoliuoti tarp gretimų  $Mn^{3+}$  ir  $Mn^{4+}$  jonų. Kai Ca kiekis junginyje viršija 50%, žemose temperatūrose medžiaga būna elektrai nelaidžioje antiferomagnetinėje būsenoje, o temperatūrai kylant ji gali pereiti į paramagnetinę būseną.



42 pav.  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  junginio fazinė  $T$ - $x$  diagrama. [164]

$\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  junginio fazinė diagrama, pateikta 43 pav. Ji pasižymi didesne fazių įvairove lyginant su anksčiau nagrinėta  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  junginio diagrama [33], [164].  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  egzistuoja trys pagrindinės būsenos: orientuotų sukinių izoliatorius (CI), feromagnetinis izoliatorius (FI) ir feromagnetinis metalas (FM). Aukštoje temperatūroje lieka dvi fazės: paramagnetinis izoliatorius (PI) ir paramagnetinis metalas (PM). Stabilus junginys  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  susidaro tik tada, kai  $x \leq 0,5$  [34].



43 pav.  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  junginio fazinė  $T$ - $x$  diagrama. [164]

#### 2.8.4 Magnetinės manganitų savybės

Magnetines retųjų žemės elementų manganitų savybes lemia sąveika tarp Mn jonų savųjų magnetinių momentų. Jau šeštajame dešimtmetyje buvo išaiškinta, kad nelegiruotas  $\text{LaMnO}_3$  ( $x = 0$ ) yra nelaidus elektrai ir pasižymi

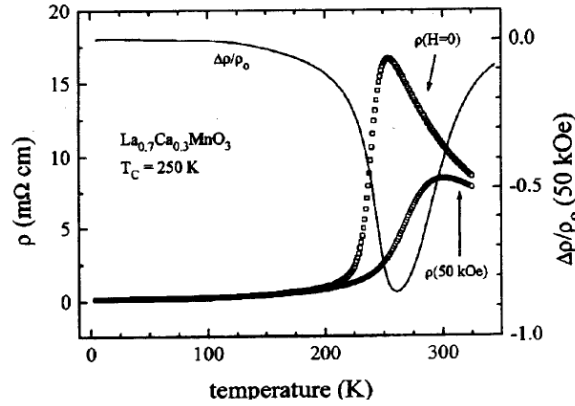
antiferomagnetinėmis savybėmis. Pakeitus dalį La jonų divalenčiais atomais (Ca, Ba, Sr), medžiaga tampa elektrai laidžiu feromagnetiku [165]. Feromagnetinės manganitų savybės yra ryškiausios, kai sąveika tarp kristale greta esančių  $Mn^{3+}$  ir  $Mn^{4+}$  jonų yra stipriausia, t.y., kai  $x = 0.3 \div 0.4$ , tačiau esant aukštai temperatūrai ( $T > T_C$ ), Mn jonų sukiniai dažniausiai būna orientuoti chaotiškai. Virsmas iš PM į FM būseną, kurioje sukiniai orientuoti viena kryptimi, vyksta šaldant bandinį, kai Mn jonų tarpusavio sąveikos energija pradeda viršyti kristalo atomų šiluminių virpesių energiją. Kiuri temperatūra nežymiai padidėja įjungus išorinį magnetinį lauką [33].

### 2.8.5 Elektrinės manganitų savybės

Pradėjus tyrinėti elektrines manganitų savybes, pirmiausia buvo pastebėtas gana žymus jų elektrinės varžos padidėjimas ties šioms medžiagoms būdinga fazinio virsmo temperatūra  $T_C$  iš aukštatemperatūros PM į žematemperatūrę FM būseną ir staigus varžos mažėjimas toliau žeminant bandinio temperatūrą. Tipinė manganitų savitosios elektrinės varžos  $\rho$  priklausomybė nuo temperatūros su aiškiai matomu maksimumu ties 250 K temperatūra pavaizduota 44 pav. Staigus daugelio manganitų elektrinės varžos mažėjimas ties PM-FM virsmo temperatūra siejamas su faziniu virsmu "izoliatorius-metalas". Šis virsmas, rodantis glaudų ryšį tarp medžiagos elektrinių ir magnetinių savybių, kaip tik ir išskiria mangano oksidus iš daugelio šiuo metu žinomų feromagnetikų [33]. Mangano oksidams PM-FM virsmo temperatūros vertės kinta nuo 50 K iki 350 K. Jos priklauso nuo jų cheminės sudėties, legiravimo laipsnio, deguonies vakansijų, kitų galimų gardelės defektų, o taip pat ir nuo išorinio magnetinio lauko bei slėgio [40]. Staigus elektrinės varžos sumažėjimas pereinant manganitų bandiniams iš aukštatemperatūros PM į žematemperatūrę FM būseną aiškinamas tuo, kad atsiradus magnetinei tvarkai Mn jonų magnetiniai momentai susiorientuoja viena kuria nors kryptimi ir tai savo ruožtu lemia intensyvesnius elektroninius šuolius tarp greta esančių  $Mn^{3+}$  ir  $Mn^{4+}$  jonų. Išmatavus manganitų sluoksnių varžos priklausomybes galima gauti kai kuriuos parametrus,

charakterizuojančius plonųjų sluoksnių kokybę. Vienas iš jų – tai varžos maksimumo temperatūra –  $T_m$ , kitas – varžos temperatūrinis koeficientas –  $R_{tc}$ :

$$R_{tc} = \frac{d \ln \rho}{dT}. \quad (61)$$



44 pav. Tipinės manganitų savitosios varžos ir magnetovaržos priklausomybės nuo temperatūros. [166]

Varžos maksimumo temperatūros  $T_m$  vertės daugeliui manganitų nedaug skiriasi nuo jų feromagnetinio susitvarkymo (Kiuri) temperatūros  $T_C$ , todėl daugelis autorių  $T_m$  vertes dažnai pateikia kaip PM-FM fazinio virsmo temperatūros vertes [33]. 44 pav. taip pat matome, kad manganitų elektrinė varža  $T_C$  aplinkoje ženkliai sumažėja sluoksniį patalpinus į magnetinį lauką. Šį reiškinį aptarsime sekančiame skyriuje. Kiekybinei manganitų elektrinės varžos priklausomybei nuo temperatūros aprašyti buvo bandoma pritaikyti įvairias empirines formules [34], [167], nors iki šiol vis dar nėra vieningos nuomonės, kuri iš jų yra tiksliausia [33]. Pastaraisiais metais daugelis tyrinėtojų linkę manyti, jog manganitų elektriniam laidumui aprašyti aukštų temperatūrų srityje ( $T > T_C$ ) tinkamiausias yra Motto pasiūlytas [168] šuolinio elektrinio laidumo mechanizmas, esant kintamo šuolio ilgiui t. y. taip vadinamas VRH modelis („variable range hopping“):

$$\rho(T) = \rho_0 e^{(T_0/T)^{1/4}}, \quad (62)$$

J. M. D. Coey su bendraautoriais savo darbe pažymėjo, kad ši išraiška

geriausiai aprašo įvairių – Y, La arba Nd manganitų plonųjų sluoksnių, legiruočių Sr, Ba arba Ca ( $x=0,3$ ) eksperimentinius rezultatus [41]. Feromagnetinėje srityje manganitų elektrinės varžos priklausomybė nuo temperatūros buvo pakankamai gerai aprašyta [169] formule:

$$\rho(T) = \rho_0 + AT^2 + BT^{4,5}, \quad (63)$$

Narys su  $T^{4,5}$  yra siejamas su dvimagnoniniais procesais ir yra gerai aprašytas Kubo ir Ohata darbe [167]. Minėti autoriai atliko išsamią mikroskopinę DPS analizę. Jie parodė, kad narys  $T^2$  varžos išraiškoje atsiranda dėl elektron-elektroninės sklaidos ir krūvininkų sukinių tarpusavio sąveikos [34].

Manganitų fazinio virsmo temperatūra stipriai priklauso nuo sluoksnių auginimo technologijos, padėklo struktūros, orientacijos, temperatūros, atkaitinimo režimų, darbinės aplinkos, sluoksnio struktūros, defektų, deguonies kiekio ir t.t [170–178]. Polikristalinių manganitų sluoksnių Kiuri temperatūros  $T_C$  [100], o taip pat ir būdingo varžos maksimumo temperatūros  $T_m$  vertės būna mažesnės, o pats virsmas labiau išplitęs, lyginant su tokios pat sudėties monokristaliniais sluoksniais [33].

### 2.8.6 Milžiniškoji manganitų magnetovarža

Įvairių medžiagų magnetovaržą gali lemti skirtingos priežastys, tačiau dažniausiai ji siejama su krūvininkų judrio arba tankio pokyčiais [33]. Daugelio tradicinių puslaidininkinių bei metalų krūvininkų tankis beveik nepriklauso nuo išorinio magnetinio lauko, todėl kintant vien tik judriui daugumos medžiagų magnetovaržos vertės (kai  $\mu_0 H \leq 1$  T) retai viršija 1%. Žymiai didesnės magnetovaržos vertės būdingos mangano oksidams. Milžiniškąją magnetovaržą manganituose lemia elektrinių, magnetinių ir struktūrinių savybių derinys, jų tarpusavio ryšys, struktūriniai ir magnetiniai faziniai virsmai [146], [179–181]. Šios medžiagos pasižymi neigiama magnetovarža, t.y. magnetiniame lauke jų elektrinė varža sumažėja (44 pav.). Neįprastai didelis manganitų elektrinės varžos pokytis ties Kiuri temperatūra  $T_C$  magnetiniame lauke [155] buvo aptiktas 1993 m. tiriant plonuosius manganitų sluoksnius. Šio reiškinio atradimas iššaukė naują manganitų

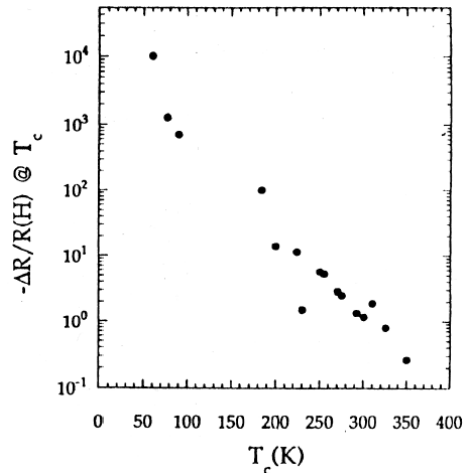
tyrinėjimo etapą, nes įvairiems elektronikos ir technikos poreikiams tenkinti reikalingos naujos medžiagos, kurių elektrinė varža kaip galima labiau priklausytų nuo magnetinio lauko. Literatūroje pateikiami du skirtingi manganitų magnetovaržos apibrėžimai. Daugelis autorių magnetovaržą arba santykinę manganitų elektrinės varžos pokytį magnetiniame lauke apibūdina išraiška [152]:

$$MV = \frac{R(B) - R(0)}{R(0)}, \quad (64)$$

Čia  $R(B)$  ir  $R(0)$  – elektrinė varža, esant fiksuotai temperatūrai, tiriamajame ir labai silpname ( $B \sim 0$ ) magnetiniame lauke, atitinkamai. Esant tokiam apibrėžimui, manganitams būdingos neigiamos magnetovaržos vertės, o jų kitimo intervalas yra nuo 0 iki -1. Kai kurie autoriai manganitų magnetovaržą apibrėžia šiek tiek kitokia išraiška:

$$MV^* = \frac{R(B) - R(0)}{R(B)}, \quad (65)$$

Esant tokiam apibrėžimui magnetovaržos vertės taip pat yra neigiamos, tačiau jų kitimo ribos kur kas platesnės: esant stipriam (keleto T) magnetiniam laukui tobulų manganitų sluoksnių  $MV^*$  reikšmės gali kisti nuo 0 iki kelių dešimčių, šimtų ar net tūkstančių kartų [155]. Pirmą kartą palyginti nedidelės neigiamos magnetovaržos vertės (10÷20 %) mangano oksiduose buvo išmatuotos dar šeštajame dešimtmetyje tyrinėjant masyvius keraminius bandinius. Pradėjus tirti plonuosius šių medžiagų sluoksnius, buvo išmatuoti kur kas didesni bandinių varžos pokyčiai [156]. Buvo pastebėta, jog esant stipriam magnetiniam laukui, plonųjų epitaksinių sluoksnių varža siaurame temperatūrų ruože (ties Kiuri temperatūra  $T_C$ ) gali sumažėti net  $10^4$  kartų (45 pav.). Tyrimai parodė, kad ne tik tūrinių, bet ir plonųjų sluoksnių maksimalios milžiniškosios magnetovaržos vertės yra išmatuojamos ties bandinių fazinio virsmo temperatūra  $T_C$  [33]. Taip pat buvo pastebėta, kad magnetovarža priklauso nuo Kiuri temperatūros  $T_C$ : didžiausios magnetovaržos vertės pasiekiamos tuomet, kai  $T_C$  kinta nuo 50 iki 100 K. Kur kas mažesnės vertės išmatuojamos bandiniams, kurių Kiuri temperatūra yra artima kambario temperatūrai.

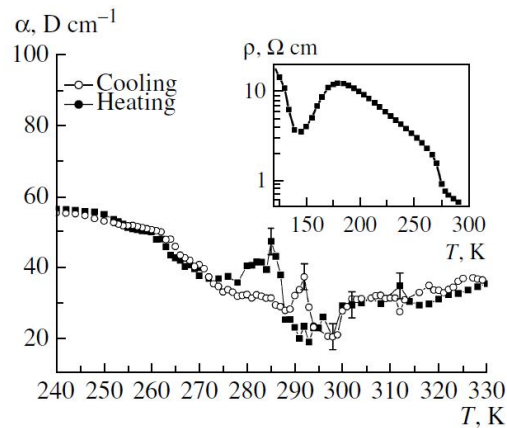


45 pav. Manganitų magnetovaržos verčių priklausomybė nuo Kiuri temperatūros. [42]

## 2.9 TAB IR MANGANITŲ SAŲVEIKA

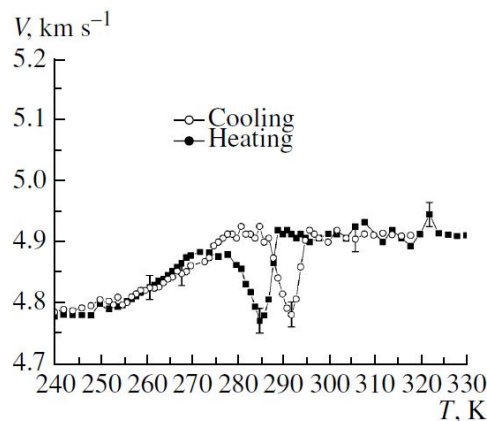
Vieni pirmųjų manganitų savybių tyrimų naudojant akustinius metodus aprašomi darbuose [182–187]. Magnetinių bei struktūrinių persitvarkymų įtaka milžiniškai magnetovaržai ir kitoms manganitų savybėms pasitelkiant tūrinės akustines bangas tūriniuose  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ir  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  bandiniuose nagrinėjama darbuose [188–190]. Juose buvo tiriamos Jahn-Teller efekto sąlygoto manganitų fazinio virsmo iš netvarkios būsenos į susitvarkiusių orbitalių būseną ypatybės, faziniai ir erdviniai nehomogeniškumai, atsirandantys dėl struktūros ir įmagnetėjimo fluktuacijų. Akustinių bangų greitis ir slopimas yra jautrūs struktūriniais ir magnetiniams faziniams virsmams manganituose [191], [192]. Atlikus matavimus plačiame temperatūrų intervale 150-340 K buvo pastebėtos akustinių bangų greičio ir slopimo anomalijos ruože 260-300 K. Išilginių tūrinių akustinių bangų slopinimo priklausomybė nuo temperatūros  $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  bandinyje pavaizduota 46 pav. Mažinant temperatūrą nuo 330 K akustinių bangų slopinimas mažėja, o 285 K artumoje stebimas staigus padidėjimas. Toliau mažinant temperatūrą slopinimas didėja. Atliekant matavimus temperatūros didinimo kryptimi slopinimo pikas pasislenka į aukštesnių temperatūrų sritį (292 K).





46 pav. Išilginių tūrinių akustinių bangų slopinimo priklausomybė nuo temperatūros  $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  bandinyje. Intarpas: bandinio savitosios varžos priklausomybė nuo temperatūros. [188]

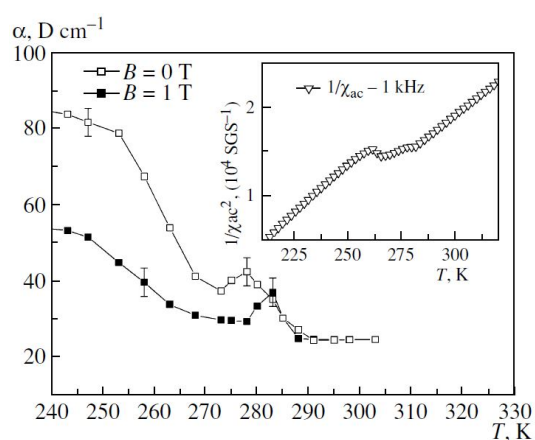
Tūrinių akustinių bangų greičio temperatūrinė priklausomybė pavaizduota 47 pav. Mažinant temperatūrą nuo 330 K akustinių bangų greitis nekinta, o ties 285 K stebimas staigus sumažėjimas. Toliau žeminant temperatūrą greitis tolygiai mažėja. Kaitinant bandinį greičio minimumas pasislenka į aukštesnių temperatūrų sritį (292 K). Temperatūros skalėje pikai sutampa su bandinio savitosios varžos šuoliu (46 pav. intarpas).



47 pav. Išilginių tūrinių akustinių bangų greičio priklausomybė nuo temperatūros  $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  bandinyje. [188]

Taip pat buvo ištirta magnetinio lauko įtaka TAB sklidimui [188]. 48 pav. palygintos slopinimo priklausomybės nuo temperatūros magnetiniame lauke ir nesant jo. Ties 300 K matomas nedidelis bandinio įmagnetėjimas (48 pav.

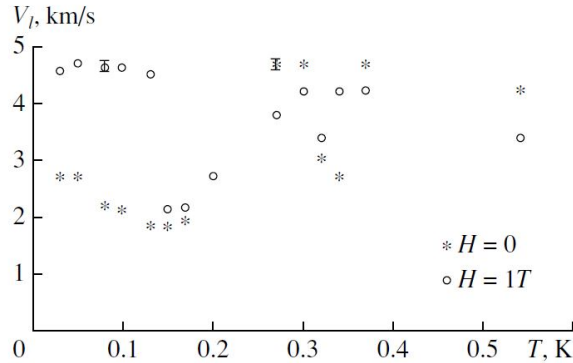
intarpas). Magnetinis jautris didėja mažinant temperatūrą. Magnetiniame lauke ( $B=1$  T) akustinių bangų slopinimo pikas pasidaro platesnis yra pasislenka iš 285 K į 280 K temperatūrą. Žemesnėse temperatūrose stebimas didesnis slopinimas nei nesant magnetinio lauko. Žymus akustinių bangų slopinimo padidėjimas ir greičio sumažėjimas bei histerezė 285 K artumoje reiškia pirmos rūšies struktūrinį fazinį virsmą, kurio pasireiškimą lemia du konkuruojantys procesai: įmagnetėjimo ir Jahn-Teller iškraipymų padidėjimas [147], [188], [193–195]. Fazinis virsmas vyksta laipsniškai, tuo pat metu padidėjant Jahn-Teller iškraipymams ir sumažėjant įmagnetėjimui.



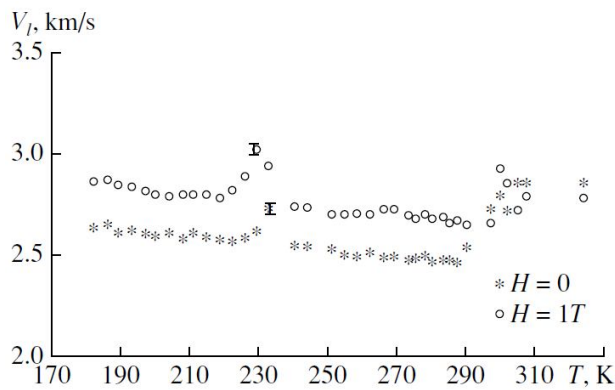
48 pav. Tūrinių akustinių bangų slopinimo priklausomybė nuo temperatūros. Tuščiaiduriai kvadratai – nesant magnetinio lauko, pilnaviduriai kvadratai – magnetiniame lauke. Intarpas: magnetinio jautrio priklausomybė nuo temperatūros. [188]

Ličio niobato keitikliais žadinamų išilginių ir skersinių 700-800 MHz diapazono tūrinių akustinių bangų sklaidimas  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $x=0.175$ ) bandinyje plačiame temperatūrų intervale (180-325 K) ir magnetinio lauko įtaka analizuojami darbe [189]. Temperatūrų intervaluose 200-230 K, 275-295 K, 290-305 K buvo stebimi žymūs tiek išilginių ir skersinių tūrinių akustinių bangų greičio ir slopinimo pokyčiai (49 pav., 50 pav., 51 pav., 52 pav.). Be to, 180-315 K temperatūrų intervale nustatyta išilginės bangos transformacija į skersinę magnetoelastinę. Vietoje vieno išilginių bangų impulso buvo priimamas ir antras skersinių bangų greičiu sklindantis impulsas. Mažinant

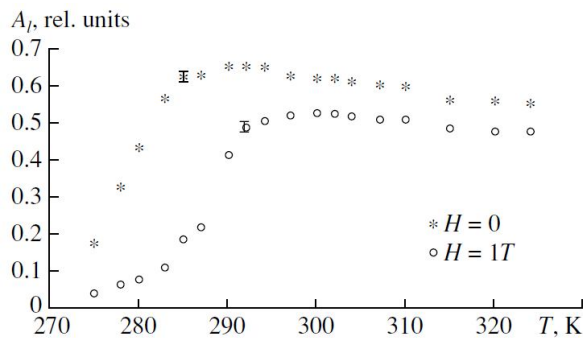
temperatūrą išilginių bangų greitis mažėjo, o skersinių – didėjo. Temperatūrų intervale 270-315 K stebimas vienalaikis išilginių bangų amplitudės mažėjimas ir skersinių bangų amplitudės didėjimas (51 pav., 52 pav.)



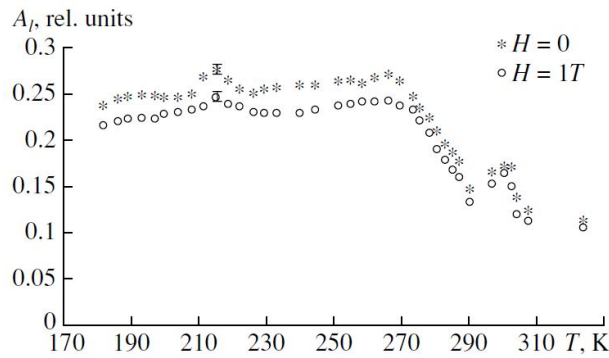
49 pav. Išilginių akustinių bangų greičio priklausomybė nuo temperatūros magnetiniame lauke ( $B=1$  T) ir nesant magnetinio lauko. [189]



50 pav. Skersinių akustinių bangų greičio priklausomybė nuo temperatūros magnetiniame lauke ( $B=1$  T) ir nesant magnetinio lauko. [189]



51 pav. Santykinės išilginių akustinių bangų amplitudės priklausomybė nuo temperatūros magnetiniame lauke ( $B=1$  T) ir nesant magnetinio lauko. [189]

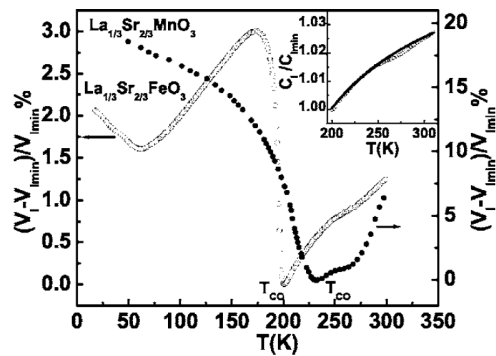


52 pav. Santykinės transformuotų skersinių akustinių bangų amplitudės priklausomybė nuo temperatūros magnetiniame lauke ( $B=1$  T) ir nesant magnetinio lauko. [189]

Išilginių ir skersinių akustinių bangų slopinimo ir greičio elgsena temperatūrų intervaluose 200-230 K ir 290-305 K siejama su struktūriniu virsmu iš romboedrinės į ortorombinę fazę [189]. Akustinių bangų greičio pikai temperatūros  $T_c=285$  K artumoje siejami su faziniu virsmu PM-FM. Akustinių bangų greičio ir slopinimo vertės manganituose yra sąlygotos statinių (gardelės iškraipymai, defektai, magnetiniai domenai, tamprumo modulio ir tankio variacijos) ir dinaminių (spin-fononinė ir elektron-fononinė sąveikos) parametrų [189]. Šiuo požiūriu akustinių bangų greičio padidėjimas ir sluoksnio savitosios varžos sumažėjimas magnetiniame lauke (temperatūrų intervale 300-305 K) aiškinamas Jahn-Teller gardelės iškraipymų sumažėjimu. Akustinių bangų parametrų ir manganito varžos priklausomybės nuo temperatūros ir magnetinio lauko temperatūrų intervale 270-315 K siejamos su feromagnetiniu  $Mn^{+3}$  ir  $Mn^{+4}$  jonų sukinių susitvarkymu. Feromagnetinio fazinio virsmo metu susiformuojančios magnetinių domenų struktūros leidžia akustinių modų transformaciją domenų sienelėse [196]. Efektyvi transformacija galima esant magnetostrikciniams domenų sienelių įtempimams. Išilginės akustinės bangos smarkiai įtakoja Mn-O ryšius ir yra tiesiogiai susijusios su šiais įtempimais [189]. Išilginių akustinių bangų slopinimo padidėjimas ir nekintantis skersinių bangų slopinimas temperatūrose, žemesnėse už 300 K aiškinamas ne tik akustinių modų transformacija, bet ir fenomenologine spin-fononinės sąveikos magnetiniuose

kristaluose teorija [187].

Kituose ekperimentuose [190] buvo tiriama žemesnio dažnio (10 MHz) išilginių tūrinių akustinių bangų greičio priklausomybė nuo temperatūros  $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{MnO}_3$  ir  $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{FeO}_3$  bandiniuose (53 pav.), aptariamas elektron-fononinės sąveikos ryšys su krūvio persitvarkymo faziniais virsmis. Mažinant temperatūrą nuo 300 K akustinių bangų greitis abiejuose bandiniuose mažėja. Krūvių susitvarkymo („charge ordering“) fazinis virsmas stebimas  $T_{co}=230$  K temperatūroje, kurioje greitis pradeda ženkliai didėti. Tokia elgsena aiškinama Jahn-Teller elektron-fononine sąveika. Fazinio virsmo aplinkoje vykstant magnetiniam susitvarkymui bandinio standumas mažėja dėl magnetstrikcijos [190], [197]. Tą rodo akustinių bangų greičio minimumas.



53 pav. Išilginių tūrinių akustinių bangų (10 MHz) priklausomybė nuo temperatūros  $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{MnO}_3$  ir  $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{FeO}_3$  bandiniuose. [190]

## 2.10 PLONŲ MANGANITO SLUOKSNIŲ IR REILĖJAUS PAB SĄVEIKA

Plonų manganito sluoksnių įtaka Reilėjaus PAB sklidimui  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3\text{-LiNbO}_3$  dariniuose aptariama darbuose [39], [198]. 100-200 nm storio (211) orientacijos  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksniai, kurių pseudokubinės gardelės parametras  $a=0.3853$  nm, lazerinės abliacijos būdu buvo užauginti ant Y-pjūvio  $\text{LiNbO}_3$  padėklo. Darinio scheminis vaizdas parodytas 54 pav. intarpe. Keitikliais žadinamos Reilėjaus PAB sklido lygiagrečiai kristalo Z ašiai. PAB sklidimo kelyje tarp keitiklių buvo suformuotas  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnis. Jo savitosios varžos  $\rho$  priklausomybė nuo temperatūros parodyta 54 pav. Esant 220 K temperatūrai FM fazinio virsmo artumoje stebimas varžos

maksimumas. Pridėjus išorinį magnetinį lauką  $H$  sluoksnio savitoji varža sumažėja, o jos maksimumas pasislenka į aukštesnių temperatūrų sritį (230 K). Taip pat stebimas magnetovaržos efektas:  $MV=[\rho(H)-\rho(0)/\rho(0)]\sim 80\%$  – sluoksnio varžos sumažėjimas 25.5 kOe magnetiniame lauke. Ši vertė gerai dera kitų atliktų tyrimų kontekste [40], [199], [200]. Gana siauras kreivės maksimumas yra geros sluoksnio kokybės ir polikristalinių regionų bei jų įtakos sluoksnio laidumui nebuvimo įrodymas. Mažų poliaronų adiabatinių šuolių teorijoje savitosios varžos priklausomybė nuo temperatūros išreiškiama:

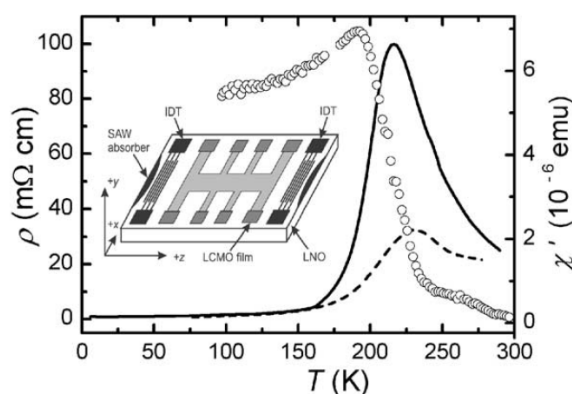
$$\rho(T) = \rho_0 T^\alpha \exp(E_A / k_B T), \quad (66)$$

kur  $E_A$  yra šuolių aktyvacijos energija, o  $k_B$  – Bolcmano konstanta. Kai  $\alpha=1$ , matavimuose paramagnetinėje srityje gauta  $E_A=142$  meV nesant magnetinio lauko ir  $E_A=52$  meV, kai  $H=25.5$  kOe. Taigi, magnetinis laukas ženkliai mažina aktyvacijos energiją fazinio virsmo metalas-izoliatorius aplinkoje [151], [201]. Magnetinio jautrio realiosios dalies matavimai aukšto dažnio lygiagrečiame sluoksnio paviršiumi magnetiniame lauke parodyti 54 pav. Kiuri temperatūra buvo indikuota kreivės polinkio centrinėje dalyje (apytiksliai  $T_c=215$  K). PAB slopinimas buvo matuojamas esant keitikių rezonansiniam dažniui 30 MHz ir aukštesnėse harmonikose. PAB slopinimo  $\Gamma$  priklausomybės nuo temperatūros parodytos 55 pav. Visuose dažniuose stebima ta pati tendencija: PAB slopinimas sąlyginai mažas žemose ir aukštose temperatūrose, o maksimumas pasiekiamas toje pačioje temperatūroje, kurioje sluoksnio savitoji varža yra didžiausia. Didinant PAB dažnį slopinimas didėja. Šie eksperimentiniai duomenys buvo palyginti su skaičiavimais remiantis „klasikine“ išraiška, aprašančia PAB slopinimą sluoksniniame pjezoelektriko ir laidžios plėvelės darinyje [202]:

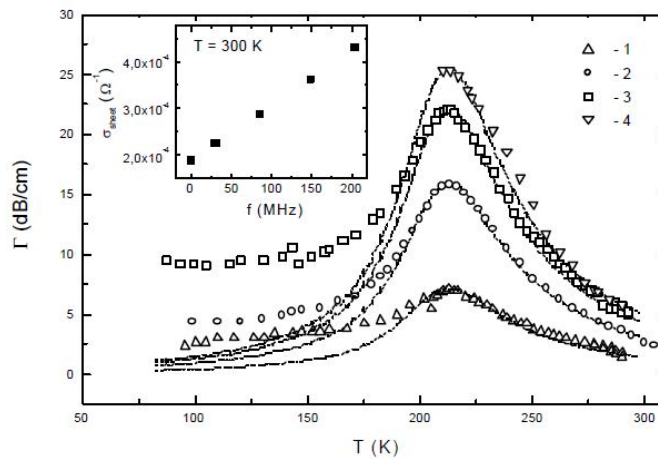
$$\Gamma = \frac{2\pi}{\Lambda} K^2 \frac{\sigma_0 / \sigma_m}{1 + (\sigma_0 / \sigma_m)^2}, \quad (67)$$

kur  $K^2$  yra elektromechaninio ryšio koeficientas,  $\Lambda$  – PAB ilgis,  $\sigma_0$  – manganito sluoksnio paviršiaus kvadrato varža, o  $\sigma_m$  – medžiagos konstanta, atitinkanti stipriausią sluoksnio elektronų ir PAB sąveiką. Skaičiavimų

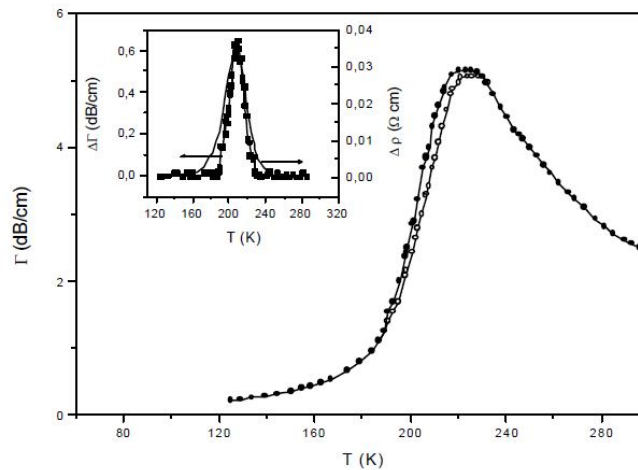
rezultatai taip pat pateikiami 55 pav. Juose buvo įvertintas ir sluoksnio laidumo kitimas kintant PAB dažniui. Paramagnetinėje fazėje  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnio paviršiaus kvadrato laidumas didėja nuo  $2.2 \times 10^{-4} \Omega^{-1}$  iki  $4.3 \times 10^{-4} \Omega^{-1}$  didinant PAB dažnį nuo 30 MHz iki 203 MHz (55 pav. intarpas). Geras eksperimentinių ir teorinių PAB slopinimo rezultatų sutapimas matomas aukštesnėse nei fazinio virsmo metalas-izoliatorius temperatūrose. Tokios sluoksnio laidumo ir PAB slopinimo temperatūrinės priklausomybės aiškinamos mažų poliaronų (jie juda tik tuneliuodami arba šiluma aktyvuotais šuoliais, o gardelės iškraipymai apima tik kelis atomus) formavimusi dėl stiprios elektron-fononinės sąveikos. Mažų poliaronų laidumo mechanizmas  $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.11}\text{Ca}_{0.14}\text{MnO}_3$  bandinyje paramagnetinio izoliatoriaus fazėje buvo patvirtintas naudojant  $\text{LiNbO}_3$  sklindančių PAB metodą [203] ir kituose tyrimuose [204]. Žemesnėse temperatūrose nei vyksta fazinis virsmas matavimų rezultatai rodo didesnę PAB slopinimą nei yra apskaičiuota. Daroma prielaida, kad šiuo atveju pasireiškia papildomi PAB slopinimo mechanizmai. Labiausiai tikėtinos šio papildomo slopinimo priežastys yra deformacijos ir potencialo sąveika sluoksnyje, elektroninis fazių atskyrimas ir Džaulio nuostoliai osciliuojančiuose magnetiniuose domenuose.



54 pav. Temperatūrinės  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnio savitosios varžos priklausomybės nesant magnetinio lauko (ištinė linija), 25.5 kOe magnetiniame lauke (punktinė linija) ir temperatūrinė magnetinio jautrio realios dalies priklausomybė esant 5 Oe, 625 kHz magnetiniam laukui. Intarpas: scheminis  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3 - \text{LiNbO}_3$  darinio vaizdas. Koordinačių sistema žymi  $\text{LiNbO}_3$  kristalografines ašis. [39], [198]



55 pav. PAB slopinimo priklausomybė nuo temperatūros  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3 - \text{LiNbO}_3$  darinyje esant skirtingiems dažniams: 1 – 30 MHz, 2 – 87 MHz, 3 – 150 MHz, 4 – 203 MHz. Punktyrinės linijos – skaičiavimai pagal (67) lygybę. Intarpas: PAB dažnio priklausomybė nuo  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnio savitojo laidumo, kai temperatūra  $T=300$  K. [39], [198]



56 pav. PAB slopinimo  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3 - \text{LiNbO}_3$  darinyje priklausomybė nuo temperatūros. Pilnaviduriai taškai – nesant magnetinio lauko, tuščiaviduriai taškai – magnetinis laukas lygus  $H=3$  kOe. Intarpas:  $MV$  efektas  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnyje (ištinė linija) ir PAB slopinimo pokytis magnetiniame lauke (kreivė ir taškai). [39], [198]



Taip pat buvo ištirta išorinio magnetinio lauko ( $H=3$  kOe), lygiagreto manganito sluoksnio paviršiui, įtaka 87 MHz dažnio PAB slopinimui  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3 - \text{LiNbO}_3$  darinyje [198]. Fazinio virsmo metalas-izoliatorius temperatūros artumoje buvo nustatytas 17% slopinimo sumažėjimas (56 pav.), koreliuojantis su  $MV$  efektu. Aukštesnėse ir žemesnėse temperatūrose PAB slopinimas magnetiniame lauke beveik nepakinta (56 pav. intarpas). PAB slopinimo sumažėjimas magnetiniame lauke aiškinamas manganito sluoksnio laidumo padidėjimu [39], [198] (atsižvelgiant į (67) lygybę, PAB slopinimas yra atvirkščiai proporcingas sluoksnio laidumui, kai  $\sigma_0 \gg \sigma_m$ ).

## 2.11 AE EFEKTAS PLONUOSE MANAGNITŲ SLUOKSNIUOSE

Eksperimentuojant su  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3 - \text{LiNbO}_3$  dariniais, buvo pastebėtas ne tik įprastas akustoelektrinis efektas (AE), bet ir anomalusis AE efektas, kurio priežastis – stipri manganito sluoksnio laidumo moduliacija PAB sukuriomomis elastingomis deformacijomis [31], [39], [151]. Krūvio nešėjai sluoksnyje yra veikiami kartu sklindančių akustinių bangų deformacijos  $S(y, z, t)$  ir pjezoelektrinio  $E(y, z, t)$  laukų, kurie sluoksnyje indukuoja energiją sklaidančias sroves ir lemia PAB slopinimą. Dėl judesio kiekio perdavimo PAB „tempia“ laisvuosius krūvininkus, taip sukurdamos AE srovę/įtampą [39], [205]. Elektrinio lauko sąlygojamas vietinis srovės krūvio tankis sluoksnyje  $J_i(y, z, t) = \sigma_{ij}(y, z, t) E_j(y, z, t)$ , kur  $\sigma_{ij}$  yra sluoksnio laidumo tenzorius. PAB indukuoja vietinę moduliaciją  $\sigma_{zz}$ :  $\sigma_{zz}(y, z, t) = \sigma_0 + \sigma_1(y, z, t) + \sigma_2(y, z, t)$ , kur  $\sigma_0$  yra laidumas nesant PAB,  $\sigma_1(y, z, t) = n_s(y, z, t) \partial \sigma_0 / \partial n$  yra krūvio koncentracijos  $n = n_0 + n_s$  moduliacijos pjezoelektriniu lauku ( $n_0 \gg n_s$ ) įtaka, o narys  $\sigma_2(y, z, t) = \sigma_0 (\Pi_{3333} S_{zz} + \Pi_{3322} S_{yy})$ , kur  $\Pi_{ijkl} = \partial \ln \sigma_{ij} / \partial S_{kl}$ , aprašo įtempimų įtaką sluoksnio laidumui. Toliau naudosime žymėjimus:  $\Pi_{3333} = \Pi_{33}$  ir  $\Pi_{3322} = \Pi_{32}$ . Paprastojo nelyginio AE efekto atveju srovės tankis gali būti išreikštas [202]:

$$j_{ae}^{(1)} = K \Gamma \Phi \sigma_0 (q \omega n_0)^{-1}, \quad (68)$$

kur  $q$  yra krūvininkų krūvis,  $\Phi$  – PAB intensyvumas,  $\omega$  – kampinis dažnis,  $\Gamma$  –

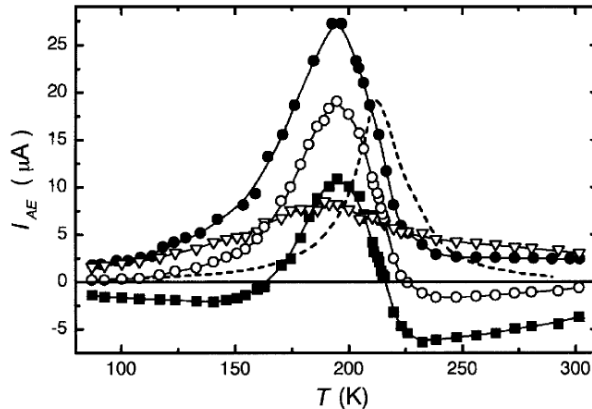
PAB slopinimas, aprašomas (67) lygybe. Apskaičiuojant sluoksnio deformacijos sąlygotos anomaliosios AE srovės tankį, reikia įvertinti dydžius  $S_{ij}$  ir  $E_z$  manganite. Tai galima padaryti sprendžiant Maksvelo ir mechanines – pjezoelektrines būsenos lygtis. Gaunamas rezultatas:

$$j_{ae}^{(2)} = -\Gamma\Phi\varepsilon_{33}(\Pi_{33} - \nu\Pi_{32})/e_{33}, \quad (69)$$

čia  $\varepsilon_{33}$  ir  $e_{33}$  yra dielektrinio ir pjezoelektrinio tenzoriaus komponentės, atitinkamai,  $\nu=c_{12}/c_{11}\sim 0.4$  [38], kur  $c_{11}$  ir  $c_{12}$  yra elastinio tenzoriaus komponentės. Iš šios lygybės matome, kad  $j_{ae}^{(2)}$  yra lyginė akustinio vektoriaus  $\vec{K}$  atžvilgiu, o jos kryptis apsprendžiama  $e_{33}$  ir  $\Pi_{3i}$  ženklais. Koeficientai  $\Pi_{3i}$  susiję su įtempimo priklausomybe nuo laidumo:  $2\Pi_{32}+\Pi_{33}=-3\kappa^{-1}$ ,  $\partial\ln\sigma_0/\partial P$ , kur  $\kappa$  yra sluoksnio spūdimas. Remiantis  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  tyrimais [32], dydis  $\partial\ln\sigma_0/\partial P$  yra teigiamas, o tai reiškia, kad  $\Pi_{3i}$  yra neigiamas ir priklauso nuo temperatūros: jis yra mažas aukštosiose bei žemose temperatūrose ir turi maksimumą ( $3.5 \text{ GPa}^{-1}$ ) manganito sluoksnio varžos maksimumo artumoje. Skaičiavimuose aproksimuokime  $\Pi_{33}=\Pi_{32}$ . Kai  $\kappa^{-1}=85 \text{ GPa}$  [206], maksimalus  $\Pi_{33}\sim -300$ . Aptarta teorija neblogai paaiškina eksperimentinius rezultatus. Lygiagrečiai  $\text{LiNbO}_3$  kristalo Z ašiai teigiama kryptimi pjezoelektrinė konstanta  $e_{33}$  yra teigiama [207]. Naudojant literatūroje pateiktus  $\text{LiNbO}_3$  parametrus ir eksperimentinius rezultatus, kai maksimalus  $\Gamma\sim 2 \text{ cm}^{-1}$ , iš (69) lygybės randame maksimalų anomaliosios srovės tankį  $j_{ae}^{(2)}\sim 30 \mu\text{A/cm}$ , kai  $\Phi\sim 3 \text{ W/cm}$ . Rezultatai, pateikti 57 pav., atitinka maksimalų srovės tankį  $j_{ae}^{(2)}\sim 100 \mu\text{A/cm}$ . Be to, (69) lygybė gerai aprašo anomaliosios srovės elgseną visame tirtame temperatūrų diapazone. Remiantis ja ir naudojant eksperimentines  $\Gamma(T)$  ir  $\partial\ln\sigma_0/\partial P$  priklausomybes [32] buvo gauti neblogai eksperimentą atitinkantys rezultatai (57 pav. punktyrinė linija, normalizuota pagal eksperimentinius maksimumus).  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3 - \text{LiNbO}_3$  darinyje sklindant PAB, jame suformuojamos suspaustos zonos, kur PAB elektrinis laukas nukreiptas Z kryptimi, ir išplėtos zonos, kur elektrinis laukas nukreiptas priešinga kryptimi. Suspaustose sluoksnio zonose krūvininkų judris yra padidėjęs, o išplėstose –

sumažėjęs, todėl PAB elektrinio lauko indukuota srovė  $Z$  kryptimi yra didesnė (negu priešinga kryptimi), o anomalioji AE srovės komponentė pasireiškia teigiama  $+Z$  kryptimi. Taigi, anomalusis AE efektas stebimas esant vienalaikiam ir sufazuotam mechaninių deformacijų ir elektrinio lauko poveikiui deformacijoms jautriame sluoksnyje [151].

Išilginio AE efekto  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  bandinyje matavimai parodyti 57 pav. Temperatūroje  $T=300$  K srovė  $I_{AE}$  yra apytiksliai lygi  $2 \mu\text{A}$ , kai PAB intensyvumas  $\Phi \sim 3$  W/cm. Didėjant temperatūrai  $I_{AE}$  didėja ir pasiekia maksimumą ( $25 \mu\text{A}$ ) fazinio virsmo metalas – izoliatorius artumoje. Toliau didinant temperatūrą AE srovė mažėja iki  $\sim 1 \mu\text{A}$  prie  $T=77$  K. Dėl judesio kiekio perdavimo AE efektas turėtų būti nelyginis PAB vektoriaus  $\vec{K}$  atžvilgiu [205], tačiau pamatavus AE srovę dvejais priešingomis lygiagrečiomis kryptimis sklindančių PAB atvejais, vietoje AE srovės ženklo pasikeitimo buvo gauti netikėti rezultatai (57 pav.). Fazinio virsmo metalas – izoliatorius artumoje srovės ženklas keitėsi du kartus. Temperatūrai mažėjant nuo 300 K, AE srovė iš pradžių buvo neigiama, jos amplitudė didėjo, tada staigiai keitė ženklą ir pasiekė maksimumą. Toliau mažinant temperatūrą srovės amplitudė mažėjo ir vėl pakeitė ženklą (57 pav. pilnaviduriai kvadratai). Tokia  $I_{AE}$  priklausomybė nuo akustinio vektoriaus  $\vec{K}$  krypties aiškinama dviejų dedamųjų (lyginės ir nelyginės) indėliu į suminę srovę:  $I_{AE} = I_{lyg.} + I_{nelyg.}$ . Pirmą dedamoji lygybės dešinėje pusėje yra anomalioji ir lyginė  $\vec{K}$  atžvilgiu, o antroji – paprastoji ir nelyginė:  $I_{lyg.}(-\vec{K}) = I_{lyg.}(\vec{K})$ ,  $I_{nelyg.}(-\vec{K}) = -I_{nelyg.}(\vec{K})$ . Paprastosios ir anomaliosios AE srovės dedamųjų, kai PAB vektorius lygiagretus kristalo  $Z$  ašiai, priklausomybės nuo temperatūros pateiktos 57 pav. Lyginis AE efektas dominuoja fazinio virsmo metalas – izoliatorius artumoje, t.y. jo sukuriama srovės amplitudė yra maždaug dvigubai didesnė nei nelyginio AE efekto atveju. Lyginio AE efekto atveju PAB nukreiptos kristalo teigiama  $Z$  kryptimi (kristalografinių ašių koordinatinių sistema nurodyta 54 pav. intarpe). Nelyginis AE efektas vyrauja aukštos ir žemos temperatūrose, o jo ženklas atitinka skylinį laidumą visame tirtų temperatūrų diapazone.

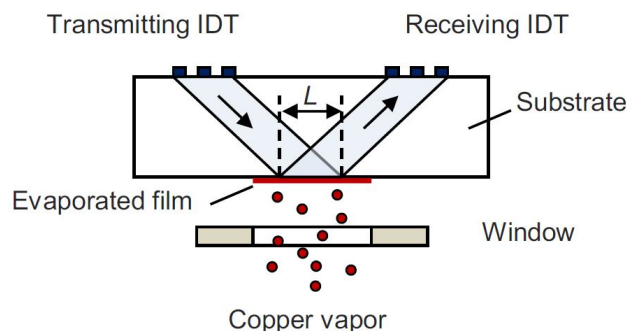


57 pav. AE srovės  $I_{AE}$  priklausomybė nuo temperatūros  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnyje PAB sklindant lygiagrečiai  $\text{LiNbO}_3$  kristalo Z ašiai dvejomis priešingomis kryptimis (pilnaviduriai apskritimai – lygiagrečiai, pilnaviduriai kvadratai – priešinga kryptimi). Tuščiaviduriai apskritimai ir trikampiai – anomaliojo (lyginio) ir paprastojo (nelyginio) AE efekto indėlis į  $I_{AE}$ , atitinkamai. Punktyrine linija žymima AE srovė apskaičiuota iš (69) lygybės. [151]

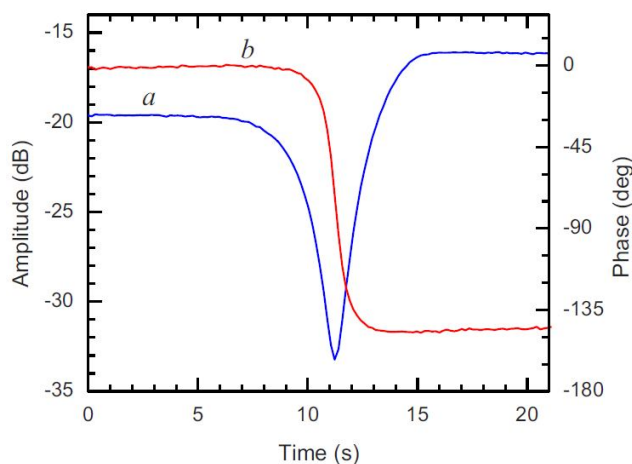
## 2.12 PLONŲ LAIDŽIŲ PAVIRŠINIŲ SLUOKSNIŲ ĮTAKA NUOTĖKIO PAB SKLIDIMUI

Nagrinėkime nuotėkio PAB sąveiką su plonu laidžiu sluoksniu, esančiu pjezoelektrinio  $\text{YX-LiTaO}_3$  kristalo paviršiuje [208]. Nuotėkio PAB rezonanse keitikliais spinduliuojamos tūrinės bangos sklinda kampu į kristalo tūrį. Atsispindėjusios nuo apatinio kristalo paviršiaus, padengto plonu laidžiu (vario) sluoksniu, tūrinės bangos priimamos antruoju keitikliu. Sluoksnis formuojamas bei jo laidumas matavimų metu keičiamas vakuume garinant varį ant apatinio kristalo paviršiaus toje vietoje, kur vyksta TAB atspindys. Atitinkama tyrimų schema parodyta 58 pav. Keitiklių pora nuotėkio PAB žadinimui ir priėmimui buvo suformuota ant kristalo Y paviršiaus lygiagrečiai X ašiai. Keitiklių periodas buvo  $40 \mu\text{m}$ , o centrinis dažnis  $f=99.8 \text{ MHz}$  atitiko nuotėkio bangų greitį  $V_L=3.99 \text{ km/s}$ . Esant kristalo storiui Y kryptimi  $1.64 \text{ mm}$  ir akustinių bangų sklidimo kampui paviršiaus atžvilgiu  $29^\circ$ , atstumas tarp keitiklių ( $6 \text{ mm}$ ) buvo parinktas taip, kad atsispindėjusi nuo apatinio kristalo

paviršiaus banga pataikytų į priimančią keitiklį. Praėjusių akustinių bangų amplitudės ir fazės kitimas laike garinant varį atspindžio vietoje buvo matuojamas grandinių analizatoriumi. Rezultatai pateikti 59 pav.



58 pav. AE sąveikos YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale tyrimų schema. [208]



59 pav. Akustinių bangų amplitudės (*a*) ir fazės (*b*) kitimas laike garinant vario sluoksnį. Skaičiai amplitudės skalėje žymi praėjimo nuostolius; fazės skalės nulis buvo pasirinktas kaip atskaita esant laisvam (nemetalizuo tam) kristalo paviršiui. [208]

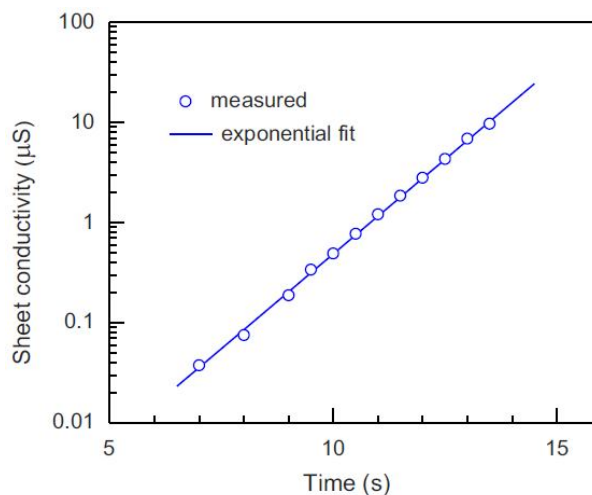
Dėl AE sąveikos akustinių bangų amplitudės priklausomybėje stebimas smailus pikas, o fazė monotoniškai mažėja laike. Kristalo paviršiaus artumoje, kur vyksta tūrinių bangų atspindys, susiformuoja nehomogeninė banga, sklindanti lygiagrečiai paviršiui nuotėkio PAB greičiu. Jos amplitudė slopsta skverbiantis į kristalo tūrį. Kaip ir Reilėjaus bangų atveju [202], dėl AE

sąveikos šios nehomogeninės bangos slopinimas ir greitis bei atitinkamos atsispindėjusios tūrinės bangos amplitudė ir fazė priklauso nuo kristalo paviršiuje esančio sluoksnio laidumo. Akustinių bangų slopinimas  $\alpha$  ir greitis  $V$  darinyje pjezoelektrikas – plonas laidus sluoksnis išreiškiami šiais sąryšiais [202]:

$$\frac{\alpha}{k} = \frac{K^2}{2} \frac{\sigma_s / \sigma_m}{1 + (\sigma_s / \sigma_m)^2}, \quad (70)$$

$$\frac{V - V_f}{V_f} = -\frac{K^2}{2} \frac{(\sigma_s / \sigma_m)^2}{1 + (\sigma_s / \sigma_m)^2}, \quad (71)$$

kur  $\sigma_m = \varepsilon_0(\varepsilon + 1)V$ ,  $\varepsilon_0$  yra dielektrinė konstanta,  $\varepsilon$  yra pjezoelektriko dielektrinė skvarba,  $\sigma_s$  – sluoksnio paviršiaus kvadrato laidumas,  $K^2$  – elektromechaninio ryšio koeficientas,  $k$  – akustinis banginis skaičius,  $V_f$  – bangos greitis laisvame (nemetalizuotame) kristalo paviršiuje. Garinimo metu sluoksnio laidumas buvo nustatomas matuojant srovę pridėjus nuolatinę įtampą prie sluoksnio kraštuose suformuotų elektrodų. Sluoksnio paviršiaus kvadrato laidumo kitimas garinimo metu pavaizduotas 60 pav. Normuoto akustinių bangų slopinimo  $\alpha/k$  ir santykio greičio pokyčio  $\Delta V/V$  vertės buvo gautos iš išmatuoto amplitudės  $A$  (dB) ir fazės  $\phi$  ( $^\circ$ ) kitimo [208]. Atskaitai buvo pasirinktos šių parametų vertės, gautos prieš sluoksnio garinimą.

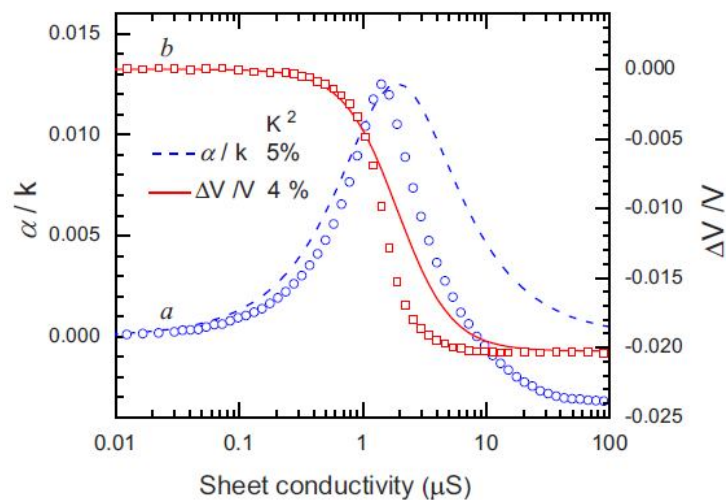


60 pav. Vario sluoksnio paviršiaus kvadrato laidumo kitimas laike garinimo metu. Taškai – eksperimentas, linija – eksponentinė aproksimacija. Laiko skalė atitinka 59 pav. [208]

$$\frac{\alpha}{k} = -\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta A}{8.686 L} \frac{\Lambda}{L}, \quad (72)$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta \phi}{360} \frac{\Lambda}{L}, \quad (73)$$

kur  $\Lambda$  ir  $L$  yra akustinių bangų ir AE sąveikos ilgis, atitinkamai. AE sąveikos ilgis lygus akustinio pluoštelio pločiui lygiagrečia kristalo paviršiui kryptimi, t.y. lygus PAB keitiklio ilgiui  $\Lambda N$ , kur  $N$  – keitiklio periodų skaičius. Esant  $\Lambda=40$  mm ir  $N=20$ , keitiklio ilgis  $L=0.8$  mm. Eksperimentinės ir apskaičiuotos  $\alpha/k$  ir  $\Delta V/V$  priklausomybės nuo sluoksnio laidumo pavaizduotos 61 pav. Skaičiavimuose pagal (72) ir (73) lygybes buvo naudojama  $\text{LiTaO}_3$  dielektrinės skvarbos vertė  $\epsilon_{11}=54$ . Matome, kad slopinimas pasiekia maksimalią vertę  $K^2/4$ , kai sluoksnio paviršiaus kvadrato laidumas  $\sigma_s=\sigma_m$ . Iš geriausio skaičiavimų ir matavimų rezultatų sutapimo buvo nustatytos elektromechaninio ryšio koeficiento vertės  $K^2\sim 4\text{-}5\%$ . Jos neblogai sutampa su kituose šaltiniuose pateiktais duomenimis YX- $\text{LiTaO}_3$  kristalui [56]. Pademonstruota metodika gali būti panaudota nekontaktiniam plonų sluoksnių laidumo pokyčių nustatymui ir taikymams atitinkamuose jutikliuose.



61 pav. Normuoto akustinių bangų slopinimo  $\alpha/k$  ir santykinio greičio pokyčio  $\Delta V/V$  priklausomybės nuo vario sluoksnio laidumo. Taškai – eksperimentas, linijos – teoriniai skaičiavimai. [208]

### 3 TYRIMŲ METODIKA

#### 3.1 PAB KEITIKLIŲ S PARAMETRŲ NUSTATYMAS

Prieš atliekant AO ir AE tyrimus būtina nustatyti juose naudojamų sunertinių keitiklių, suformuotų ant kristalo paviršiaus, S parametrus. Tokiu būdu įvertinamas pagamintų keitiklių atitikimas literatūroje pateiktiems standartams [47] ir jų tinkamumas tolesniems tyrimams. Tai patogu atlikti vektoriniu grandinių analizatoriumi matuojant keitiklio kompleksinį atspindžio koeficientą (S11) ir PAB linijos, sudarytos iš spinduliuojančio ir priimančio keitiklių, perėjimo nuostolius (S12). Šiuose matavimuose į pirmąjį PAB linijos keitiklį paduodamas signalas iš grandinių analizatoriaus išėjimo „1“ (kuris tuo pat metu gali priimti nuo keitiklio atsispindėjusį ir „grįžusį“ signalą bei matuoti S11 parametro dažninę priklausomybę), o antrasis priimantysis keitiklis jungiamas prie grandinių analizatoriaus įėjimo „2“, kuriame nustatoma S12 dažninė priklausomybė. Keitikliai buvo formuojami pasitelkiant standartinę fotolitografiją. Kaip alternatyva taip pat buvo naudojamas femtosekundinės trukmės lazerinis plazminis garinimas [209], [210].

PAB linijos perėjimo nuostolius galima rasti iš žadinančio ir priimančio keitiklio kompleksinių spinduliavimo laidžių  $Y_{aa}$  ir  $Y_{bb}$ , atitinkamai, bei PAB linijos kompleksinio perdavimo laidžio  $Y_{ab}$ :

$$Y_{aa} = G_a(f) + j2\pi f C_T,$$

$$Y_{bb} = G_a^0(f) + j2\pi f C_T^0,$$

$$Y_{ab} = 8K^2 f_0 C_S N M \left( \frac{\sin[N\pi(f - f_0)/f_0]}{N\pi(f - f_0)/f_0} \right) \left( \frac{\sin[M\pi(f - f_0)/f_0]}{M\pi(f - f_0)/f_0} \right) e^{j[\pi(1-(N+M)(f-f_0)/f_0-\phi]}$$

kur

$$G_a(f) = 8N^2 K^2 f_0 C_S \left| \frac{\sin[N\pi(f - f_0)/f_0]}{N\pi(f - f_0)/f_0} \right|^2,$$

$$G_a^0(f) = 8M^2 K^2 f_0 C_S \left| \frac{\sin[M\pi(f - f_0)/f_0]}{M\pi(f - f_0)/f_0} \right|^2,$$

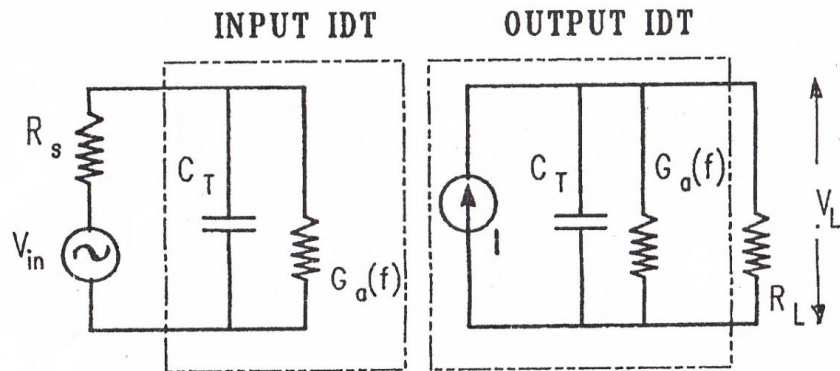
o  $f_0$  – centrinis dažnis,  $K^2$  – elektromechaninio ryšio koeficientas,  $N$  ir  $M$  –



spinduliuojančio ir priimančio keitiklių periodų skaičius (periodas lygus atstumui tarp to paties poliarumo elektrodų centrų sunertiniame keitiklyje), atitinkamai,  $C_S = C_T/N \approx C_T^0/M$  – keitiklio vieno periodo talpa,  $C_T$  ir  $C_T^0$  – statinė spinduliuojančio ir priimančio keitiklio talpa, atitinkamai. Narys  $e^{j[\pi(1-(N+M)(f-f_0)/f-\phi)]}$  nusako fazę. Tada PAB linijos perėjimo nuostoliai išreiškiami [47]:

$$ETL = 20 \log_{10} \left| \frac{[(1 + Y_{aa} R_S)(1 + Y_{bb} R_L) - Y_{ab}^2 R_S R_L] \sqrt{R_L / R_S}}{2 R_L Y_{ab}} \right| \text{ (dB)}, \quad (74)$$

Čia  $R_S = R_L = 50 \Omega$  – šaltinio ir apkrovos varžos, atitinkamai. PAB linijos ekvivalentinė schema pateikta 62 pav.

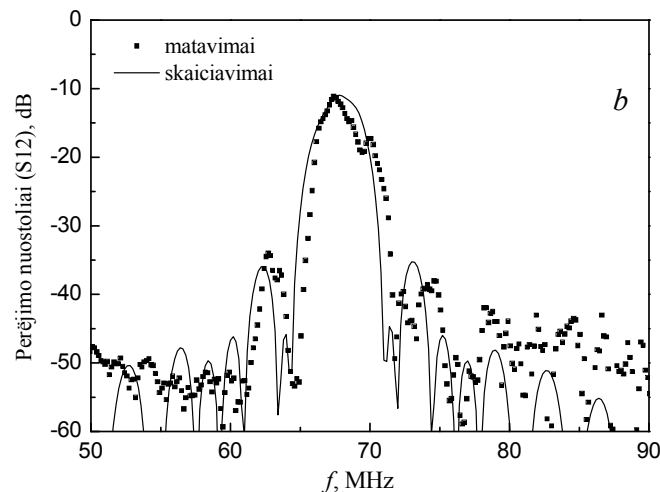
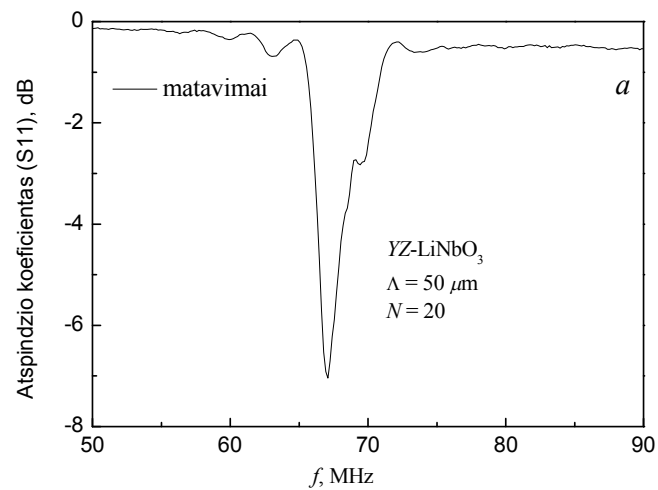


62 pav. PAB linijos ekvivalentinė schema. Laikoma, kad išėjimo keitiklis sužadinas didelės vidaus varžos srovės šaltiniu. [47]

Tipinės išmatuotos keitiklių S11 ir S12 parametrų priklausomybės nuo dažnio Reilėjaus bangoms parodytos 63 pav. *a* ir *b*, atitinkamai (keitiklio periodas  $50 \mu\text{m}$ , centrinis Reilėjaus PAB dažnis 68 MHz). Šie keitikliai lazerinio plazminio garinimo būdu buvo suformuoti ant YZ-LiNbO<sub>3</sub> kristalo paviršiaus. 63 pav. *b* taip pat pateikta S12 (PAB linijos perėjimo nuostolių) dažninė priklausomybė, apskaičiuota pagal literatūroje pateiktas standartines išraiškas [47]. Skaičiavimai atlikti naudojant 6 lentelėje pateiktus duomenis. Matome, kad eksperimentinė kreivė gerai atitinka apskaičiuotąją, taigi, lazerinis mikroapdirbimas neturi neigiamos įtakos kristalo dielektrinėms, pjezoelektrinėms ir tamprumo savybėms.

6 lentelė. Keitiklių ir Reilėjaus PAB parametrai.

Parametras	Keitiklis #1	Keitiklis #2
Centrinis dažnis, $f_0$	68 MHz	68 MHz
Bangos ilgis, $\Lambda$	50 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$
PAB greitis, $V$	3.40 km/s	3.40 km/s
Periodų skaičius, $N(M)$	20	16
Apertūra, $W$	1.5 mm	1.5 mm
Elektromechaninio ryšio koeficientas, $K^2$	4.6 %	4.6 %
Talpa, $C_T$	15.2 pF	13.4 pF
Parazitinis induktyvumas, $L$	33 nH	33 nH
Parazitinė varža, $R$	7 $\Omega$	7 $\Omega$

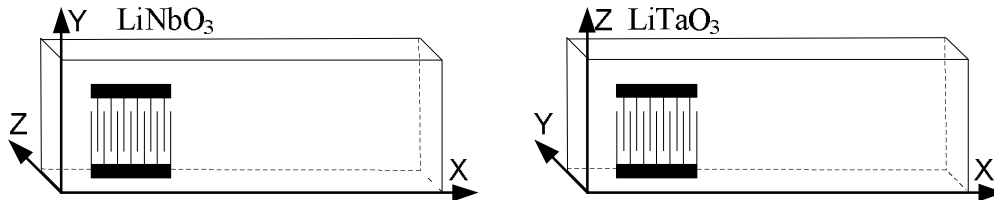


63 pav. Tipinės sunertinių PAB keitiklių S11 (a) ir S12 (b) parametru priklausomybės nuo dažnio Reilėjaus bangų atveju. PAB linijos perėjimo nuostolių (S12) skaičiavimai atlikti pagal (74) lygybę.

## 3.2 AO SĄVEIKOS TYRIMAI

### 3.2.1 Bandiniai

Tyrimuose naudotos ZX-pjūvio  $\text{LiNbO}_3$  ir YX-pjūvio  $\text{LiTaO}_3$  plokštelės, kurių matmenys kristalografinių ašių atžvilgiu buvo  $x=10$  mm,  $y=10$  mm,  $z=3$  mm ir  $x=15$  mm,  $y=1.5$  mm,  $z=10$  mm, atitinkamai. Kristalų paviršiai buvo lygiagretūs, nupoliruoti optiniu tikslumu. Apatinis paviršius buvo padengtas plona vario plėvele geresniam šviesos atspindžiui. Nuotėkio paviršinėms akustinėms bangoms žadinti kristalo paviršiuje fotolitografijos būdu buvo suformuoti vario PAB keitikliai. Nuotėkio PAB spinduliuotė kampu su X ašimi į kristalo tūrį suformuoja tūrinių bangų pluoštelį. Sunertiniu keitikliu spinduliuojamų TAB žadinimas išnagrinėtas skyriuje „4.1 TAB greičio ir sklidimo kampo verčių radimas“.  $\text{LiNbO}_3$  ir  $\text{LiTaO}_3$  bandinių su PAB keitikliu orientacija kristalografinių ašių atžvilgiu parodyta 64 pav. Naudojamų keitiklių parametrai pateikiami 7 lentelėje. Keitiklio periodas yra lygus žadinamų nuotėkio PAB ilgiui  $\Lambda_L$ , o centrinis dažnis  $f_0$  buvo nustatytas iš kompleksinio atspindžio koeficiento S11 matavimų vektoriniu grandinių analizatoriumi. Nuotėkio PAB greitis randamas iš sąryšio  $V_L=f_0\Lambda_L$ .



64 pav. Kristalografinė  $\text{LiNbO}_3$  ir  $\text{LiTaO}_3$  bandinių koordinačių sistema.

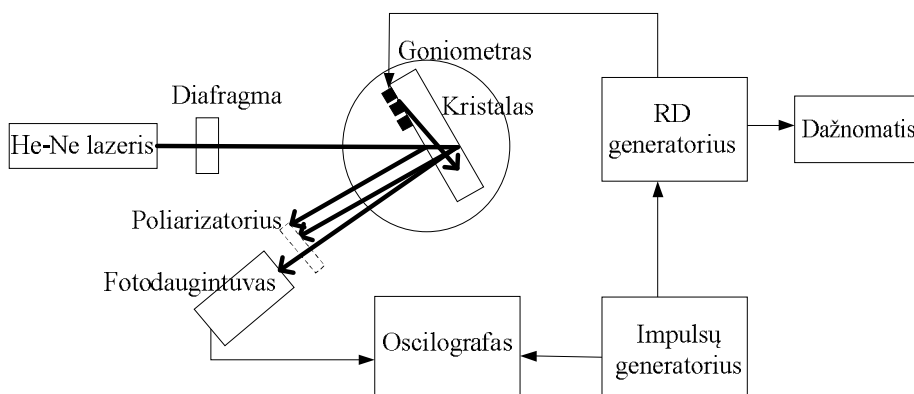
$\text{LiNbO}_3$  lūžio rodikliai paprastajai ir nepaprastajai 633 nm He-Ne lazerio šviesai yra atitinkamai  $n_o=2.286$  ir  $n_e=2.2$  [51], [90], o  $\text{LiTaO}_3$  –  $n_o=2.175$  ir  $n_e=2.18$  [51], atitinkamai. Elektromechaninio ryšio koeficientai Reilėjaus ir nuotėkio bangoms X kryptimi  $\text{LiNbO}_3$  kristale yra atitinkamai  $K_R^2 = 0.0042$  ir  $K_L^2 = 0.056$  [53], [43],  $\text{LiTaO}_3$  kristale –  $K_R^2 = 0.00075$  ir  $K_L^2 = 0.06$ , atitinkamai [6], [56], [208], [211].

7 lentelė. Tyrimuose naudotų sunertinių keitiklių ir nuotėkio PAB parametrai.

Keitiklis		#1	#2	#3	#4	#5	#6
Periodas $\Lambda_L$ , $\mu\text{m}$		120	60	50	40	32	24
Periodų skaičius		15	15	35	20	15	40
Apertūra, mm		1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3
LiNbO <sub>3</sub>	Centrinis dažnis $f_0$ , MHz	36.0	71.4	87.4	110.0	-	187.6
	Nuotėkio PAB greitis, m/s	4320	4284	4370	4400	-	4502
LiTaO <sub>3</sub>	Centrinis dažnis $f_0$ , MHz	32.7	66.9	79.5	97.8	124.9	-
	Nuotėkio PAB greitis, m/s	3924	4014	3975	3912	3997	-

### 3.2.2 Tyrimų schema

Struktūrinė AO sąveikos tyrimo schema parodyta 65 pav. Impulsų generatoriaus videoimpulsas (trukmė  $\tau = 0,4 \div 1 \mu\text{s}$ ) moduliuoja aukšto dažnio generatorių, kurio išėjime gaunamas atitinkamos trukmės (25÷200 MHz) radioimpulsas. Radioimpulsas iš pagrindinio išėjimo (galia apie 1W, išėjimo banginė varža 50  $\Omega$ ) patenka į PAB keitiklį, kuriuo nuotėkio bangų rezonanse žadinamos tūrinės bangos, o iš kontrolinio išėjimo – į dažnomatį. Šviesos šaltinis yra tiesinės arba atsitiktinės poliarizacijos (nepoliarizuotas) He-Ne lazeris (bangos ilgis  $\lambda=632.8$  nm, galia 1 mW), o fotodaugintuvą naudojome kaip šviesos imtuvą.



65 pav. Tyrimo schema

Bandinys uždėtas ant goniometro stalelio taip, kad goniometro sukimosi ašis eitų per kristalo paviršių, kuriuo sklinda PAB, o lazerio spindulys kristų į toje ašyje esantį tašką. Bandinys ir optinė sistema suderinti taip, kad

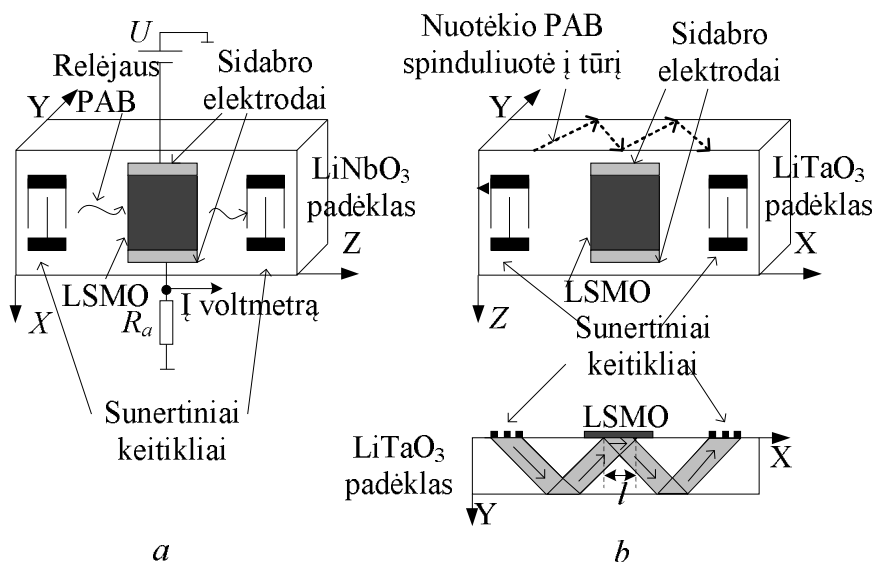
fotodaugintuvas ir kritęs bei atsispindėjęs nuo kristalo paviršiaus (ir apačios) lazerio spinduliai būtų plokštumoje, statmenoje goniometro ašiai ir kristalo paviršiui. Į bandinį krenta tiesinės paprastosios arba atsitiktinės poliarizacijos He-Ne lazerio šviesa. Sąveikaujant nuotėkio PAB spinduliuotei į kristalo tūrį ir šviesai, stebime šviesos difrakciją. Difragavusi šviesa patenka į fotodaugintuvą, pritvirtintą ant alidados, kurią galima sukuti apie goniometro sukimosi ašį. Iš fotodaugintuvo signalas patenka į oscilografą, kurį sinchronizuoja impulsų generatorius. Difragavusių spindulių kryptis nustatoma sukant alidadą pagal oscilografo ekrane matomo impulso amplitudės maksimumą, o poliarizacija – naudojant poliarizatorių.

### **3.3 AE SĄVEIKOS TYRIMAI**

#### **3.3.1 Bandiniai**

Tyrimuose naudotos YZ-pjūvio  $\text{LiNbO}_3$  ir YX-pjūvio  $\text{LiTaO}_3$  kristalų plokštelės, kurių matmenys kristalografinių ašių atžvilgiu buvo  $x=10$  mm,  $y=2$  mm,  $z=25$  mm ir  $x=15$  mm,  $y=1.64$  mm,  $z=10$  mm, atitinkamai. Kristalų paviršiai buvo lygiagretūs, nupoliruoti optiniu tikslumu. PAB žadinimui ir priėmimui ant bandinių Y paviršiaus buvo suformuotos vario keitiklių poros. Tyrimuose naudoti  $180\ \mu\text{m}$ ,  $120\ \mu\text{m}$ ,  $60\ \mu\text{m}$  ir  $32\ \mu\text{m}$  periodo keitikliai. Reilėjaus PAB sklidimo kryptis buvo lygiagreti Z ašiai  $\text{LiNbO}_3$  kristale. Keitiklių ir Reilėjaus PAB parametrai YZ- $\text{LiNbO}_3$  kristale nurodyti 8 lentelėje. YX - $\text{LiTaO}_3$  bandinyje nuotėkio PAB spinduliuotė kampu su X ašimi į kristalo suformuoja tūrinių bangų pluoštelį. Sunertiniu keitikliu spinduliuojamų TAB žadinimas išnagrinėtas skyriuje „4.1 TAB greičio ir sklidimo kampo verčių radimas“. Atstumas tarp keitiklių ( $L=12$  mm) buvo parinktas atsižvelgiant į kristalo storį Y kryptimi (1.64 mm) ir TAB sklidimo kampą  $\alpha=29^\circ$  [56], [212]. Tokiu būdu buvo užtikrintas nuo bandinio apatinio, viršutinio ir dar kartą apatinio paviršiaus atsispindėjusių tūrinių bangų priėmimas priimančiu keitikliu. Nuotėkio PAB žadinimui naudoti  $180\ \mu\text{m}$  ir  $60\ \mu\text{m}$  periodo keitikliai. Keitiklių ir nuotėkio PAB parametrai YX- $\text{LiTaO}_3$  kristale nurodyti 9 lentelėje.

YZ-LiNbO<sub>3</sub> ir YX-LiTaO<sub>3</sub> bandiniai ir akustinių bangų sklidimas juose parodytas 66 pav. Manganito sluoksniai buvo auginami kolegų iš Plonų sluoksnių fizikos ir technologijos laboratorijos Pუსlaidininkų fizikos institute. Ant kristalų paviršiaus akustinių bangų sklidimo kelio viduryje tarp keitiklių magnetroninio dulkinimo būdu (naudojant nerūdijančio plieno kaukę ir disko formos 25 mm skersmens keraminį La<sub>0,67</sub>Sr<sub>0,33</sub>MnO<sub>3</sub> taikinį) suformuoti 110-130 nm storio manganito La<sub>0,67</sub>Sr<sub>0,33</sub>MnO<sub>3</sub> (LSMO) sluoksniai. Jie buvo auginti esant Ar-O<sub>2</sub> dujų mišinio (1:1) slėgiui 20 Pa. Skirtingų bandinių auginimo metu buvo palaikytos skirtingos kristalo temperatūros: 450°C, 620°C ir 710°C – LiNbO<sub>3</sub> bandinyje, 500°C – LiTaO<sub>3</sub> bandinyje. Po to sekė lėtas bandinių atvėsinimas deguonies atmosferoje ( $P_{O_2} \cong 10^5$  Pa) iki kambario temperatūros. Iš Rentgeno spindulių difrakcijos matavimų buvo nustatyta polikristalinė sluoksnių, užaugintų prie 450°C ir 500°C, struktūra, o sluoksniai, užauginti prie 620°C ir 710°C buvo gerai orientuoti, t.y. pseudokubinės LSMO gardelės plokštuma (211) buvo lygiagreti sluoksnio paviršiui. Manganito parametrai tirtuose La<sub>0,67</sub>Sr<sub>0,33</sub>MnO<sub>3</sub> – LiNbO<sub>3</sub> ir La<sub>0,67</sub>Sr<sub>0,33</sub>MnO<sub>3</sub> – LiTaO<sub>3</sub> dariniuose pateikti 8 ir 9 lentelėse, atitinkamai.



66 pav. LSMO sluoksnio varžos matavimas bei Reilėjaus PAB sklidimas YZ-LiNbO<sub>3</sub> (a) ir nuotėkio bangų rezonanse spinduliuojamų TAB sklidimas YX-LiTaO<sub>3</sub> (b).  $U$  – išorinė įtampa,  $R_a$  – apkrovos varža,  $l$  – keitiklio ilgis.

8 lentelė. Manganito sluoksnių ir PAB keitiklių parametrai tirtuose  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3 - \text{LiNbO}_3$  dariniuose.

Bandinys		#1	#2	#3	
LSMO sluoksnių parametrai	Ilgis Z kryptimi, mm	2.8	4	4.5	
	Ilgis X kryptimi, mm	5.5	6	3.5	
	Paviršiaus kvadrato varža kambario temperatūroje 294 K, $\text{k}\Omega$	230	4.6	5.8	
	Storis, nm	130	120	110	
PAB keitiklių parametrai	Periodas, $\mu\text{m}$	180	120	60	32
	Periodų skaičius	4	15	15	15
	Apertūra, mm	4	1.3	1.3	1.3
	Atstumas tarp keitiklių, mm	17.5	21	23	23
	Centrinis dažnis (Reilėjaus PAB), MHz	19.2	28.5	56.1	106.0
	Reilėjaus PAB greitis, m/s	3456	3420	3366	3392

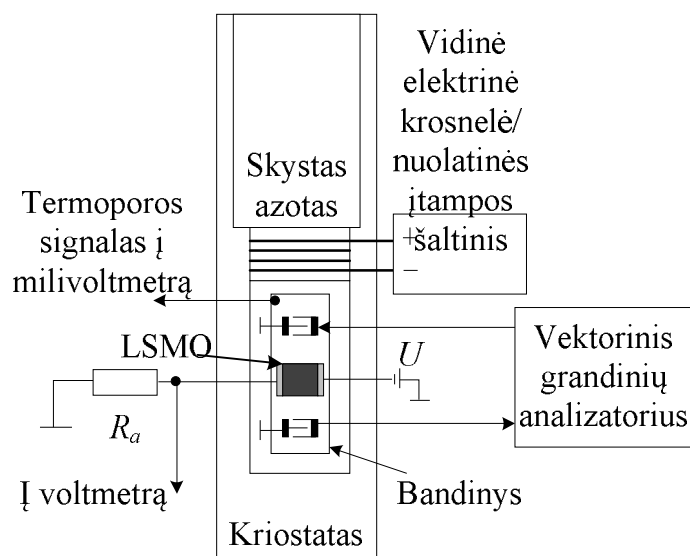
9 lentelė. Manganito sluoksnių ir PAB keitiklių parametrai tirtuose  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3 - \text{LiTaO}_3$  dariniuose.

Bandinys		#4	#5
LSMO sluoksnių parametrai	Ilgis X kryptimi, mm	4	4
	Ilgis Z kryptimi, mm	4	4
	Paviršiaus kvadrato varža kambario temperatūroje 294 K, $\text{M}\Omega$	2.2	2.2
	Storis, nm	120	120
PAB keitiklių parametrai	Periodas, $\mu\text{m}$	180	60
	Periodų skaičius	4	15
	Apertūra, mm	4	1.3
	Atstumas tarp keitiklių, mm	12	12
	Centrinis dažnis (nuotėkio PAB), MHz	22.2	66.9
	Nuotėkio PAB greitis, m/s	3996	4014

### 3.3.2 Tyrimo schema

AE tyrimų schema pavaizduota 67 pav. Bandiniai buvo patalpinti į kriostatą, kuriame sukurtas vakuumas. Sunertiniai keitikliai buvo prijungti prie

vektorinio grandinių analizatoriaus akustinių bangų slopinimo ir fazės matavimams temperatūrų intervale nuo 87 K iki 432 K. Šildymui buvo naudota vidinė elektrinė krosnelė (nuolatinės įtampos šaltinis), o šaldymui – skystas azotas. Bandinių temperatūra buvo matuojama prie kristalo paviršiaus pritvirtinta vario-konstantano termopora. Atskaitai buvo atlikti matavimai  $\text{LiNbO}_3$  ir  $\text{LiTaO}_3$  kristaluose be manganito sluoksnio. LSMO sluoksnio varža ( $R_{\text{LSMO}}$ ) buvo gauta matuojant išorinės nuolatinės įtampos ( $U$ ) kritimą ant nuosekliai sluoksniui prijungtos apkrovos varžos ( $R_a \ll R_{\text{LSMO}}$ ). Šiems matavimams sluoksnio kraštuose buvo užgarinti mažos kontakto varžos sidabro elektrodai, kaip parodyta 66 pav. a ir 67 pav. Manganito paviršiaus kvadrato varža  $R_s$  buvo apskaičiuota kaip elektrodų persiklojimo ilgio ( $Z$  kryptimi  $\text{LiNbO}_3$ ,  $X$  kryptimi  $\text{LiTaO}_3$ ) bei atstumo tarp elektrodų ( $X$  kryptimi  $\text{LiNbO}_3$ ,  $Z$  kryptimi  $\text{LiTaO}_3$ ) santykio ir  $R_{\text{LSMO}}$  sandauga.



67 pav. AE tyrimų schema.



## 4 DARBO REZULTATAI IR JŲ APTARIMAS

Šiame skyriuje nagrinėjamos nuotėkio PAB rezonanse spinduliuojamų tūrinių bangų savybės, taip pat aptariami akustinių bangų sąveikos su laisvai sklindančia lazerio šviesa ZX-LiNbO<sub>3</sub>, YX-LiTaO<sub>3</sub> kristaluose ir su plonais manganitų sluoksniais dariniuose LSMO – YZ-LiNbO<sub>3</sub>, LSMO – YX-LiTaO<sub>3</sub> eksperimentiniai rezultatai bei skaičiavimai pagal teorinius modelius.

### 4.1 TAB GREIČIO IR SKLIDIMO KAMPO VERČIŲ RADIMAS

Tūrinių akustinių bangų greitis  $V_B$  kristale randamas remiantis Kristofelio lygtimi [50]:

$$\rho V^2 A_i = \Gamma_{il} A_l, \quad (75)$$

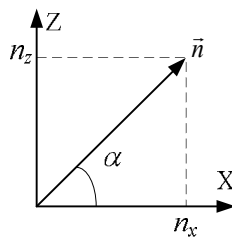
čia  $\rho$  – medžiagos tankis,  $A_i$  ir  $A_l$  virpesių amplitudė atitinkamai  $i$  ir  $l$  kryptimis. Dydis

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k, \quad (76)$$

(kur  $n_j$  ir  $n_k$  yra vienetinio krypties vektoriaus projekcijos atitinkamai  $j$  ir  $k$  kryptimis), vadinamas Kristofelio tenzoriumi. Jis priklauso nuo dviejų išorinių indeksų  $i$  ir  $l$ , o pagal pasikartojančius vidinius indeksus  $j$  ir  $k$  sumuojama. Tai antrojo rango tenzorius, turintis 9 narius. Išskleidę pagal pasikartojančius indeksus  $j, k$ , gauname:

$$\Gamma_{il} = c_{i11l} n_1^2 + c_{i22l} n_2^2 + c_{i33l} n_3^2 + c_{i11l} + (c_{i12l} + c_{i21l}) n_1 n_2 + (c_{i13l} + c_{i31l}) n_1 n_3 + (c_{i23l} + c_{i32l}) n_2 n_3. \quad (77)$$

Raskime tūrinių akustinių bangų greičio priklausomybę nuo sklidimo krypties ZX plokštumoje trigoniniame  $3m$  simetrijos klasės LiNbO<sub>3</sub> kristale. Vienetinio krypties vektorius dedamosios:  $n_1=n_x=\cos\alpha$ ,  $n_2=n_y=0$ ,  $n_3=n_z=\sin\alpha$  kur  $\alpha$  – kampas tarp sklidimo krypties ir kristalo X ašies.



68 pav. Vienetinio krypties vektoriaus dedamosios.

Pasinaudoję trigoninės sistemos  $32$ ,  $3m$ ,  $\overline{3m}$  simetrijos klasės kristalų (pavyzdžiui,  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$ ) tamprumo tenzoriaus matriciniu pavidalu:

$$c_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & -c_{14} & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ c_{14} & -c_{14} & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \end{pmatrix}$$

ir lygibe (77) randame Kristofelio tenzoriaus dedamąsias:

$$\Gamma_{11} = c_{11} \cos^2 \alpha + c_{44} \sin^2 \alpha,$$

$$\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 2c_{14} \cos \alpha \sin \alpha = c_{14} \sin 2\alpha,$$

$$\Gamma_{13} = \Gamma_{31} = (c_{13} + c_{14}) \sin \alpha \cos \alpha = \frac{1}{2}(c_{13} + c_{14}) \sin 2\alpha,$$

$$\Gamma_{22} = \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \cos^2 \alpha + c_{44} \sin^2 \alpha,$$

$$\Gamma_{23} = c_{14} \cos^2 \alpha,$$

$$\Gamma_{33} = c_{44} \cos^2 \alpha + c_{33} \sin^2 \alpha.$$

Užrašykime Kristofelio lygtį:

$$\rho V^2 A_1 = \Gamma_{11} A_1 + \Gamma_{12} A_2 + \Gamma_{13} A_3,$$

$$\rho V^2 A_2 = \Gamma_{21} A_1 + \Gamma_{22} A_2 + \Gamma_{23} A_3,$$

$$\rho V^2 A_3 = \Gamma_{31} A_1 + \Gamma_{32} A_2 + \Gamma_{33} A_3.$$

Taigi, reikia spręsti trijų lygčių sistemą, kuri turi netrivialius sprendinius, kai jos determinantas lygus nuliui:

$$\text{Det} = \begin{vmatrix} \rho V^2 - \Gamma_{11} & -\Gamma_{12} & -\Gamma_{13} \\ -\Gamma_{21} & \rho V^2 - \Gamma_{22} & -\Gamma_{23} \\ -\Gamma_{31} & -\Gamma_{32} & \rho V^2 - \Gamma_{33} \end{vmatrix} = 0.$$

Iš šios sąlygos turime kubinę lygtį:

$$\begin{aligned} & \gamma^3 - \gamma^2(\Gamma_{11} + \Gamma_{22} + \Gamma_{33}) + \gamma(\Gamma_{11}\Gamma_{22} + \Gamma_{11}\Gamma_{33} + \Gamma_{22}\Gamma_{33} - \Gamma_{12}^2 - \Gamma_{23}^2 - \Gamma_{13}^2) - \\ & - \Gamma_{11}\Gamma_{22}\Gamma_{33} + \Gamma_{12}^2\Gamma_{33} - \Gamma_{12}\Gamma_{23}\Gamma_{13} + \Gamma_{23}^2\Gamma_{11} - \Gamma_{13}\Gamma_{12}\Gamma_{23} + \Gamma_{13}^2\Gamma_{22} = 0 \end{aligned} \quad (78)$$

Radę šios lygties šaknis  $\gamma = \rho V^2$ , galime apskaičiuoti tūrinių akustinių bangų greičius.

Nagrinėjant pjezoelektrinius kristalus reikia įskaityti pjezoelekto įtaką akustinių bangų greičiui. Šiuo atveju Kristofelio tenzorius

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\varepsilon}, \quad (79)$$

čia

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

Pasinaudoję trigoninio  $3m$  simetrijos klasės kristalo pjezoelektrinio tenzoriaus matriciniu pavidalu [50]

$$e_{i\alpha} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & -e_{22} \\ -e_{22} & e_{22} & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix},$$

bei prisiminę, kad  $n_1 = n_x = \cos \alpha$ ,  $n_2 = n_y = 0$ ,  $n_3 = n_z = \sin \alpha$ , galime užrašyti  $\gamma_l$  dedamąsias:

$$\gamma_1 = (e_{31} + e_{15}) \cos \alpha \sin \alpha,$$

$$\gamma_2 = -e_{22} \cos^2 \alpha,$$

$$\gamma_3 = e_{15} \cos^2 \alpha + e_{33} \sin^2 \alpha.$$

Vienaašių kristalų dielektrinės skvarbos tenzorius:

$$\varepsilon = \begin{vmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{vmatrix}.$$

Iš čia  $\varepsilon = \varepsilon_{11} \cos^2 \alpha + \varepsilon_{33} \sin^2 \alpha$ . Taigi, pjezoelektrinio kristalo atveju trijų lygčių sistemos determinantas:

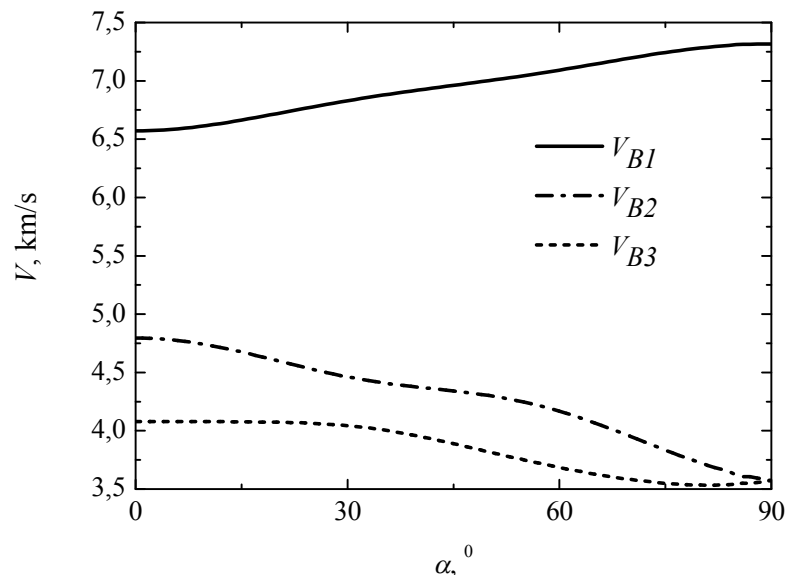
$$\text{Det} = \begin{vmatrix} \rho V^2 - \Gamma_{11} + \frac{\gamma_1^2}{\varepsilon} & -\Gamma_{12} + \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\varepsilon} & -\Gamma_{13} + \frac{\gamma_1 \gamma_3}{\varepsilon} \\ -\Gamma_{21} + \frac{\gamma_2 \gamma_1}{\varepsilon} & \rho V^2 - \Gamma_{22} + \frac{\gamma_2^2}{\varepsilon}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

Naudojantis programiniu paketu „Matlab“ galima apskaičiuoti matricos

tikrines vertes  $\gamma = \rho V^2$ , iš kurių randami tūrinių akustinių bangų greičiai. 69 pav. pavaizduota tūrinių akustinių bangų greičio  $\text{LiNbO}_3$  kristale priklausomybė nuo sklidimo krypties ZX plokštumoje. Skaičiavimuose naudoti literatūroje [50] pateikti  $\text{LiNbO}_3$  parametrai (10 lentelė). Išilginės bangos greitis žymimas  $V_{B1}$ , o skersinių bangų – greitosios ir lėtosios – atitinkamai  $V_{B2}$  ir  $V_{B3}$ . Z kryptimi  $V_{B2} = V_{B3}$ . Išilginės bangos greitis didesnis (Z kryptimi gali būti net du kartus didesnis) už skersinių bangų greitį.

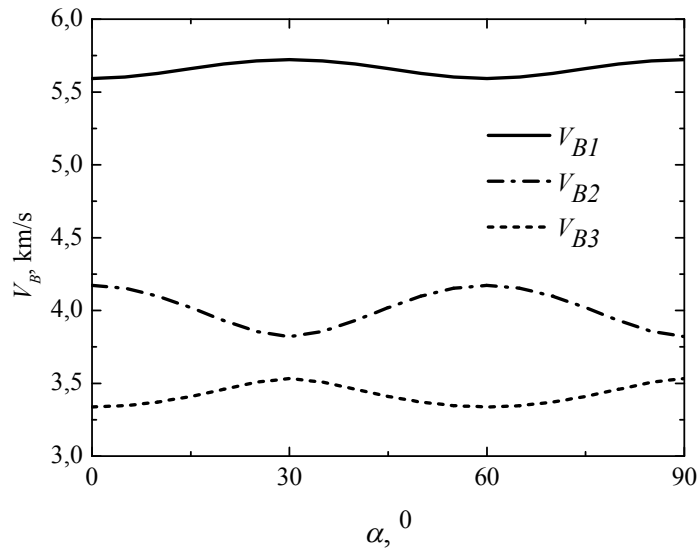
10 lentelė. Tamprumo, pjezoelektrinių ir dielektrinių konstantų vertės  $\text{LiNbO}_3$  ir  $\text{LiTaO}_3$  kristalams. [50]

Medžiaga	Tamprumo konstantos, $10^{11}$ Pa						Pjezoelektrinės konstantos, $\text{C/m}^2$				Dielektrinės skvarbos konstantos, $10^{-11}$ F/m		Tankis, $\text{kg/cm}^3$
	$c_{11}$	$c_{12}$	$c_{13}$	$c_{14}$	$c_{33}$	$c_{44}$	$e_{15}$	$e_{22}$	$e_{31}$	$e_{33}$	$\epsilon_{11}$	$\epsilon_{33}$	$\rho$
$\text{LiNbO}_3$	2.03	0.53	0.75	0.09	2.45	0.60	3.7	2.5	0.2	1.3	38.9	35.7	4.7
$\text{LiTaO}_3$	2.33	0.47	0.8	-0.11	2.75	0.94	2.6	1.6	~0	1.9	36.3	38.1	7.45



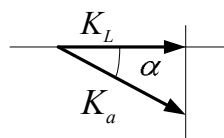
69 pav. Tūrinių akustinių bangų greičio  $\text{LiNbO}_3$  priklausomybė nuo sklidimo krypties ZX plokštumoje ( $V_{B1}$  – išilginė,  $V_{B2}$  – greitoji skersinė,  $V_{B3}$  – lėtoji skersinė,  $\alpha$  – kampas tarp sklidimo krypties ir kristalo X ašies)

Iš Kristofelio lygties (75) analogiškai galima rasti tūrinių akustinių bangų greičius ir LiTaO<sub>3</sub> kristale. Tūrinių akustinių bangų greičio priklausomybės nuo sklaidimo kampo LiTaO<sub>3</sub> YX plokštumoje parodytos 70 pav. Skaičiavimuose buvo naudojami literatūroje [50] pateikti parametrai (10 lentelė). Kaip ir ZX-LiNbO<sub>3</sub> atveju, YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale sklinda viena išilginė banga, kurios greitis  $V_{B1}$  yra didžiausias, ir dvi skersinės bangos – greitoji ir lėtoji, kurių greičiai atitinkamai yra  $V_{B2}$  ir  $V_{B3}$ .



70 pav. Tūrinių akustinių bangų greičio LiTaO<sub>3</sub> priklausomybė nuo sklaidimo krypties YX plokštumoje ( $V_{B1}$  - išilginė,  $V_{B2}$  - greitoji skersinė,  $V_{B3}$  - lėtoji skersinė,  $\alpha$  - kampas tarp sklaidimo krypties ir kristalo X ašies)

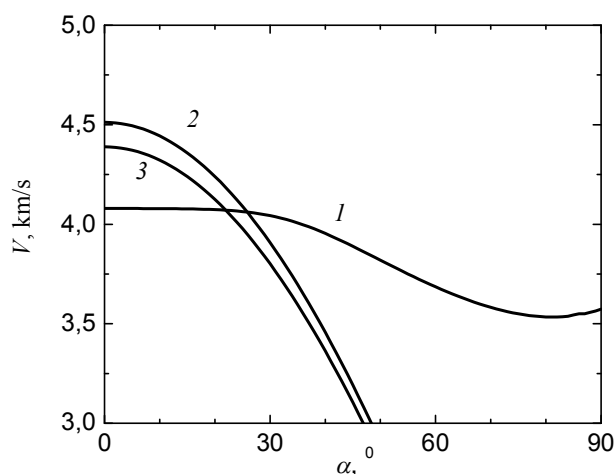
Sklisdamos kristalo (ZX-LiNbO<sub>3</sub> ir YX-LiTaO<sub>3</sub>) paviršiumi nuotėkio PAB didžiąją dalį energijos spinduliuoja į kristalo tūrį lėtųjų skersinių tūrinių bangų pavidalu. Pavyzdžiui, ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale nuotėkio bangų galia du kartus sumažėja apytiksliai septynių bangos ilgių kelyje [43], [53], o YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale – penkių bangos ilgių kelyje [6]. Tūrinių bangų sklaidimo kampas su kristalo paviršiumi tenkina sąlygą:



71 pav. Nuotėkio paviršinės ir tūrinės akustinių bangų vektoriai.

$$K_a(\alpha)\cos\alpha = K_L \text{ ir } V_L \cos\alpha = V_B(\alpha), \quad (80)$$

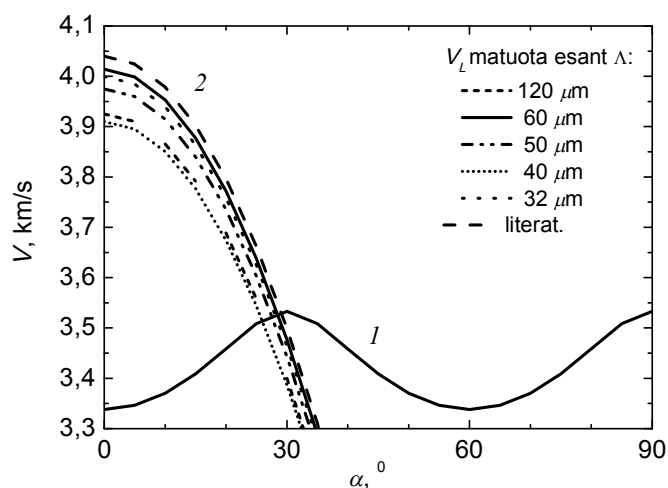
Kur  $K_L=2\pi/\Lambda_L$  ir  $K_a(\alpha)$  yra nuotėkio PAB ir nuo sklidimo krypties priklausantis tūrinių bangų vektoriai, atitinkamai, o  $V_L=f_0\Lambda_L$  ir  $V_B(\alpha)$  atitinkami greičiai. Čia  $f_0$  ir  $\Lambda_L$  yra nuotėkio PAB rezonansinis dažnis ir bangos ilgis, lygus keitiklio periodui, atitinkamai. Skersinių tūrinių akustinių bangų greičio ir dydžio  $V_L\cos\alpha$  laisvame ir metalizuotame ZX-LiNbO<sub>3</sub> paviršiuje priklausomybės nuo sklidimo kampo su kristalo X ašimi ZX plokštumoje parodytos 72 pav. Imant literatūroje [43], [53] pateiktas nuotėkio PAB vertes laisvame ( $V_L=4517$  m/s) ir metalizuotame ( $V_L=4389$  m/s) ZX-LiNbO<sub>3</sub> paviršiuose, kurios gerai sutampa su 7 lentelėje pateiktomis eksperimentinėmis vertėmis, lygybė (80) atitinkamai tenkinama lėtųjų skersinių tūrinių bangų sklidimo kampams  $\alpha=26^0$  ir  $\alpha=22^0$ , o atitinkamos TAB greičio vertės yra  $V_B=4561$  m/s ir  $V_B=4570$  m/s.



72 pav. Lėtųjų skersinių TAB greičio priklausomybė nuo sklidimo kampo su LiNbO<sub>3</sub> kristalo X ašimi ZX plokštumoje (1);  $V_L\cos\alpha$  kreivės atitinka nuotėkio PAB sklidimą išilgai kristalo X ašies laisvame (2) ir metalizuotame (3) paviršiuose.

73 pav. parodytos lėtųjų skersinių tūrinių bangų greičio ir dydžio  $V_L\cos\alpha$  YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale priklausomybės nuo sklidimo kampo su kristalo X ašimi YX plokštumoje. Dydis  $V_L\cos\alpha$  buvo apskaičiuotas eksperimentinėms

nuotėkio bangų greičio vertėms (pateiktos 7 lentelėje) tyrimuose naudotų 120  $\mu\text{m}$ , 60  $\mu\text{m}$ , 50  $\mu\text{m}$ , 40  $\mu\text{m}$  ir 32  $\mu\text{m}$  periodo keitiklių atvejais (atitinkami lėtųjų skersinių TAB greičiai yra 3515 m/s, 3527 m/s, 3522 m/s, 3513 m/s, 3525 m/s), o taip pat nuotėkio PAB greičio vertei  $V_L=4040$  m/s pusiau metalizuotoje keitiklio srityje (remiantis [6], [56]). Eksperimentinę nuotėkio PAB greičio vertę  $V_L=3975$  m/s atitinka tūrinių bangų sklidimo kampas su kristalo X ašimi  $\alpha=27.6^\circ$  ir greitis  $V_B=3522$  m/s. Nukrypimai nuo šios kampo vertės esant kitų periodų keitikliams neviršija  $1.6^\circ$ . Nuotėkio PAB greičio vertė pusiau metalizuotame YX-LiTaO<sub>3</sub> kristalo paviršiuje (keitiklio srityje)  $V_L=4040$  m/s atitinka tūrinių bangų sklidimo kampą  $\alpha=29.1^\circ$  ir greitį  $V_B=3530$  m/s.



73 pav. Skersinių TAB greičio priklausomybė nuo sklidimo kampo su LiTaO<sub>3</sub> kristalo X ašimi YX plokštumoje (1);  $V_L \cos \alpha$  kreivės (2) atitinka nuotėkio PAB greičio vertes, pateiktas literatūroje [6] bei išmatuotas įvairaus periodo keitikliams.

Galimybė efektyviai žadinti tūrines bangas sunertiniais PAB keitikliais gali būti panaudota akustooptiniuose derinamuose filtruose. Tradicinius AODF sudaro pjezoelektrinis keitiklis pritvirtintas prie kristalo, kuriame vyksta šviesos ir akustinių bangų sąveika. Šiuo atveju tūrinių bangų keitiklį pakeistų PAB keitiklis, kurio gamyba yra žymiai paprastesnė ir reikalaujanti mažiau laiko bei sąnaudų.

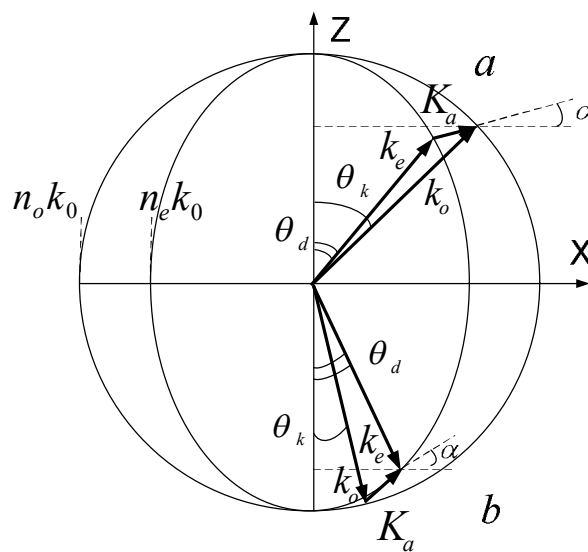
## 4.2 AO SĄVEIKOS TYRIMŲ REZULTATAI

### 4.2.1 AO difrakcijos modelis

Sunertiniu PAB keitikliu žadinamų nuotėkio bangų slopinimas lygiagrečia ZX-LiNbO<sub>3</sub> ir YX-LiTaO<sub>3</sub> kristalų paviršiui kryptimi lyginant su slopinimu statmena paviršiui kryptimi yra didelis. Sklisdamos kampu  $\alpha$  į kristalo tūrį nuotėkio bangos žadina sąveikaujančias su šviesa tūrinės akustines bangas. AO difrakcija anizotropiniuose kristaluose vyksta su šviesos poliarizacijos plokštumo sukimu [80], t.y. krintant paprastajai šviesai difragavusi šviesa bus nepaprastosios poliarizacijos. AO sąveikos metu turi būti tenkinamas judesio kiekio tvermės dėsnis:

$$\vec{k}_k \pm \vec{K}_a = \vec{k}_d, \quad (81)$$

kur  $\vec{k}_k$  ir  $\vec{k}_d$  yra krentančios ir difragavusios šviesos banginiai vektoriai, atitinkamai, o  $\vec{K}_a$  - akustinių bangų vektorius. Akustinio ir šviesos banginių vektorių diagrama ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale parodyta 74 pav., kur  $\vec{k}_o$  ir  $\vec{k}_e$  yra paprastosios ir nepaprastosios poliarizacijos šviesos banginiai vektoriai, atitinkamai. Matome, kad galimos dvi vektorių konfigūracijos (*a* ir *b*). Jų skirtumus detaliau išnagrinėsime vėliau šiame skyriuje.



74 pav. AO difrakcijos ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale banginių vektorių diagrama krentant paprastosios poliarizacijos šviesai.



Dabar parodysime, kaip randami šviesos kritimo ir difrakcijos kampai vykstant AO sąveikai. Tarkime krenta paprastoji  $\vec{k}_o$ , o difraguoja nepaprastoji  $\vec{k}_e$  šviesa. Nepaprastosios šviesos lūžio rodiklis  $n_e(\theta_d)$  bendru atveju priklauso nuo sklidimo krypties:

$$n_e(\theta_d) = \left( \frac{\cos^2 \theta_d}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta_d}{n_e^2} \right)^{-1/2}.$$

Išreikškime šviesos banginių vektorių komponentes:  $k_{ox} = k_o \sin \theta_k$  ir  $k_{oz} = k_o \cos \theta_k$ ,  $k_{ex} = k_e(\theta_d) \sin \theta_d$  ir  $k_{ez} = k_e(\theta_d) \cos \theta_d$ . Akustinės bangos vektoriaus komponentės:  $K_{ax} = K_a \cos \alpha$  ir  $K_{az} = -K_a \sin \alpha$ . Iš (81) gauname:

$$k_o \sin \theta_k \pm K_a \cos \alpha = k_e(\theta_d) \sin \theta_d \text{ ir } k_o \cos \theta_k \mp K_a \sin \alpha = k_e(\theta_d) \cos \theta_d.$$

Kritusios ir difragavusios šviesos banginiai vektoriai yra atitinkamai:  $k_o = k_0 n_o$  ir  $k_e(\theta_d) = k_0 n_e(\theta_d)$ , čia  $k_0$  yra šviesos banginis vektorius vakuume (ore),  $n_o$  ir  $n_e(\theta_d)$  atitinkamai yra paprastosios ir nepaprastosios šviesos lūžio rodikliai. TAB vektoriaus modulis priklauso nuo sklidimo krypties:  $K_a = K_a(\alpha)$ .

Pasinaudoję banginių vektorių išraiškėmis

$$K_a(\alpha) = \frac{2\pi f}{V(\alpha)}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{ir} \quad \frac{K_a(\alpha)}{k_0} = \frac{f\lambda}{V(\alpha)},$$

gauname:

$$n_o \sin \theta_k \pm \frac{f\lambda}{V(\alpha)} \cos \alpha = n_e(\theta_d) \sin \theta_d,$$

$$n_o \cos \theta_k \mp \frac{f\lambda}{V(\alpha)} \sin \alpha = n_e(\theta_d) \cos \theta_d.$$

Kampą  $\alpha$  gauname iš tūrinės bangos spinduliavimo sąlygos (80):

$$\cos \alpha = \frac{V(\alpha)}{V_L},$$

kur nuotėkio bangų greitis  $V_L = f_0 \Lambda_L$ , o priklausomybė  $V(\alpha)$  yra gauta skyriuje „4.1 TAB greičio ir sklidimo kampo verčių radimas“. Pažymėkime:

$$\frac{f\lambda}{V(\alpha)} \cos \alpha = A \text{ ir } \frac{f\lambda}{V(\alpha)} \sin \alpha = B.$$

Išreikškime kritimo kampą  $\theta_k$  kaip difrakcijos kampo  $\theta_d$  funkciją:

$$\theta_k = \arcsin \left[ \frac{1}{n_o} (n_e(\theta_d) \sin \theta_d \mp A) \right], \quad (82)$$

$$\theta_k = \arccos \left[ \frac{1}{n_o} (n_e(\theta_d) \cos \theta_d \pm B) \right]. \quad (83)$$

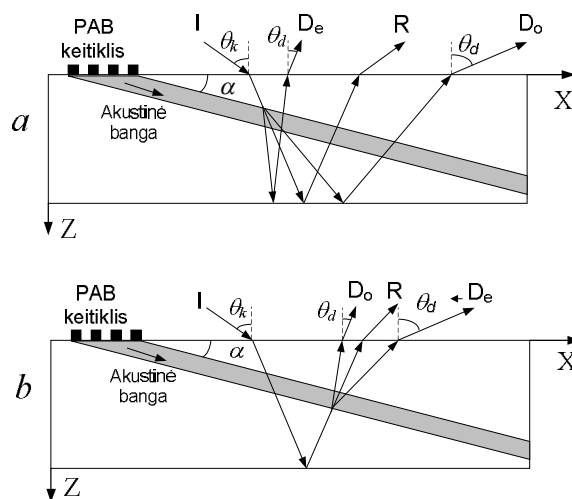
Atitinkamas  $\theta_k$  ir  $\theta_d$  vertes galima apskaičiuoti iš (82) ir (83) lygčių sistemos. Tokiu būdu randame vidinius kritimo ir difrakcijos kampus (t.y. kampus kristale). Nepaprastosios poliarizacijos krintančios šviesos atveju, kritimo ir difrakcijos kampais žymimi tie kampai, kuriuos vektoriai  $\vec{k}_e$  ir  $\vec{k}_o$  atitinkamai sudaro su statmeniu į kristalo paviršių. Išorinius kampus gausime pasirėmę Snelliaus dėsnio:

$$n_{oro} \sin \theta_{k\_išorinis} = n_{kristalo} \sin \theta_{k\_vidinis}$$

ir

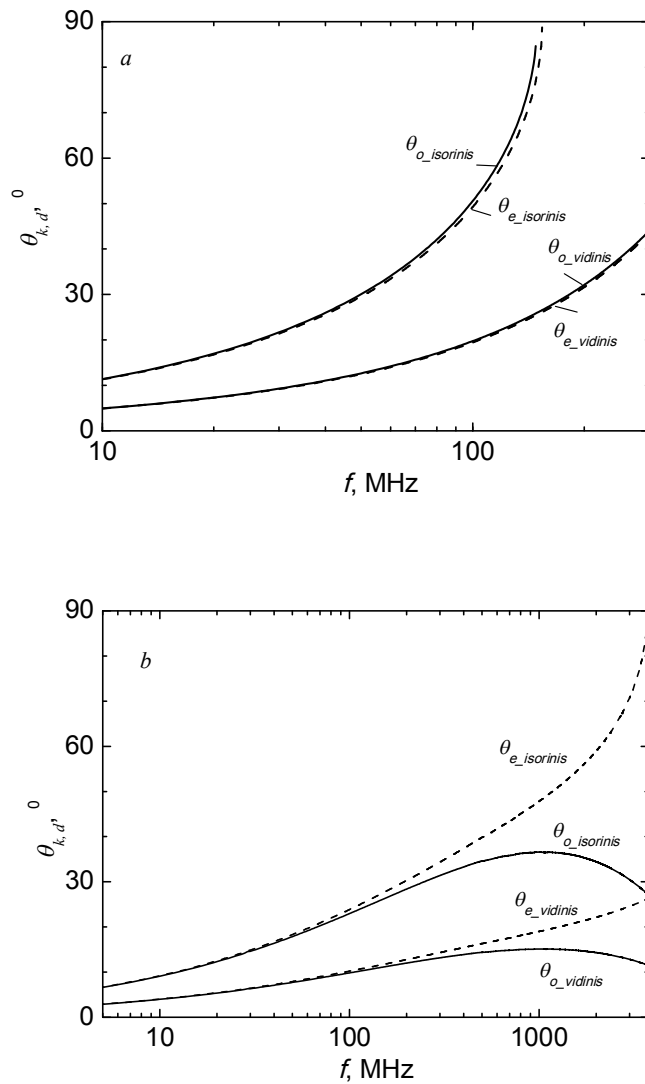
$$n_{oro} \sin \theta_{d\_išorinis} = n_{kristalo} \sin \theta_{d\_vidinis}.$$

Sąveikaujančių šviesos ir akustinių bangų sklidimas optiškai neigiamame ( $n_o > n_e$ ) LiNbO<sub>3</sub> kristale banginių vektorių diagramos, pateiktos 74 pav. *a* ir *b* atvejais, parodytas 75 pav. *a* ir *b*, atitinkamai. Lazerio šviesa krenta į LiNbO<sub>3</sub> bandinio XY paviršių, o ZX yra difrakcijos plokštuma. Krentant nepoliarizuotai šviesai, kristale ji skyla į paprastosios ir nepaprastosios poliarizacijos spindulius, kurie persikloja dėl sąlyginai nedidelio lūžio rodiklių skirtumo. Akustiniame pluoštelyje abu spinduliai difraguoja su poliarizacijos plokštumos sukimu ir tampa išskiriami erdvėje. Vienu atveju šviesa difraguoja sklindant nuo kristalo paviršiaus į tūrį, tada du tarpusavyje statmenų poliarizacijų spinduliai atsispindi nuo kristalo apatinio paviršiaus ir priimami fotodaugintuvu (75 pav. *a*). Kitu atveju (75 pav. *b*) krintanti šviesa atsispindi nuo kristalo apatinio paviršiaus ir tik tada difraguoja akustiniame pluoštelyje. Atveju (*a*) nepaprastoji šviesa difraguoja mažesniu, o paprastoji šviesa – didesniu kampu už kritimo kampą. Atveju (*b*) paprastoji šviesa difraguoja mažesniu, o nepaprastoji šviesa – didesniu kampu už kritimo kampą.



75 pav. Šviesos ir akustinių bangų sklidimas LiNbO<sub>3</sub> bandinyje. Krentanti šviesa difraguoja sklindant nuo kristalo paviršiaus į tūrį (a) arba atsispindėjus nuo apatinio kristalo paviršiaus (b). I – krintanti nepoliarizuota, R – atsispindėjusi, D<sub>o</sub> ir D<sub>e</sub> – difragavusi paprastoji ir nepaprastoji šviesa, atitinkamai.  $\theta_k$  ir  $\theta_d$  – kritimo ir difrakcijos kampai, atitinkamai,  $\alpha$  – TAB sklidimo kampas su kristalo paviršiumi.

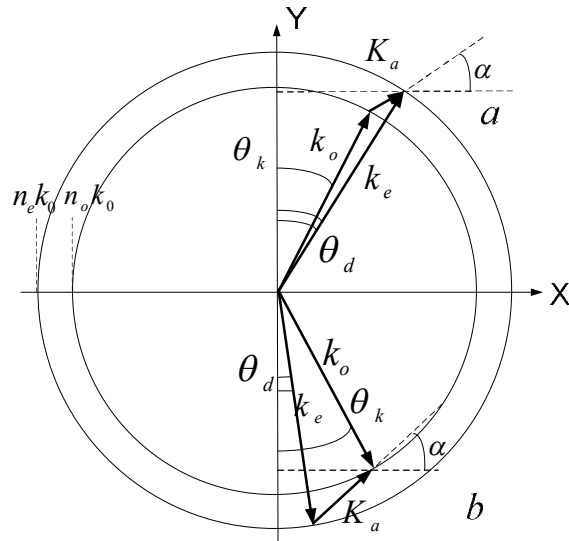
Krentant paprastosios arba nepaprastosios poliarizacijos šviesai, kiekvienu iš aptartų atvejų (75 pav. a ir b) vietoje dviejų difragavusios šviesos spindulių gausime tik vieną, poliarizuotą statmenai krentančiajam. Esant duotai akustinių bangų sklidimo kryptiai ir dažniui, AO sąveika vyksta šviesai krintant tam tikrais judesio kiekio tvermės dėsnį tenkinančiais kampais, kurie yra skirtingi paprastai ir nepaprastai poliarizuotai šviesai. Apskaičiuotos (pagal (82) ir (83) lygybes) charakteringų šviesos kritimo kampų priklausomybės nuo nuotėkio PAB dažnio plačiame diapazone abiemis banginių vektorių sąveikos atvejams ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale parodytos 76 pav. Kai  $\theta_{o\_išorinis}$  ir  $\theta_{o\_vidinis}$  yra paprastosios poliarizacijos išorinis ir vidinis kritimo kampai, atitinkamai,  $\theta_{e\_išorinis}$  ir  $\theta_{e\_vidinis}$  yra nepaprastosios poliarizacijos išorinis ir vidinis difrakcijos kampai, atitinkamai, ir atvirkščiai. Šios priklausomybės gautos laikant, kad nuotėkio bangų spinduliuojamų TAB sklidimo kampas su kristalo paviršiumi  $\alpha=26^0$ . Pastaroji vertė gauta iš (80) lygybės naudojant literatūroje duotą nuotėkio PAB vertę laisvame kristalo paviršiuje  $V_L=4389$  m/s [43], [53].



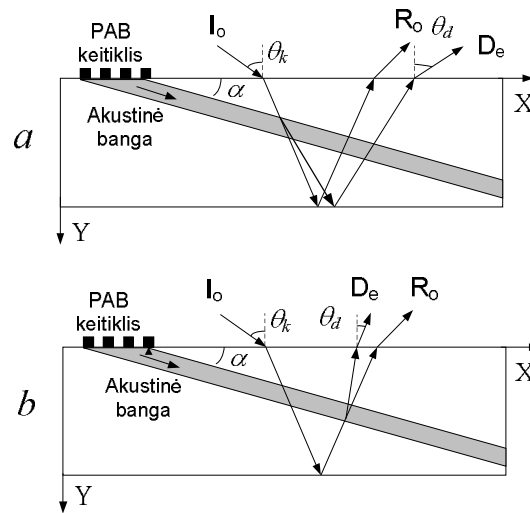
76 pav. Charakteringųjų šviesos kritimo ir difrakcijos kampų priklausomybė nuo nuotėkio PAB dažnio ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale (*a* – atitinka banginių vektorių konfigūraciją 74 pav. *a*, o *b* – konfigūraciją 74 pav. *b*).

Remiantis banginių vektorių diagrama (77 pav.) analogiškai iš lygčių sistemos (82) ir (83) galima rasti šviesos kritimo ir difrakcijos kampus AO sąveikai vykstant YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale. Priešingai negu LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub> yra optiškai teigiamas kristalas, t.y. jo nepaprastosios šviesos lūžio rodiklis didesnis už paprastąjį  $n_e > n_o$ , o YX plokštumoje abu lūžio rodikliai nepriklauso nuo šviesos sklidimo krypties. Krintant paprastajai šviesai ir esant duotai TAB sklidimo krypčiai buvo ištirti du AO sąveikos banginių vektorių diagramos (77

pav.) atvejai: nepaprastoji šviesa difraguoja sklindant nuo kristalo paviršiaus į tūrį (*a* – atitinka 78 pav. *a*) arba atsispindėjus nuo apatinio kristalo paviršiaus (*b* – atitinka 78 pav. *b*). Atveju (*a*) nepaprastoji šviesa difraguoja didesniu, o atveju (*b*) – mažesniu kampu už kritimo kampą. 78 pav. parodytas šviesos ir akustinių bangų sklidimas LiTaO<sub>3</sub> kristalo YX plokštumoje.

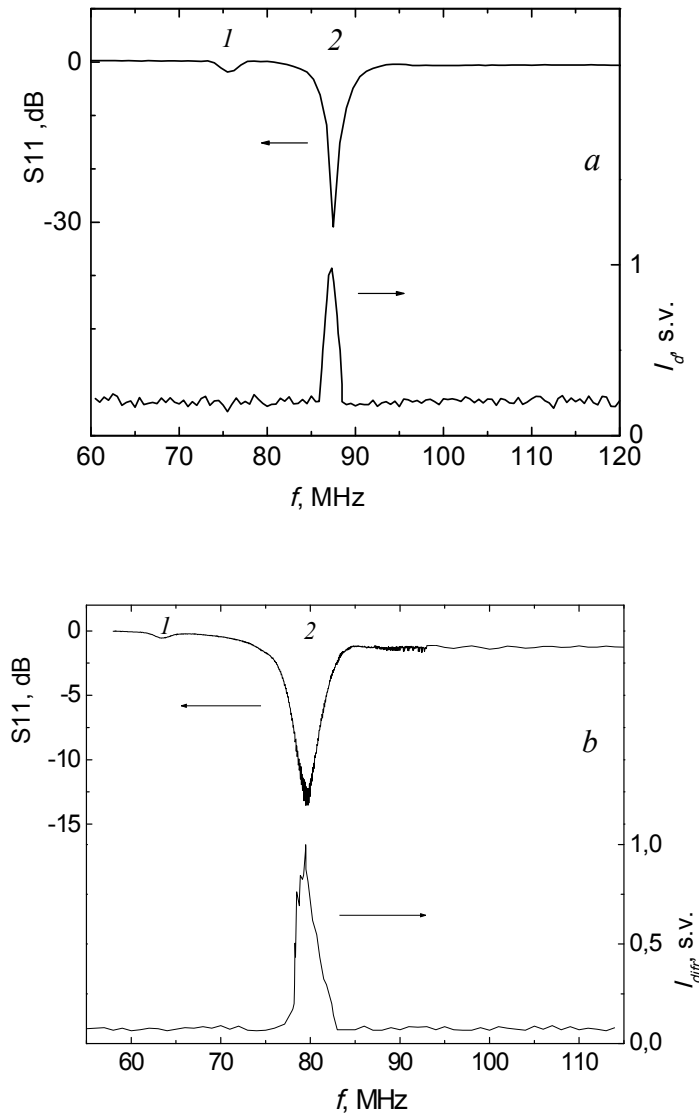


77 pav. AO difrakcijos YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale banginių vektorių diagrama.



78 pav. Šviesos ir akustinių bangų sklidimas YX-LiTaO<sub>3</sub> bandinyje. Krintanti šviesa difraguoja sklindant nuo kristalo paviršiaus į tūrį (*a*) arba atsispindėjus nuo apatinio kristalo paviršiaus (*b*).  $I_o$  – krintanti paprastoji,  $R$  – atsispindėjusi,  $D_e$  – difragavusi nepaprastoji šviesa.  $\theta_k$  ir  $\theta_d$  – kritimo ir difrakcijos kampai, atitinkamai,  $\alpha$  – TAB sklidimo kampas su kristalo paviršiumi.

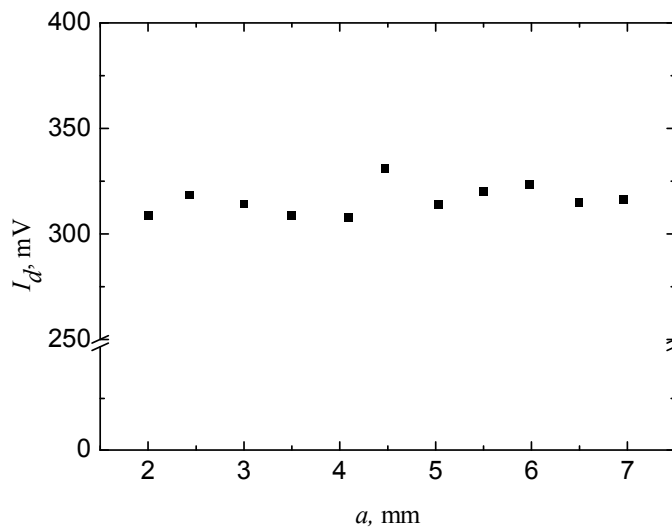
Tyrimai atlikti su šešių skirtingų periodų keitikliais:  $24\mu\text{m}$ ,  $32\mu\text{m}$ ,  $40\mu\text{m}$ ,  $50\mu\text{m}$ ,  $60\mu\text{m}$ ,  $120\mu\text{m}$  (7 lentelė). Keitiklių rezonansiniai dažniai buvo nustatyti matuojant kompleksinius akustinių bangų atspindžio koeficientus grandinių analizatoriumi. Tipinės atspindžio koeficiento priklausomybės nuo dažnio ZX-LiNbO<sub>3</sub> ir YX-LiTaO<sub>3</sub> kristaluose parodytos 79 pav. *a* ir *b*, atitinkamai. Abiem atvejais keitiklio periodas yra  $50\mu\text{m}$ . Matome, kad keitiklis turi du rezonansnius dažnius. ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale dažnis 75,6 MHz atitinka Reilėjaus (1) PAB dažnį, o 87,4 MHz – nuotėkio (2) PAB dažnį. Iš sąryšio  $V=f\Lambda$  nustatome Reilėjaus ( $V_R=3780$  m/s) ir nuotėkio ( $V_L=4370$  m/s) bangų greičius. YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale dažnis 63,5 MHz atitinka Reilėjaus (1) PAB dažnį, o 79,5 – MHz nuotėkio (2) PAB dažnį, o atitinkami Reilėjaus ir nuotėkio PAB greičiai yra  $V_R=3175$  m/s ir  $V_L=3975$  m/s. Gautos greičių vertės abiejuose kristaluose vertės neblogai sutampa su pateiktomis literatūroje [6], [43], [53], [56]. Smailių (1) ir (2) amplitudės skiriasi, nes dėl didesnio elektromechaninio ryšio koeficiento nuotėkio PAB ZX-LiNbO<sub>3</sub> ( $K_R^2 = 0.0042$ ,  $K_L^2 = 0.056$  [43], [53]) ir YX-LiTaO<sub>3</sub> ( $K_R^2 = 0.00075$ ,  $K_L^2 = 0.06$  [6], [56], [208], [211]) kristaluose yra žadinamos žymiai efektyviau negu Reilėjaus bangos. Likusiems  $24\mu\text{m}$ ,  $40\mu\text{m}$ ,  $60\mu\text{m}$  ir  $120\mu\text{m}$  periodo keitikliams ZX-LiNbO<sub>3</sub> bandinyje ir  $32\mu\text{m}$ ,  $40\mu\text{m}$ ,  $60\mu\text{m}$  ir  $120\mu\text{m}$  periodo keitikliams YX-LiTaO<sub>3</sub> bandinyje nustatyti nuotėkio bangų rezonansiniai dažniai pateikti 7 lentelėje. Iš 79 pav. parodytos difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo akustinių bangų dažnio matome, kad difrakcija tikrai vyksta nuotėkio bangomis, kurių dažnis sutampa su gautuoju išmatavus keitiklio atspindžio koeficientą. Eksperimentinės difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą atitinkančios kritimo kampų vertės LiNbO<sub>3</sub> ir LiTaO<sub>3</sub> kristaluose  $50\mu\text{m}$  periodo keitikliams yra  $52^\circ$  ir  $20^\circ$ , atitinkamai.



79 pav. Keitiklio kompleksinio atspindžio koeficiento ( $S_{11}$ ) ir santykinio difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo nuotėkio PAB dažnio ZX-LiNbO<sub>3</sub> (a) ir YX-LiTaO<sub>3</sub> (b) kristaluose. Keitiklio periodas 50  $\mu\text{m}$ .  $S_{11}$  pikai reiškia Reilėjaus (1) ir nuotėkio (2) PAB žadinimą.

Norint įsitikinti, kad šviesos difrakcija vyksta nuotėkio PAB sužadintomis tūrinėmis bangomis, buvo išmatuota difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo lazerio spindulio kritimo koordinatės išilgai kristalo paviršiui, kuriuo sklinda akustinė banga. Gauta priklausomybė krintančiam paprastosios poliarizacijos spinduliui (kritimo kampas  $52^\circ$ ,

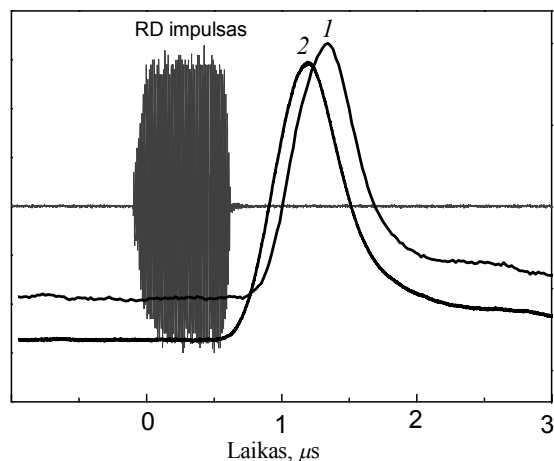
keitiklio periodas  $50 \mu\text{m}$ , nuotėkio PAB dažnis  $87.4 \text{ MHz}$ )  $\text{LiNbO}_3$  parodyta 80 pav. Matome, kad difragavusios šviesos intensyvumas nepriklauso nuo atstumo tarp kritusio spindulio koordinatės ir akustinių bangų keitiklio. Taigi, galime daryti išvadą, kad praktiškai visa nuotėkio PAB energija yra spinduliuojama į kristalo tūrį keitiklio ribose.



80 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo į  $\text{LiNbO}_3$  kristalą krintančio lazerio spindulio koordinatės ( $a$  – atstumas iki keitiklio, nuotėkio PAB dažnis yra  $87.4 \text{ MHz}$ ).

Difragavusios šviesos oscilograma  $\text{LiNbO}_3$  bandinyje su  $50 \mu\text{m}$  keitikliais, gauta šviesai difraguojant nuotėkio bangomis ( $f=87.4 \text{ MHz}$ ), pavaizduota 81 pav. Oscilogramoje taip pat parodytas žadinantis nuotėkio PAB radijo impulsas. Sutinkamai su banginių vektorių diagrama, didesniu kampų (signalas 2, atitinka 74 pav.  $a$  ir 75 pav.  $a$ ) krentanti šviesa registruojama  $0.1 \mu\text{s}$  anksčiau už krentančią mažesniu kampų (signalas 1, atitinka 74 pav.  $b$  ir 75 pav.  $b$ ). Šis laiko skirtumas atsiranda dėl to, kad šviesa difraguoja skirtinguose akustinio pluoštelio vietose. Atstumas tarp šių dviejų difrakcijos taškų TAB sklaidimo kryptimi yra apytiksliai lygus  $0.4 \text{ mm}$  (laikant, kad lėtųjų skersinių TAB greitis lygus  $4000 \text{ m/s}$ ).





81 pav. Difragavusios ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale šviesos impulsai esant akustinių bangų dažniui 87.4 MHz (50 μm keitiklis) bei šviesos kritimo kampui 25° (1) ir 52° (2).

#### 4.2.2 Difragavusios šviesos intensyvumo kampiniai pasiskirstymai

Santykinio difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo paprastosios ir nepaprastosios poliarizacijos šviesos kritimo kampo skirtingiems nuotėkio bangų dažniams ZX-LiNbO<sub>3</sub> skirtingoms banginių vektorių konfigūracijoms pateiktos 82 pav. *a* ir *b*. Tyrimai buvo atliekami su 120 μm, 60 μm, 50 μm, 40 μm ir 24 μm periodo keitikliais. Atitinkami rezonansiniai dažniai nurodyti 7 ir 11 lentelėse. Kiekvieno iš tirtų keitiklių (nuotėkio PAB dažnių) atveju difragavusios šviesos intensyvumas turi aiškų maksimumą ties tam tikru judesio kiekio tvermės dėsnį tenkinančiu šviesos kritimo kampu. Difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą atitinkančios nuotėkio PAB dažnio ir šviesos kritimo kampų vertės ZX-LiNbO<sub>3</sub> krintant poliarizuotai šviesai pateikiamos 11 lentelėje. Matome, kad esant skirtingoms nuotėkio PAB dažnio vertėms, krintančios šviesos poliarizacijoms ir AO sąveikos banginių vektorių konfigūracijoms judesio kiekio tvermės dėsnis tenkinamas skirtingiems šviesos kritimo kampams. Didinant nuotėkio PAB dažnį didėja ir šviesos kritimo kampas. Krintant į bandinį paprastosios poliarizacijos šviesai banginių vektorių konfigūracijos 74 pav. *a* atveju (82 pav. *a*), stebima kritusio spindulio difrakcija, kurios metu spindulio

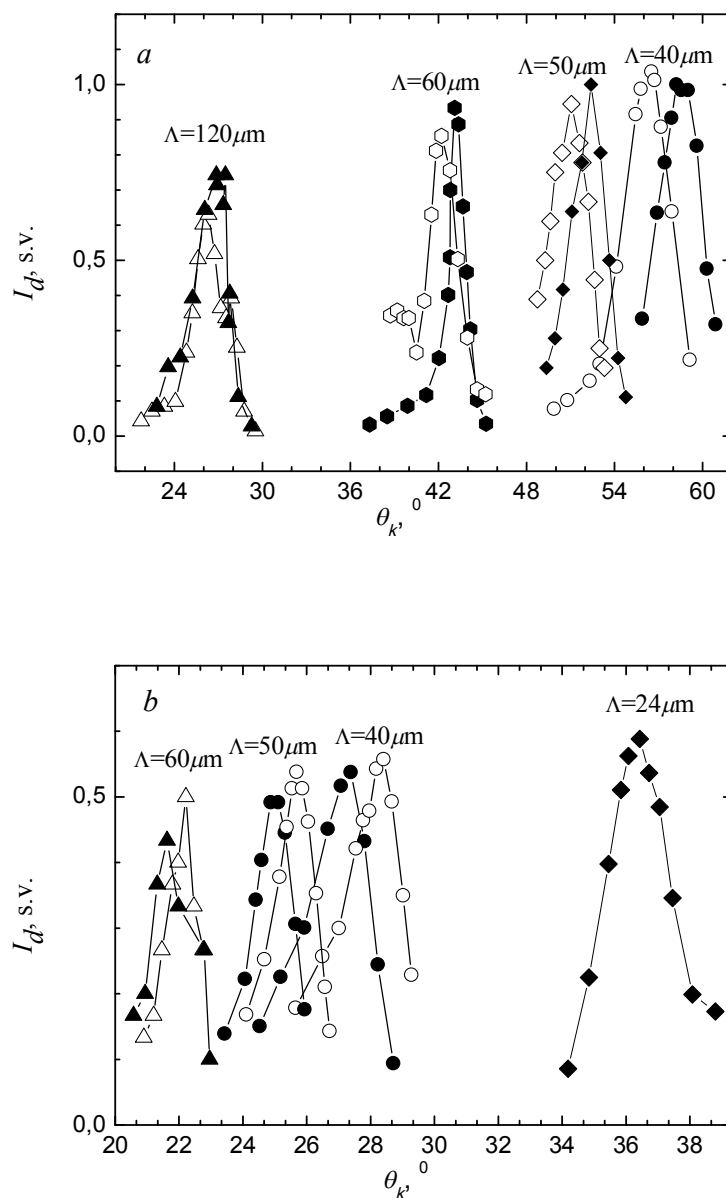
poliarizacija yra pasukama  $90^0$  kampų, t.y. difragavusi šviesa, kuri išeina iš kristalo mažesniu kampų negu krinta, yra nepaprastoji. Tuo tarpu vektorinės diagramos 74 pav. *b* atveju (82 pav. *b*) nepaprastoji šviesa difraguoja didesniu kampų. Krintant į kristalą nepaprastajam spinduliui ir esant tam pačiam akustinės bangos vektoriui, taip pat stebima difrakcija su šviesos poliarizacijos plokštumos sukimu. Difragavusi šviesa yra atitinkamai statmenos poliarizacijos. Banginių vektorių konfigūracijos 74 pav. *a* atveju (82 pav. *a*), šviesa difraguoja didesniu, o 74 pav. *b* atveju (82 pav. *b*) – mažesniu kampų negu krinta.

11 lentelė. Difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą atitinkančios nuotėkio PAB dažnio ir šviesos kritimo kampų vertės ZX-LiNbO<sub>3</sub> krintant poliarizuotai šviesai.

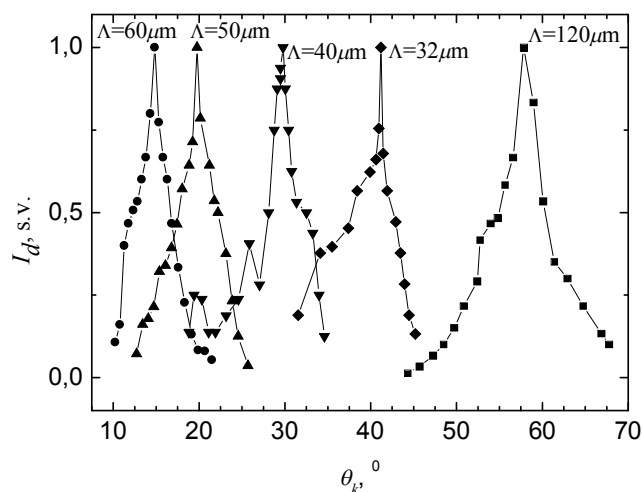
	Banginių vektorių konfigūracija	Kritusios/difragavusios šviesos poliarizacija	Nuotėkio PAB dažnis, MHz				
			36.0	71.4	87.4	110.0	187.6
Šviesos kritimo kampas	74 pav. <i>a</i>	Paprastoji/nepaprastoji	26.85 <sup>0</sup>	43.11 <sup>0</sup>	52.40 <sup>0</sup>	58.21 <sup>0</sup>	-
		Nepaprastoji/paprastoji	26.33 <sup>0</sup>	42.21 <sup>0</sup>	51.06 <sup>0</sup>	56.52 <sup>0</sup>	-
	74 pav. <i>b</i>	Paprastoji/nepaprastoji		21.62 <sup>0</sup>	24.87 <sup>0</sup>	27.38 <sup>0</sup>	36.43 <sup>0</sup>
		Nepaprastoji/paprastoji		22.21 <sup>0</sup>	25.68 <sup>0</sup>	28.41 <sup>0</sup>	-

Santykinio difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo paprastosios poliarizacijos šviesos kritimo kampo skirtingiems nuotėkio bangų dažniams ir skirtingoms banginių vektorių konfigūracijoms YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale pateiktos 83 pav. Eksperimentuose naudoti 120 μm, 60 μm, 50 μm, 40 μm ir 32 μm periodo keitikliai. Atitinkami rezonansiniai dažniai nurodyti 7 ir 12 lentelėse. AO sąveika vyksta pasireišdama šviesos poliarizacijos plokštumos sukimui, taigi, kai krenta paprastoji, difraguoja nepaprastoji šviesa. Difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą atitinkančios šviesos kritimo kampų vertės pateikiamos 12 lentelėje. Matome, kad esant skirtingoms

nuotėkio PAB dažnio vertėms ir AO sąveikos banginių vektorių konfigūracijoms, judesio kiekio tvermės dėsnis tenkinamas skirtingiems šviesos kritimo kampams.



82 pav. Santykinio difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo polarizuotos šviesos kritimo kampo skirtingiems nuotėkio PAB dažniams ZX-LiNbO<sub>3</sub> (*a* atitinka banginių vektorių konfigūraciją 74 pav. *a*, o *b* – konfigūraciją 74 pav. *b*). Pilnaviduriai taškai žymi paprastąją krentančią ir nepaprastąją difragavusią, o tuščiaviduriai taškai – nepaprastąją krentančią ir paprastąją difragavusią šviesą.

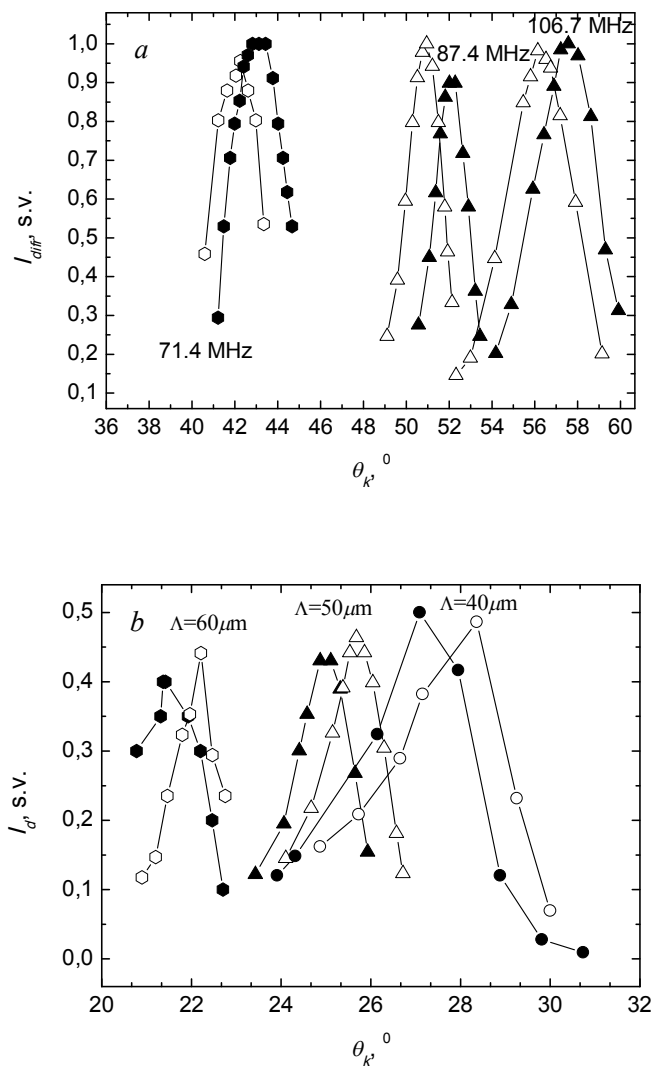


83 pav. Santykinio difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo poliarizuotos šviesos kritimo kampo skirtingiems nuotėkio PAB dažniams YX-LiTaO<sub>3</sub> (120 μm periodo keitiklis atitinka banginių vektorių konfigūraciją 77 pav. a ir 78 pav. a, o kiti keitikliai - konfigūraciją 77 pav. b ir 78 pav. b). Šviesos poliarizacija: krintanti - paprastoji, difragavusi – nepaprastoji.

12 lentelė. Difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą atitinkančios nuotėkio PAB dažnio ir šviesos kritimo kampų vertės YX-LiTaO<sub>3</sub> krintant paprastai poliarizuotai šviesai.

	Banginių vektorių konfigūracija	Difragavusios šviesos poliarizacija	Nuotėkio PAB dažnis, MHz				
			32.7	66.9	79.5	97.8	124.9
Šviesos kritimo kampas	77 pav. a	Nepaprastoji	-	14.84 <sup>0</sup>	19.76 <sup>0</sup>	29.78 <sup>0</sup>	41.19 <sup>0</sup>
	77 pav. b	Nepaprastoji	57.81 <sup>0</sup>	-	-	-	-

Dabar nagrinėjame nepoliarizuotos krintančios šviesos atvejį ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale. Krintant į bandinį nepoliarizuotai šviesai, kai nuotėkio PAB dažnio ir šviesos kritimo kampo vertės tenkina judesio kiekio tvermės dėsnį, dėl AO sąveikos vienu metu stebime du tiesinių tarpusavyje statmenų poliarizacijų difragavusius spindulius skirtingose atsispindėjusio spindulio pusėse. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo nepoliarizuotos šviesos kritimo kampo skirtingiems nuotėkio bangų dažniams pateiktos 84 pav.



84 pav. Santykinio difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo nepolarizuotos šviesos kritimo kampo skirtingiems nuotėkio PAB dažniams ZX-LiNbO<sub>3</sub> (*a* atitinka banginių vektorių konfigūraciją 74 pav. *a*, o *b* – konfigūraciją 74 pav. *b*). Pilnaviduriai taškai žymi nepaprastą, tuščiaviduriai – paprastą difragavusią šviesą.

Matavimai buvo atlikti su 60  $\mu m$ , 50  $\mu m$  ir 40  $\mu m$  periodo keitikliais. Atitinkami nuotėkio PAB rezonansiniai dažniai nurodyti 7 ir 13 lentelėse. Analogiškai, kaip ir krintančios poliarizuotos šviesos atveju, 74 pav. *a* konfigūracijoje difragavusi nepaprastoji šviesa išeis iš kristalo mažesniu kampu, o difragavusi paprastoji šviesa – didesniu negu kritimo kampu. Vektorių konfigūracijoje 74 pav. *b* difragavusi nepaprastoji šviesa išeis iš

kristalo didesniu, o difragavusi paprastoji šviesa – mažesniu kampų negu krito. Difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą atitinkančios nepoliarizuotos šviesos kritimo kampų vertės pateikiamos 13 lentelėje.

13 lentelė. Difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą atitinkančios nuotėkio PAB dažnio ir šviesos kritimo kampų vertės ZX-LiNbO<sub>3</sub> krintant nepoliarizuotai šviesai.

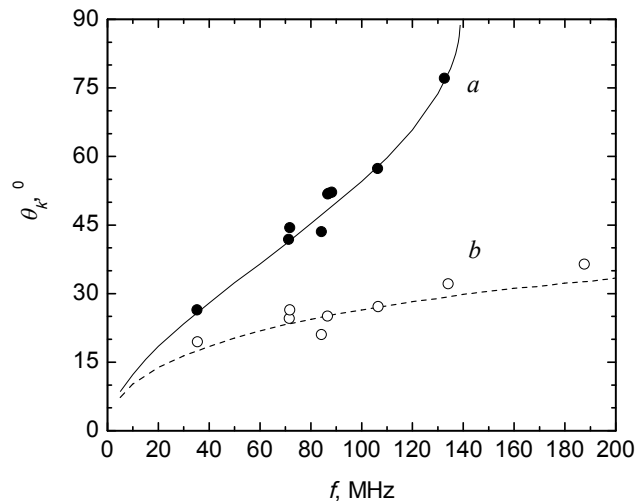
	Banginių vektorių konfigūracija	Difragavusios šviesos poliarizacija	Nuotėkio PAB dažnis, MHz		
			71.4	87.4	110.0
Šviesos kritimo kampas	74 pav. <i>a</i>	Paprastoji	22.21 <sup>0</sup>	25.68 <sup>0</sup>	28.36 <sup>0</sup>
		Nepaprastoji	21.42 <sup>0</sup>	24.87 <sup>0</sup>	27.09 <sup>0</sup>
	74 pav. <i>b</i>	Paprastoji	42.25 <sup>0</sup>	50.95 <sup>0</sup>	56.14 <sup>0</sup>
		Nepaprastoji	42.82 <sup>0</sup>	52.02 <sup>0</sup>	57.56 <sup>0</sup>

Nepoliarizuotos krintančios šviesos atveju, dviejų tarpusavyje statmenų poliarizacijų spindulių santykiniai intensyvumai keičiami derinant šviesos kritimo kampą arba akustinių bangų dažnį. Sutinkamai su tendencijomis, pateiktomis 76 pav., didinant akustinių bangų dažnį kampas tarp šių difragavusių spindulių didėja nuo 0.6<sup>0</sup> prie 71.4 MHz iki 1.3<sup>0</sup> prie 110.0 MHz.

#### 4.2.3 Šviesos kritimo kampo dažninės priklausomybės

Paprastai poliarizuotos šviesos kritimo kampo, atitinkančio difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą, eksperimentinės priklausomybės nuo nuotėkio PAB dažnio diapazone 36-187 MHz ZX-LiNbO<sub>3</sub> skirtingais banginių vektorių konfigūracijų atvejais (74 pav. *a* ir *b*) parodytos 85 pav. *a* ir *b*, atitinkamai. Jos gerai atitinka skaičiavimų, remiantis (82) ir (83) lygybėmis, rezultatus. Skaičiavimuose buvo naudojami šie ZX-LiNbO<sub>3</sub> lūžio rodikliai:  $n_o=2.286$ ,  $n_e=2.2$  [51], [90]. Tūrinių akustinių bangų sklaidimo kampas  $\alpha$  ir greitis  $V_B$  buvo pasirinkti kaip derinami parametrai. Geriausias matavimų ir skaičiavimų rezultatų sutapimas gautas, kai  $\alpha=25^0$ , o  $V_B=4050$  m/s. Šios vertės, savo ruožtu, gerai atitinka literatūroje pateiktus duomenis [43], [53] ir skaičiavimų remiantis lygybe (80) rezultatus. Nedideli eksperimento ir

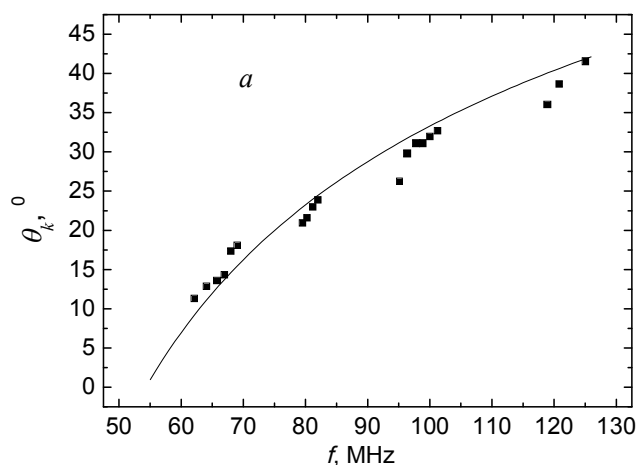
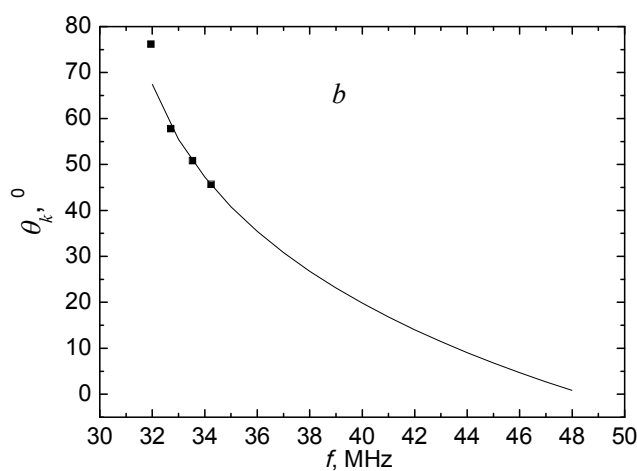
skaičiavimo duomenų neatitikimai atsiranda dėl galimų realių kristalo parametrų nukrypimų nuo skaičiavimuose naudotų verčių. Taip pat reikia paminėti, kad sunertiniu PAB keitikliu išspinduliuotų tūrinių bangų pluoštelis sklinda ne viena kryptimi, apibrėžiama kampu  $\alpha$ , o plečiasi kampų intervale  $\Delta\alpha$  apie šią kryptį. Šis plėtimasis atitinka 84 pav. pavaizduotą difragavusios šviesos intensyvumo pasiskirstymą kritimo kampų skalėje.



85 pav. Paprastai poliarizuotos šviesos kritimo kampo, atitinkančio difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą, priklausomybė nuo nuotėkio PAB dažnio ZX-LiNbO<sub>3</sub> (*a* atitinka banginių konfigūraciją 74 pav. *a*, o *b* – 74 pav. *b*). Taškai – eksperimentas, linijos – skaičiavimai, naudojant  $V_B=4050$  m/s,  $\alpha=25^\circ$ .

Eksperimentinės ir pagal (82), (83) lygybes apskaičiuotos paprastai poliarizuotos šviesos kritimo kampo priklausomybės nuo nuotėkio PAB dažnio YX-LiTaO<sub>3</sub> parodytos 86 pav. *a* (atitinka atvejį 77 pav. *a*) ir *b* (atitinka atvejį 77 pav. *b*). Kiekvienam keitikliui matavimai buvo atlikti centriniame ir keliuose jam artimuose dažniuose. Geriausias matavimų ir skaičiavimų atitikimas gautas naudojant TAB sklidimo kampo bei greičio vertes  $\alpha=31^\circ$ ,  $V_B=3530$  m/s (86 pav. *a*) ir  $\alpha=35^\circ$ ,  $V_B=3509$  m/s (86 pav. *b*). Šios vertės neblogai sutampa su literatūroje pateiktomis [6], [56] bei eksperimentinėmis (7 lentelė) vertėmis. Skaičiavimuose buvo naudojami šie YX-LiTaO<sub>3</sub> lūžio rodikliai:

$n_o=2.175$ ,  $n_e=2.18$  [51], [90]. Sutinkamai su banginių vektorių diagrama 77 pav. *a*, didinant nuotėkio PAB dažnį šviesos kritimo kampas mažėja, o 77 pav. *b* atveju – kampas didėja. Lyginant šias priklausomybes su atitinkamomis ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale matome, kad YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale keičiant nuotėkio PAB dažnį kritimo kampas kinta staigiau, ypač 86 pav. *a* atveju. Ši YX-LiTaO<sub>3</sub> savybė gali būti panaudota didesniai akustinių bangų parametrų matavimo tikslumui bei šviesos valdymo jautrumui pasiekti.

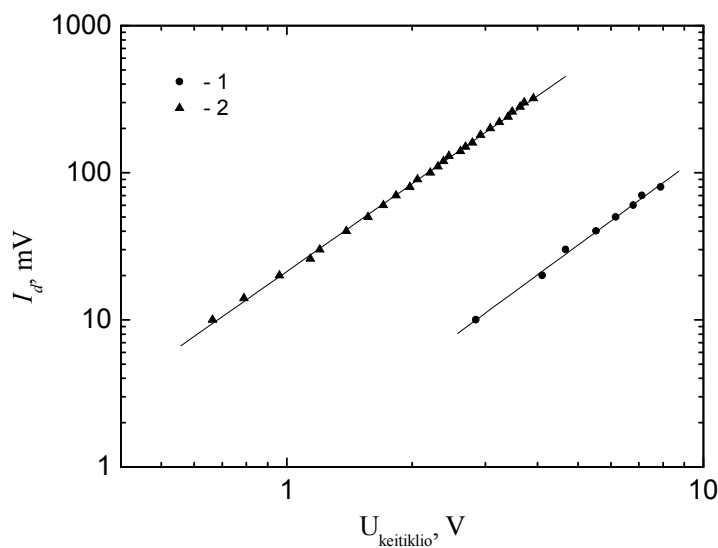


86 pav. Paprastai poliarizuotos šviesos kritimo kampo, atitinkančio difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą, priklausomybė nuo nuotėkio PAB dažnio YX-LiTaO<sub>3</sub> (*a* atitinka banginių konfigūraciją 77 pav. *a*, o *b* – konfigūraciją 77 pav. *b*). Taškai – eksperimentas, linijos – skaičiavimai, naudojant  $\alpha=35^\circ$ ,  $V_B=3509$  m/s (*a*) ir  $\alpha=31^\circ$ ,  $V_B=3530$  m/s (*b*).



#### 4.2.4 Difrakavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo paduodamos į keitiklį įtampos

Difrakcijos Reilėjaus bangomis ir nuotėkio PAB spinduliuote į kristalo tūrį efektyvumo palyginimui buvo ištirta difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo paduodamos į keitiklį įtampos ZX-LiNbO<sub>3</sub> bandinyje (87 pav.). Matome, kad ši priklausomybė yra kvadratinė tiek nuotėkio, tiek Reilėjaus bangų atveju. Difrakavusios nuotėkio bangomis šviesos intensyvumas yra žymiai didesnis negu Reilėjaus PAB atveju. Taigi, šviesos difrakcija ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale nuotėkio bangomis yra efektyvesnė. Be to, difrakcijos nuotėkio bangomis efektyvumas gali būti padidintas parenkant AO gardelę ir sąveikaujančių banginių vektorių konfiguraciją.



87 pav. Difrakavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo paduodamos į keitiklį įtampos Reilėjaus (kreivė 1,  $f=75.6$  MHz) ir nuotėkio (kreivė 2,  $f=87.4$  MHz) bangų atvejais ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale.

#### 4.2.5 PAB keitiklių spinduliavimo diagramų nustatymas AO metodu

AO metodas yra universali priemonė akustinių bangų savybių tyrimams. Šiame skyriuje pasinaudodami šviesos difrakcija YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale rasime

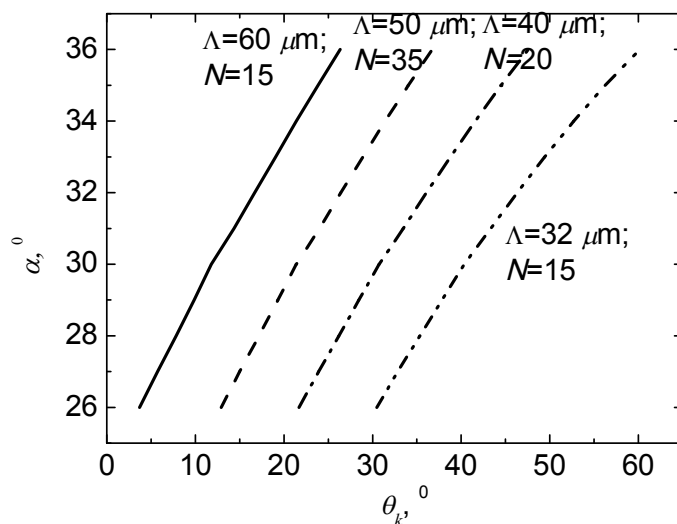
60  $\mu\text{m}$ , 50  $\mu\text{m}$ , 40  $\mu\text{m}$  ir 32  $\mu\text{m}$  periodo keitiklių lėtųjų skersinių tūrinių bangų (žadinamų nuotėkio PAB rezonanse) intensyvumo kampinius pasiskirstymus. Nagrinėjame 77 pav. *b* banginių vektorių diagramos atvejį. Naudosimės 83 pav. pateiktomis atitinkamomis nepaprastosios difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybėmis nuo paprastai poliarizuotos šviesos kritimo kampo. Darome prielaidą, kad lazerio pluoštelio plėtimosi galima nepaisyti, o kampinis difragavusios šviesos intensyvumo pasiskirstymas yra sąlygotas akustinio pluoštelio plėtimosi. Išmatuoti difragavusios šviesos intensyvumo kampinio pasiskirstymo plotis pusės intensyvumo maksimumo lygyje skirtingo periodo keitikliams yra  $4.4^{\circ}$  -  $4.8^{\circ}$  ribose (14 lentelė).

14 lentelė. PAB keitiklių ir atitinkami šviesos parametrai.

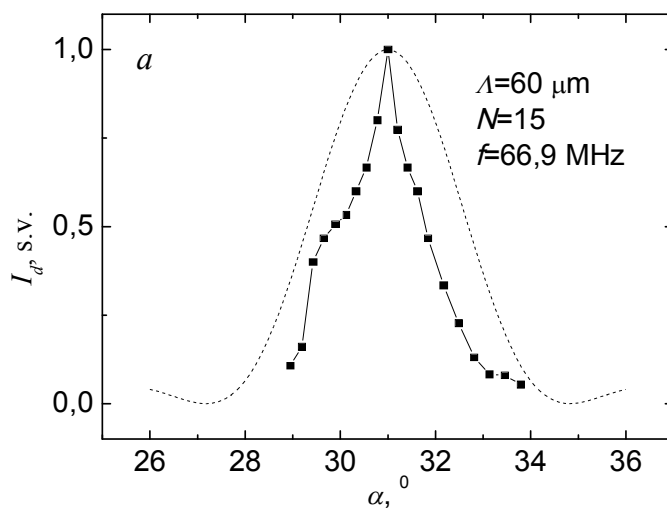
Keitiklis	#1	#2	#3	#4
Periodas $\Lambda$ , $\mu\text{m}$	60	50	40	32
Periodų skaičius $N$	15	35	20	15
Centrinis dažnis $f_0$ , MHz	66.9	79.5	97.8	124.9
Šviesos kritimo kampas $\theta_k$	$14.84^{\circ}$	$19.76^{\circ}$	$29.78^{\circ}$	$41.19^{\circ}$
Difragavusios šviesos intensyvumo kampinio pasiskirstymo plotis PIML	$4.5^{\circ}$	$4.7^{\circ}$	$4.4^{\circ}$	$4.8^{\circ}$
Keitiklio TAB spinduliavimo diagramos plotis PIML (matavimai)	$1.6^{\circ}$	$1.7^{\circ}$	$1.5^{\circ}$	$2^{\circ}$
Keitiklio spinduliavimo diagramos plotis PIML (skaičiavimai)	$3.4^{\circ}$	$1.4^{\circ}$	$2.6^{\circ}$	$3.4^{\circ}$

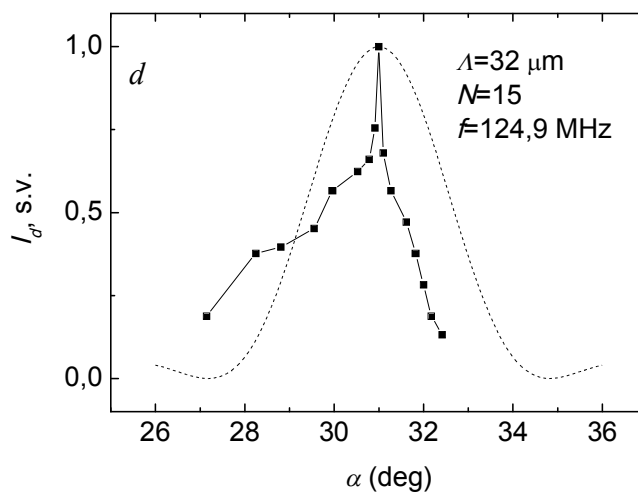
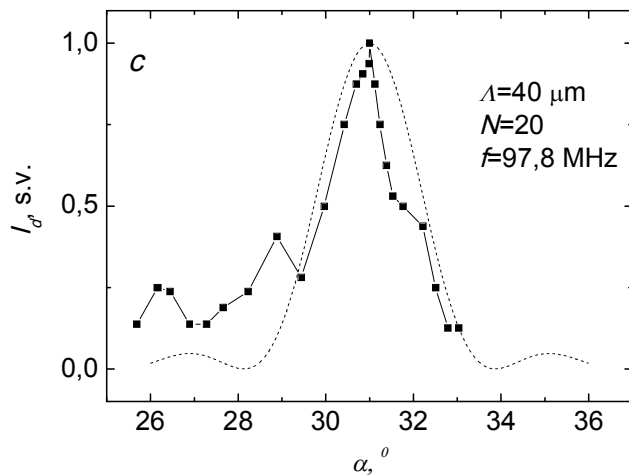
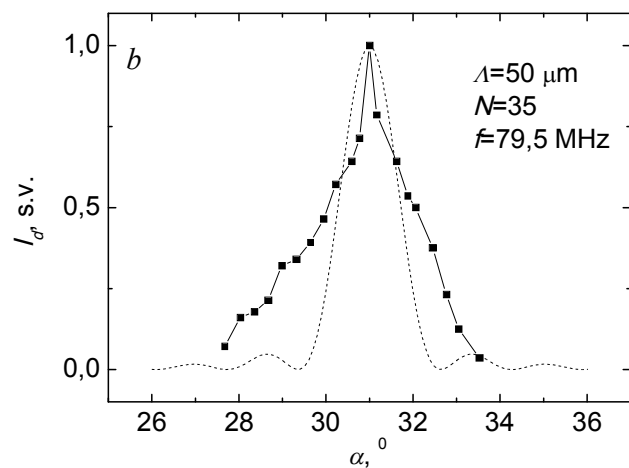
Norint iš difragavusios šviesos intensyvumo kampinių pasiskirstymų rasti TAB sklaidimo kryptį ir akustinio pluoštelio plotį, remiantis (82) ir (83) lygybėmis buvo rastas sąryšis tarp išorinio šviesos kritimo kampo  $\theta_k$  ir tūrinių bangų sklaidimo kampo  $\alpha$ . Priklausomybės  $\alpha(\theta_k)$  skirtingo periodo keitikliams parodytos 88 pav. Iš šių priklausomybių atsižvelgiant į difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą atitinkančias šviesos kritimo kampų vertes buvo rasta didžiausio tūrinių akustinių bangų intensyvumo kryptis  $\alpha=31^{\circ}$ . Ji gerai sutampa su apskaičiuotąja ( $\alpha=29.1^{\circ}$ ) iš (80) lygybės naudojant literatūroje [6], [56] pateiktą nuotėkio PAB YX-LiTaO<sub>3</sub> greičio vertę  $V_L=4040$  m/s (pusiau metalizuotoje keitiklio srityje). Laikant, kad difragavusios šviesos

intensyvumas tiesiškai proporcingas akustinių bangų intensyvumui, buvo rastos keitklių spinduliavimo diagramos (TAB intensyvumo kampiniai pasiskirstymai) (89 pav. *a-d*).



88 pav. Tūrinių akustinių bangų sklidimo kampo sąryšis su šviesos kritimo kampu skirtingo periodo keitkliams.





89 pav. Skirtingo periodo PAB keitiklių tūrinių bangų spinduliavimo diagramos. Taškai – matavimai, punktyrinės linijos – skaičiavimai.

Baigtinio ilgio linijinio šaltinio spinduliavimo diagrama randama iš sąryšio:

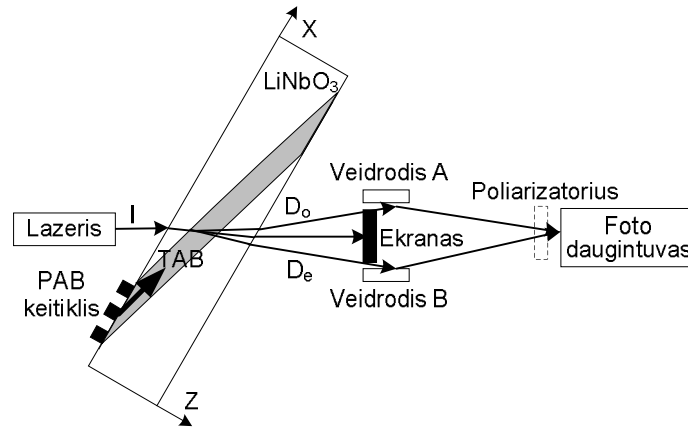
$$\frac{I(\Delta\alpha)}{I_0} = \left( \frac{\sin(\pi l \Delta\alpha / \Lambda)}{\pi l \Delta\alpha / \Lambda} \right)^2, \quad (84)$$

kur  $\Lambda$  yra akustinės bangos ilgis,  $\Delta\alpha$  yra nuokrypio kampas nuo didžiausio tūrinių bangų intensyvumo sklidimo krypties,  $l=N\Lambda$  yra keitiklio ilgis. Apskaičiuoti kampiniai akustinių bangų intensyvumo pasiskirstymai taip pat pateikti 89 pav. *a-d* palyginimui su eksperimentu. Matavimų ir skaičiavimų rezultatai yra tos pačios eilės, tačiau kreivių sutapimas yra menkas. Eksperimentinėse priklausomybėse ties centriniu keitiklio dažniu stebimas aštrus pikas, o diagramos plotis PIML skirtingiems keitikliams kinta nuo  $1.7^0$  iki  $2^0$ . Šios vertės, kartu su apskaičiuotomis, pateikiamos 14 lentelėje. Išmatuotos keitiklių tūrinių bangų spinduliavimo diagramos yra asimetrinės, mažesnių TAB sklidimo kampų pusėje nustatyta sąlyginai didesnio intensyvumo sritis. Matome, kad keitiklio periodas (ir atitinkamas nuotėkio PAB dažnis) ir periodų skaičius neturi ženklios įtakos keitiklio spinduliavimo diagramai. Tuo tarpu pagal teorinį linijinio spindulio modelį (remiantis (84) lygybe), spinduliavimo diagramos plotis turėtų mažėti didinant keitiklio periodų skaičių  $N$  (t.y. keitiklio ilgį  $l$ ). Matavimų ir teorinio modelio rezultatų nesutapimas galėtų būti aiškinamas tuo, kad beveik visa nuotėkio PAB energija išspinduliuojama į kristalo tūrį srityje, trumpesnėje už keitiklio ilgį. Taigi, nuotėkio PAB spinduliuotės į kristalo tūrį intensyvumo kampiniam pasiskirstymui aprašyti reikalingi sudėtingesni modeliai.

#### 4.2.6 Šviesos poliarizacijos valdymas nuotėkio bangomis

AO difrakcija akustinėmis bangomis yra efektyvus, įvairiapusis šviesos valdymo metodas. Reilėjaus PAB yra tinkamos AO taikymams su vedamąja šviesa [213], tuo tarpu laisvai sklindanti šviesa efektyviau valdoma tūrinėmis bangomis. Šiame skyriuje aprašomas šviesos poliarizacijos valdymas tūrinėmis bangomis, sužadintomis nuotėkio PAB rezonanse, anizotropinei AO difrakcijai vykstant ZX-LiNbO<sub>3</sub> kristale. Ši technologija gali būti naudojama kartu su

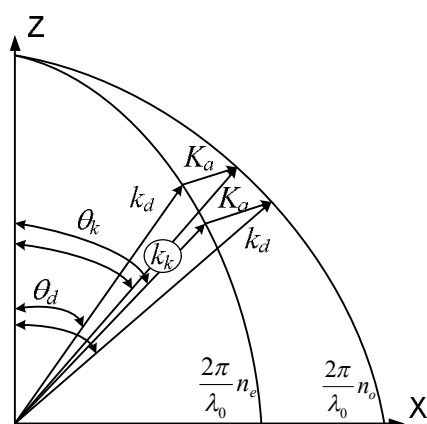
šviesos poliarizacijai jautriais prietaisais lazerių taikymuose, optinio ryšio sistemose, jutikliuose, atvaizdavime. Nagrinėjamo metodo pranašumai yra kompaktiškumas, technologinis paprastumas bei spartus, grynai elektroninis valdymas.



90 pav. Eksperimentinė schema. I – nepoliarizuota krintanti šviesa,  $D_o$  ir  $D_e$  – paprastai ir nepaprastai poliarizuota difragavusi šviesa, atitinkamai.

Eksperimentinė šviesos poliarizacijos valdymo schema parodyta 90 pav. Nuotėkio PAB žadinimui buvo naudojamas  $40 \mu\text{m}$  periodo keitiklis, kurio periodų skaičius 20, o apertūra 1.3 mm. Į keitiklį buvo paduodamas maždaug 1 W RD generatoriaus, kurio išėjimo varža  $50 \Omega$ , signalas. Literatūroje [43], [53], [214] skelbtoms elektromechaninio ryšio koeficiento ZX-LiNbO<sub>3</sub> vertėms  $K^2=3-5 \%$  ir keitiklio talpai  $\sim 15 \text{ pF}$ , keitiklio spinduliavimo varža apytiksliai lygi  $100 \Omega$ , o elektrinės energijos keitimo akustine nuostoliai yra apie 10 dB. Nuotėkio bangos buvo žadinamos keitiklio centrinio dažnio 110 MHz artumoje (atitinkamas nuotėkio PAB greitis  $V_L=4400 \text{ m/s}$ ). Pagal (80) lygybę nuotėkio PAB rezonanse žadinamų lėtųjų skersinių tūrinių bangų sklidimo kampas yra  $\alpha=22.3^\circ$ , o greitis  $V_B=4065 \text{ m/s}$ . Duotam nuotėkio PAB dažniui pagal (82) ir (83) lygybes buvo apskaičiuoti paprastosios ir nepaprastosios šviesos kritimo kampai, kurie yra lygūs  $\theta_k=58.9^\circ$  ir  $\theta_k=57.1^\circ$ , atitinkamai. Abiem atvejais difragavusios šviesos nuokrypio kampas yra  $1.84^\circ$ , tik krintant paprastajai šviesai nuokrypis yra link kristalo Z ašies (normalės į kristalo paviršių), o krintant nepaprastajai šviesai – nuo kristalo Z ašies. Mūsų eksperimente buvo

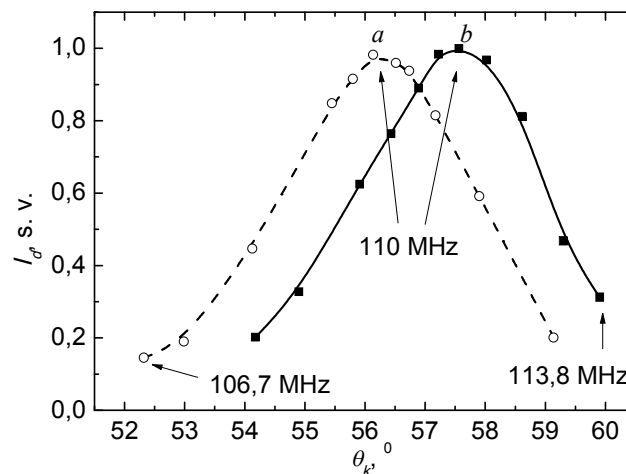
naudojamos panašios šviesos kritimo kampų vertės. AO sąveikos konfigūracija atitinka 74 pav. *a* banginių vektorių diagramos atvejį. Ši diagrama yra detaliau parodyta 91 pav. Krintant į kristalą nepolarizuotai šviesai ji skyla į du tarpusavyje statmenų poliarizacijų spindulius, kurie dėl nedidelio lūžio rodiklių skirtumo persikloja (esant kritimo kampui  $58^\circ$ , kampas tarp spindulių tik  $8'$ ) prieš pasiekdami akustinę bangą. Tinkamai parinkus nepolarizuotos šviesos kritimo kampą ir nuotėkio PAB dažnį, skirtingose kritusio spindulio pusėse difraguoja paprastosios ir nepaprastosios poliarizacijos šviesa. Kritusios ir difragavusios šviesos poliarizacijos yra tarpusavyje statmenos. Difragavę spinduliai yra atskirti erdvėje  $2.7^\circ$  kampu. Veidrodžiais A ir B šie spinduliai nukreipiami į fotodaugintuvą. Šviesos poliarizacija buvo nustatoma poliarizatoriumi. Tokio įrenginio spartą ( $< 1\mu s$ ) iš esmės nulemia akustinių bangų greitis kristale.



91 pav. AO sąveikos banginių vektorių diagrama ZX-LiNbO<sub>3</sub>.

Paprastosios ir nepaprastosios difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo šviesos kritimo kampo pateiktos 92 pav. Kiekvienai matuotai šviesos kritimo kampo vertei nuotėkio PAB dažnis buvo derinamas taip, kad maksimaliai atitiktų judesio kiekio tvermės dėsnį. Mažiausia dažnio vertė (106.7 MHz) buvo gauta paprastajai difragavusiai šviesai, o didžiausia (113.8 MHz) – nepaprastajai difragavusiai šviesai. Difragavusios šviesos intensyvumas esant šioms dažnio vertėms yra minimalus dėl to, kad jos atitinka keitiklio žadinimo diapazono (amplitudės dažninės charakteristikos) kraštus.

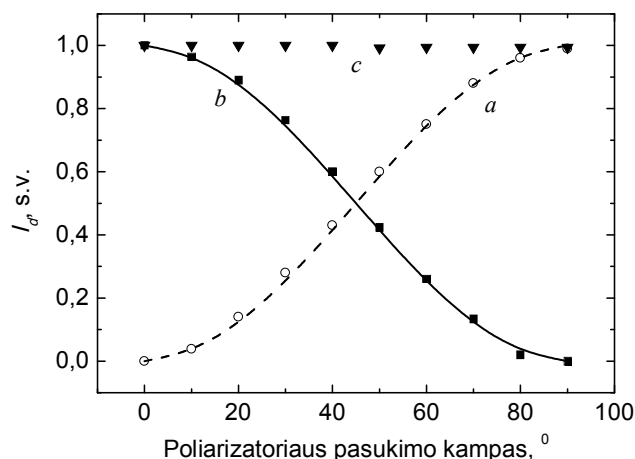
Kampiniai difragavusios šviesos intensyvumo pasiskirstymai atspindi keitiklio dažnines charakteristikas. Difragavusios šviesos intensyvumo maksimumai abiejų difragavusių spindulių atvejais buvo gauti prie keitiklio centrinio nuotėkio PAB dažnio – 110 MHz, o maksimumų padėtys kampų skalėje gerai sutampa su skaičiavimais pagal (82) ir (83) lygybes.



92 pav. Santykinio difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo šviesos kritimo kampo. Difragavusios šviesos poliarizacija: *a* – paprastoji, *b* – nepaprastoji.

Difragavusių spindulių tiesinių poliarizacijų ortogonalumo patvirtinimas pateiktas 93 pav. Jame pavaizduotos praeinančios pro poliarizatorių difragavusios paprastosios, nepaprastosios šviesos ir jų superpozicijos intensyvumo priklausomybės nuo poliarizatoriaus pasukimo kampo centriniame keitiklio nuotėkio PAB dažnyje (110 MHz). Matavimų rezultatai gerai sutampa su Maliu dėsnium,  $I = I_0 \cos^2 \beta$ , kur  $\beta$  – kampas tarp šviesos poliarizacijos krypties ir poliarizatoriaus ašies. o  $I$  ir  $I_0$  yra krintančios ir praėjusios poliarizatorių šviesos intensyvumai, atitinkamai. Difragavusių spindulių superpozicijos intensyvumas išlieka pastovus visoms poliarizatoriaus ašies orientacijoms ir yra lygus paprastosios ir nepaprastosios difragavusios šviesos intensyvumų sumai.

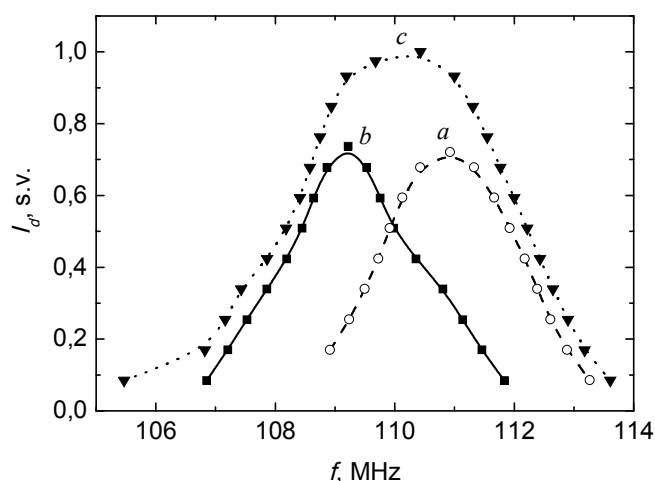




93 pav. Praėjusios per poliarizatorių difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo poliarizatoriaus pasukimo kampo. Paprastoji (a), nepaprastoji (b) šviesa ir jų superpozicija (c). Taškai – matavimų rezultatai, linijos – Maliu dėsnis.

Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo nuotėkio PAB dažnio esant fiksuotam nepoliarizuotos (atsitiktinai poliarizuotos) šviesos kritimo kampui pateikta 94 pav. Buvo pasirinktas nepoliarizuotos šviesos kritimo kampas, lygus  $\theta_k=58^\circ$ . Ši vertė yra tarpinė tarp apskaičiuotų paprastosios ir nepaprastosios poliarizacijos spindulių kritimo kampų,  $58.9^\circ$  ir  $57.1^\circ$ , atitinkamai. Abu difragavę spinduliai buvo nukreipti į fotodaugintuvą (90 pav.). Taip pat buvo atlikti matavimai kiekvienam spinduliui atskirai, blokuojant kitą spindulį. Difragavusios šviesos poliarizacija yra paprastoji 94 pav. a atveju, ir nepaprastoji – b atveju. Sutinkamai su 91 pav., kreivių atskyrimas dažnio skalėje patvirtina, kad esant fiksuotam kritimo kampui difrakcijos metu šviesos poliarizacijai keičiantis iš nepaprastosios į paprastąją reikalingas ilgesnis akustinis vektorius, nei keičiantis iš paprastosios į nepaprastąją. Santykiniai tarpusavyje statmenų poliarizacijų difragavusių spindulių intensyvumai gali būti keičiami keičiant nuotėkio PAB dažnį. Skirtinguose dažniuose AO sąveikos judesio kiekio tvermės dėsnis tenkinamas skirtingoms TAB sklidimo kryptims akustinio pluoštelio ribose. Taigi, difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybės nuo dažnio forma priklauso

nuo keitiklio dažninių charakteristikų bei akustinio pluoštelio intensyvumo kampinio pasiskirstymo. Abiejų difragavusių spindulių superpozicijos intensyvumo priklausomybė nuo nuotėkio PAB dažnio pateikta 94 pav. *c*. Šios suminės šviesos poliarizacija kinta keičiant dažnį. Pavyzdžiui, prie 108 MHz šviesa yra poliarizuota LiNbO<sub>3</sub> ZX plokštumoje (nepaprastoji poliarizacija), o prie 112 MHz šviesa poliarizuota statmenai ZX plokštumai (paprastoji poliarizacija). Perjungdami dažnį tarp šių verčių šviesos poliarizaciją keičiame jai statmena, o parinkę tarpinę nuotėkio PAB dažnio vertę intervale 108-112 MHz gauname tam tikrą elipsinę išeinančios šviesos poliarizaciją. Pradinė krintančios šviesos poliarizacija gali būti atkurta sudedant tarpusavyje statmenų poliarizacijų difragavusius spindulius, kai dažnis lygus 110 MHz.



94 pav. Difragavusios šviesos intensyvumo priklausomybė nuo nuotėkio PAB dažnio esant fiksuotam nepoliarizuotos šviesos kritimo kampui (58°). Paprastoji (*a*), nepaprastoji (*b*) šviesa ir jų superpozicija (*c*).

### 4.3 AE TYRIMŲ REZULTATAI

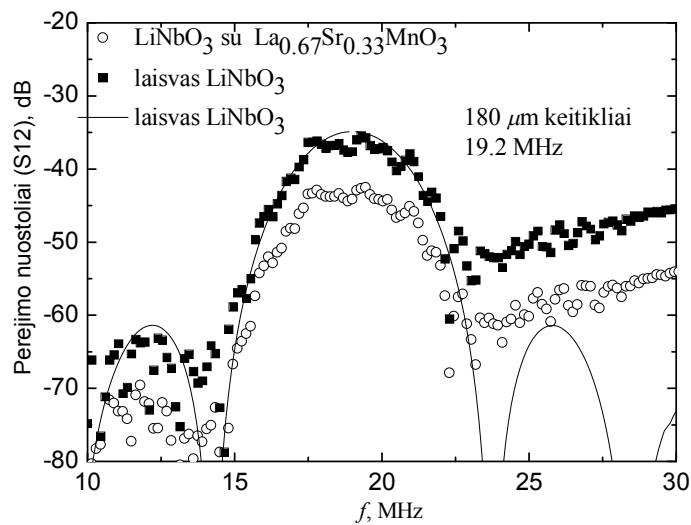
#### 4.3.1 Manganito sluoksnio įtaka Reilėjaus PAB sklidimui

Reilėjaus PAB linijos perėjimo dažninės charakteristikos kambario temperatūroje (294 K) YZ-LiNbO<sub>3</sub> kristale su paviršiuje suformuotu manganito sluoksniu (bandinys #1) parodytos 95 pav. Šiuo atveju sluoksnis buvo užaugintas 450°C temperatūroje, žemiausioje iš visų tirtų bandinių.

Palyginimui taip pat parodytos pagal literatūroje [47] pateiktus  $\text{LiNbO}_3$  bei 8 lentelėje nurodytus keitiklių parametrus apskaičiuota (remiantis (74) lygybe) bei išmatuota Reilėjaus PAB linijos amplitudės dažninės priklausomybės (S12) laisvame kristale nesant  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnio. Skaičiavimų duomenys gerai sutampa su matavimų rezultatais laisvame  $\text{LiNbO}_3$ . Matome, kad po manganito sluoksnio užauginimo ant kristalo paviršiaus Reilėjaus bangų linijos praėjimo nuostoliai centriniame dažnyje (19.2 MHz) padidėjo 7 dB. Šį padidėjimą mes aiškiname AE sąveika sluoksnyje [202], [215]. AE sąveikos  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksnyje sąlygotas PAB slopinimas išreiškiamas [202]:

$$A = 8.686 \frac{2\pi K^2}{\Lambda} \frac{R_m / R_s}{1 + (R_m / R_s)^2} \quad (\text{dB/m}), \quad (85)$$

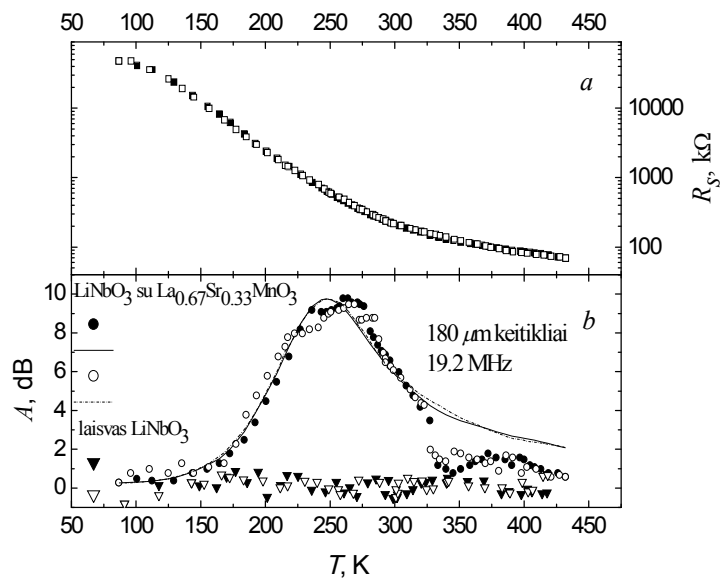
kur  $K^2$  yra  $\text{LiNbO}_3$  elektromechaninio ryšio koeficientas Reilėjaus bangoms,  $R_m = 1/[\varepsilon_0(\varepsilon + 1)V]$ ,  $\varepsilon_0$  yra vakuumo dielektrinė skvarba,  $\varepsilon$  yra efektyvioji darinio dielektrinė skvarba,  $\Lambda$  – PAB ilgis,  $V$  – PAB greitis laisvame kristalo paviršiuje. Imant vertes  $K^2=4.6\%$ ,  $\varepsilon = 50$  ir  $V=3.46$  km/s [47], [50] bei pasinaudojus kambario temperatūroje išmatuota manganito sluoksnio, kurio ilgis 2.8 mm, paviršiaus kvadrato varža  $R_s=230$  k $\Omega$ , iš (85) lygybės gauname 6 dB AE nuostolius. Ši vertė gerai sutampa su eksperimentine verte (7 dB).



95 pav. Reilėjaus PAB linijos perėjimo nuostolių dažninės priklausomybės. Taškai – eksperimentas, linija – skaičiavimas.

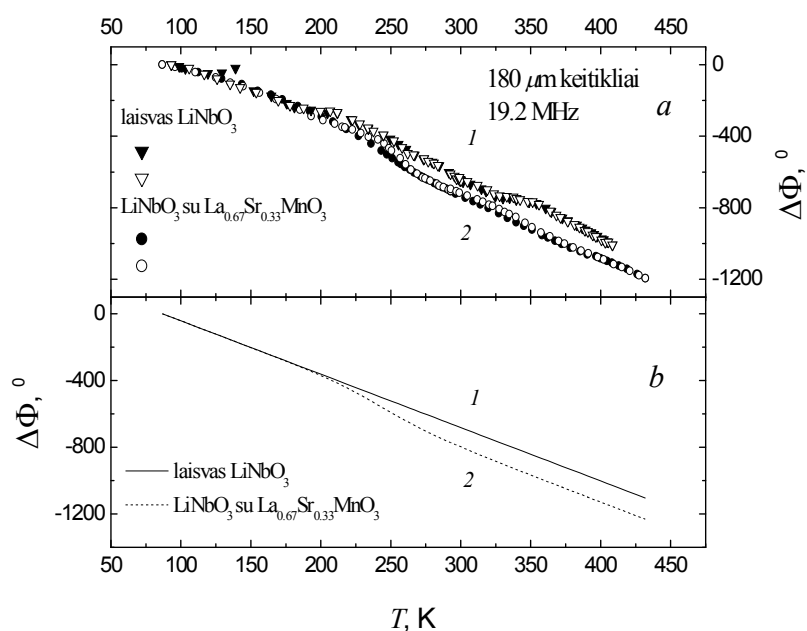
Manganito (bandinio #1) paviršiaus kvadrato varžos monotoniškas mažėjimas keliant temperatūrą (nuo 48 M $\Omega$  prie 87 K iki 69 k $\Omega$  prie 432 K) rodo paramagnetinio izoliatoriaus būseną. Ši priklausomybė parodyta 96 pav. *a*. Sąlyginai didelės varžos vertės ir fazinio virsmo PM-FM nebuvimas aiškinamas dėl palyginti žemos sluoksnio auginimo temperatūros susidariusiais antistruktūriniais sluoksnio defektais bei sumažėjusiu krūvininkų (elektroninių skylių) tankiu [34], [35], [170–173], [175–178].

Eksperimentinės ir apskaičiuotos (naudojant išmatuotas manganito  $R_s$  vertes) Reilėjaus PAB slopinimo priklausomybės nuo temperatūros bandinyje #1 parodytos 96 pav. *b*. Matome gerą skaičiavimų ir matavimų sutapimą, tik didesnė už 323 K temperatūrose skaičiuojant gauname didesnes nei eksperimente PAB slopinimo vertes. Reilėjaus bangų slopinimo pikas (apie 10 dB) stebimas 260 K temperatūros aplinkoje, kai atitinkama sluoksnio paviršiaus kvadrato varža  $R_s \sim 466$  k $\Omega$ . Eksperimentinėse PAB slopinimo LiNbO<sub>3</sub> kristale be manganito temperatūrinėse priklausomybėse, pateiktose 96 pav. *b*, PAB slopinimas visame temperatūrų intervale yra pastovus.



96 pav. La<sub>0.67</sub>Sr<sub>0.33</sub>MnO<sub>3</sub> paviršiaus kvadrato varžos (*a*) ir Reilėjaus PAB slopinimo (*b*) priklausomybės nuo temperatūros bandinyje #1. Pilnaviduriai taškai – eksperimentas šildant, tuščiaviduriai taškai – eksperimentas šaldant, linija – skaičiavimai šildant, punktyrine linija – skaičiavimai šaldant.

Praėjusių Reilėjaus bangų fazės priklausomybės nuo temperatūros LiNbO<sub>3</sub> kristale su paviršiniu La<sub>0.67</sub>Sr<sub>0.33</sub>MnO<sub>3</sub> sluoksniu ir be jo bandinyje #1 parodytos 97 pav. *a*. Matome, kad PAB fazė mažėja keliant temperatūrą. Priklausomybių eigos skirtumas bandiniams su La<sub>0.67</sub>Sr<sub>0.33</sub>MnO<sub>3</sub> sluoksniu ir be jo tampa pastebimas aukštesnėse nei 230 K temperatūrose.



97 pav. Praėjusių Reilėjaus PAB fazės priklausomybė nuo temperatūros, *a* – eksperimentas, *b* – skaičiavimai. Pilnaviduriai taškai – eksperimentas šildant, tuščiaviduriai taškai – eksperimentas šaldant.

Praėjusių Reilėjaus bangų fazės elgseną kintant temperatūrai mes aiškiname AE sąveikos įtaka jų greičiui [202]. Kai sluoksnio, esančio ant pjezoelektriko paviršiaus, kvadrato varža kinta nuo begalybės iki baigtinės vertės  $R_s$ , atitinkamas PAB greičio pokytis išreiškiamas:

$$\frac{\Delta V_{AE}}{V} = -\frac{K^2}{2} \frac{(R_m / R_s)^2}{1 + (R_m / R_s)^2}. \quad (86)$$

PAB greičio pokytis sąlygoja praėjusių bangų fazės pokytį. Pastarasis išreiškiamas (laipsniais):

$$\Delta \Phi_{AE} = 360 \frac{l}{\Lambda} \frac{\Delta V_{AE}}{V}, \quad (87)$$

čia  $l$  yra sluoksnio ilgis PAB sklidimo kryptimi. Praėjusių akustinių bangų fazė taip pat priklauso nuo PAB greičio pokyčio  $\Delta V_{SUB}$ , kurį lemia pjezoelektriko tamprumo konstantų temperatūrinis kitimas, o taip pat nuo atstumo tarp keitiklių kitimo  $\Delta L$ , atsirandančio dėl šiluminio plėtimosi:

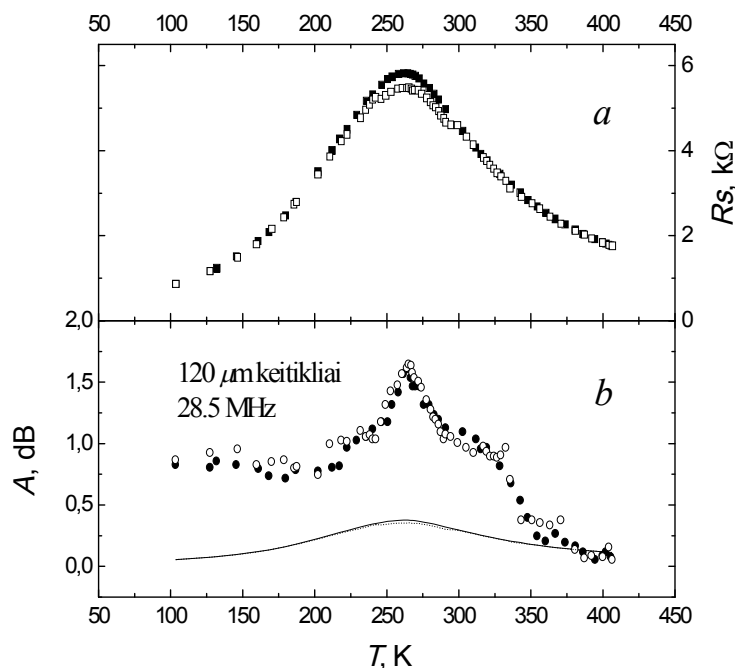
$$\Delta\Phi_{SUB} = 360 \frac{L}{\Lambda} \left( \frac{\Delta V_{SUB}}{V} - \frac{\Delta L}{L} \right). \quad (88)$$

Laisvo  $\text{LiNbO}_3$  paviršiaus atveju PAB fazės matavimų rezultatai gali būti aproksimuoti tiese  $\Delta\Phi = -3.2\Delta T$ , iš kurios polinkio gaunamas temperatūrinis vėlinimo koeficientas  $TCD = 91$  ppm/K. Ši eksperimentinė vertė gerai atitinka literatūroje pateiktus duomenis [47]. Apskaičiuotas AE sąveikos indėlis į bendrą PAB fazės pokytį parodytas 97 pav. *b*. Pasinaudojus aukščiau pateikta  $TCD$  verte, išmatuotas fazės kitimas bandinyje su laisvu paviršiumi (kreivė 1, 97 pav. *a*) buvo aproksimuotas tiese (kreivė 1, 97 pav. *b*). Bendra PAB fazės priklausomybė nuo temperatūros (kreivė 2, 97 pav. *b*) buvo apskaičiuota pridėjus AE sąveikos sąlygotą fazės kitimą (apskaičiuotą pagal (86), (87) lygybes). Ši apskaičiuotoji priklausomybė gerai sutampa su matavimų rezultatais (kreivė 2, 97 pav. *a*). Gauti duomenys patvirtina, kad didesnis PAB fazės kitimas temperatūrose virš 230 K bandinyje #1 su  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksniu (lyginant su laisvu  $\text{LiNbO}_3$ ) yra sąlygotas AE sąveikos.

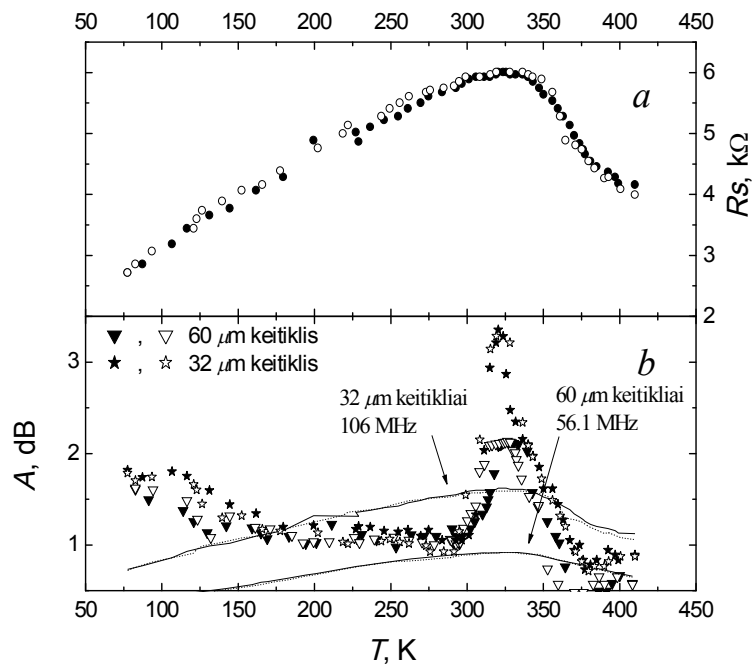
Išmatuotos manganito paviršiaus kvadrato varžos ir PAB sklidimo parametrų temperatūrinės priklausomybės bandiniuose #2 ir #3, kuriuose  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksniai buvo auginami aukštesnėse temperatūrose (620°C ir 710°C, atitinkamai) iš esmės skiriasi nuo bandinyje #1 gautų rezultatų. Temperatūrinės manganito sluoksnių  $R_s$  priklausomybės bandiniuose #2 ir #3 parodytos 98 pav. *a* ir 99 pav. *a*, atitinkamai. Matome aiškius varžos maksimumus, reiškiančius fazinį virsmą iš didesnės varžos PM į mažesnės varžos FM fazę 263 K ir 323 K temperatūrose bandiniams #2 ir #3, atitinkamai [34], [35], [170–173], [175–178]. Žymiai mažesnės kambario temperatūroje išmatuotos paviršiaus kvadrato varžos vertės lyginant su bandiniu #1 gali būti siejamos su „geresniu“ kristališkumu esant aukštesnėms sluoksnio auginimo temperatūroms. Sąlyginai platūs varžos pikai (lyginant su geriausios kokybės

$\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksniais, užaugintais ant gardelės parametrus atitinkančių perovskito struktūros padėklų ( $\text{SrTiO}_3$ ) [171], [172], [178] rodo kristalitinių ribų, atsirandančių sluoksnio auginimo metu dėl ženklaus  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  ir  $\text{LiNbO}_3$  gardelės parametru nesutapimo, svarbą [216].

98 pav. *b* ir 99 pav. *b* pavaizduotos Reilėjaus PAB slopinimo priklausomybės nuo temperatūros diapazone nuo 93 K iki 423 K bandiniuose #2 ir #3, atitinkamai. PAB slopinimo pikai stebimi  $R_s$  maksimumą atitinkančių temperatūrų artumoje. Išmatuotų slopinimo maksimumų vertės yra tuo didesnės, kuo aukštesnis yra Reilėjaus bangų dažnis: 1.5 dB prie 28 MHz bandinyje #2, 2 dB ir 3.5 dB prie 56 MHz ir 106 MHz, atitinkamai, bandinyje #3. Pagal (85) lygybę apskaičiuotos PAB slopinimo priklausomybės nuo temperatūros taip pat pateiktos 98 pav. *b* ir 99 pav. *b*. Matome, kad eksperimentiniai pikai yra didesni ir ženkliai siauresni lyginant su gautaisiais skaičiavimuose.



98 pav. Manganito paviršiaus kvadrato varžos (*a*) ir PAB slopinimo (*b*) temperatūrinės priklausomybės bandinyje #2. Pilnaviduriai taškai – eksperimentas šildant, tuščiaviduriai taškai – eksperimentas šaldant, linija – skaičiavimai šildant, punktyrinė linija– skaičiavimai šaldant.



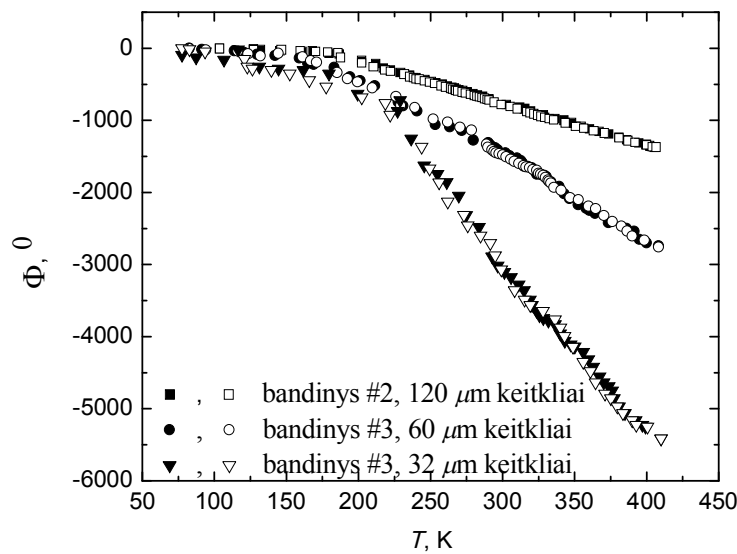
99 pav. Manganito paviršiaus kvadrato varžos (a) ir PAB slopinimo (b) temperatūrinės priklausomybės bandinyje #3. Pilnaviduriai taškai – eksperimentas šildant, tuščiaviduriai taškai – eksperimentas šaldant, linija – skaičiavimai šildant, punktyrinė linija – skaičiavimai šaldant.

Priešingai rezultatams, gautiems bandinyje #1, temperatūriniai Reilėjaus PAB fazės matavimai (100 pav.) bandiniuose #2 ir #3 fazinio virsmo temperatūros artumoje neparodė jokios pastebimos (87) lygybe aprašomos AE sąveikos įtakos. Teorija (remiantis (86) ir (87) lygybėmis) taip pat nenumato žymesnės AE sąveikos įtakos šiame manganito sluoksnio kvadrato varžų intervale (t.y. fazės nuokrypis dėl sluoksnio įtakos neviršija kelių laipsnių).

Žymi kristalinių ribų įtaka daugumoje polikristalinių arba tekstūruotų manganitų sluoksnių, užaugintų ant amorfinių, polikristalinių ar gardelės parametrų neatitinkančių padėklų, dažniausiai pasireiškia žemose temperatūrose, t.y. žemiau PM-FM virsmo temperatūros  $T_c$ . Prisiminus, kad  $T_c$  aplinkoje temperatūrinuose PAB fazės matavimuose bandiniuose #2 ir #3 nematome AE sąveikos įtakos (100 pav.) (tą patvirtina ir skaičiavimai pagal (86) ir (87) lygybes), PAB slopinimo maksimumus, stebimus fazinio virsmo



temperatūros artumoje, mes siejame su PM-FM virsmu manganito sluoksniuose. Didesnių (nei gauta skaičiavimuose) maksimumų priežastis galėtų būti elektroninio fazių atskyrimo reiškinys, kai virsmas iš didesnės varžos PM į mažesnės varžos FM būseną vyksta per tarpinę nehomogeninę būseną, sudarytą iš laidžių FM regionų didelės varžos PM matricoje [217]. Tokios tarpinės nehomogeninės būsenos egzistavimas yra aprašytas literatūroje [218].



100 pav. Praėjusių PAB fazės priklausomybės nuo temperatūros. Pilnaviduriai taškai – eksperimentas šildant, tuščiaviduriai taškai – eksperimentas šaldant.

#### 4.3.2 Manganito sluoksnio įtaka nuotėkio PAB sklidimui

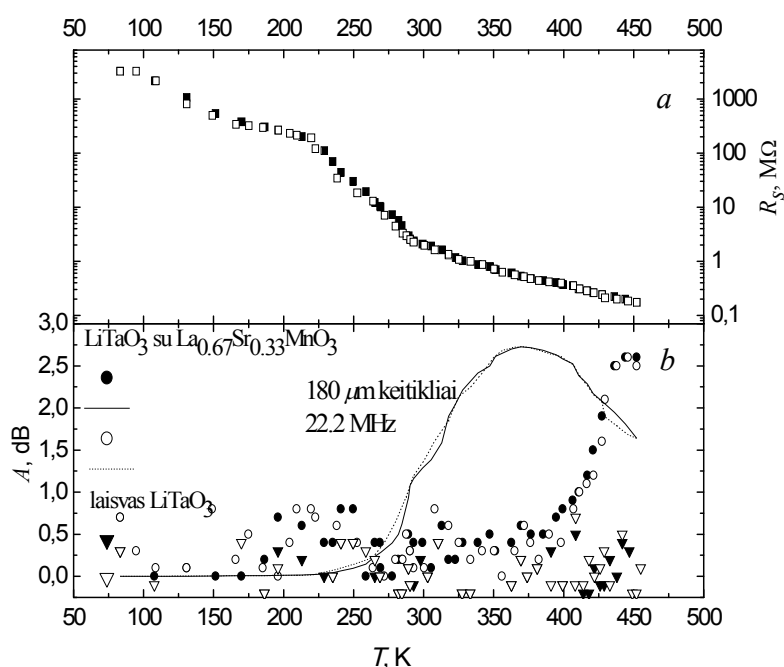
Nuotėkio PAB rezonanse sužadintų tūrinių bangų sklidimas YX-LiTaO<sub>3</sub> kristale parodytas 66 pav. *b*. PAB keitikliu išspinduliuota TAB atsispindi nuo apatinio, viršutinio ir dar kartą apatinio kristalo paviršių, tada priimama antruoju keitikliu. Nagrinėsime kristalo paviršiuje esančio manganito sluoksnio varžos įtaką tūrinių bangų parametrams, kai atspindys vyksta sluoksniu padengtos zonos ribose (66 pav. *b*). Arti kristalo paviršiaus persiklojantys kritusios ir atsispindėjusios tūrinių bangų pluoštai suformuoja nehomogeninę bangą, sklindančią lygiagrečiai kristalo paviršiui nuotėkio PAB greičiu ir slopstančią skverbiantis į kristalo tūrį. Kaip ir Reilėjaus bangų atveju [215], dėl

AE sąveikos šios bangos slopinimas ir greitis priklauso nuo sluoksnio varžos. Atitinkamos PAB keitikliu priimamos atsispindėjusios tūrinės bangos amplitudė ir fazė taip pat priklauso nuo sluoksnio varžos [208]. PAB slopinimas ir greičio pokytis darinyje pjezoelektrinis padėklas – plonas laidus sluoksnis išreiškiamas (85) ir (86) lygybėmis [202]. Manganito sluoksnio ir temperatūros įtaka nuotėkio PAB fazei išreiškiama tomis pačiomis (86), (87) ir (88) lygybėmis, kaip ir Reilėjaus bangoms, tik šiuo atveju dydis  $l$  žymi ne manganito sluoksnio ilgį PAB sklidimo kryptimi, o keitiklio ilgį, atitinkantį AE sąveikos po  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  sluoksniu zoną (0.72 mm ir 0.9 mm bandiniuose #4 ir #5, atitinkamai). Dydis  $L$  nuotėkio PAB atveju žymi tūrinių bangų nueitą kelią, o ne atstumą tarp keitiklių išilgai kristalo X ašies.

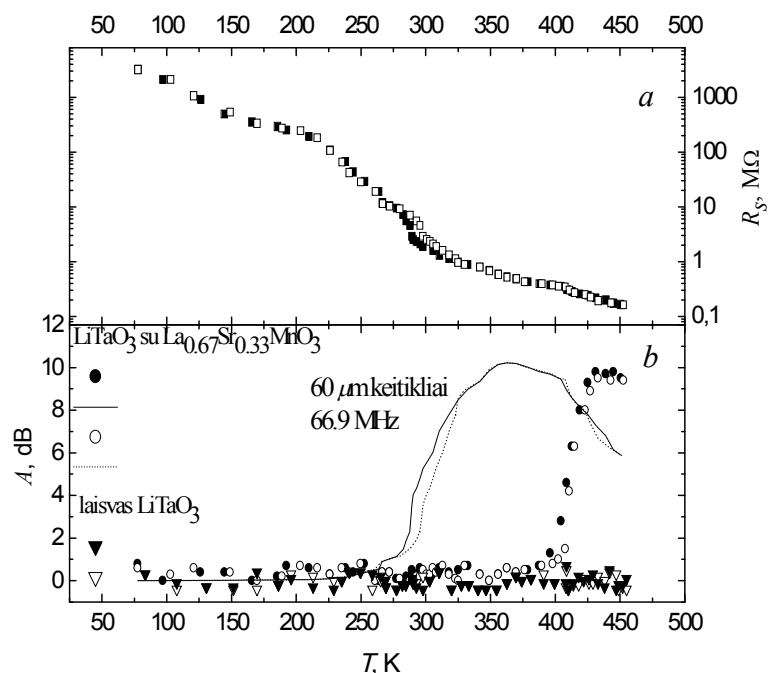
Kaip ir bandinio #1 atveju ( $\text{LiNbO}_3$ ), ant  $\text{YX-LiTaO}_3$  kristalo esančio manganito (bandiniai #4 ir #5) paviršiaus kvadrato varžos mažėjimas keliant temperatūrą (nuo  $3.2 \text{ G}\Omega$  prie 83 K iki  $170 \text{ k}\Omega$  prie 452 K) rodo paramagnetinio izoliatoriaus būseną. Ši priklausomybė bandiniams #4 ir #5 parodyta 101 pav. *a.* ir 102 pav. *a.*, atitinkamai. Sąlyginai didelės varžos vertės ir fazinio virsmo PM-FM nebuvimas aiškinamas palyginti žema sluoksnio auginimo temperatūra ( $500^\circ \text{C}$ ) ir atitinkama susidariusia sluoksnio struktūra [34], [35], [170–173], [175–178].

Eksperimentinės ir apskaičiuotos (naudojant išmatuotas manganito  $R_s$  vertes) nuotėkio bangų slopinimo temperatūrinės priklausomybės  $\text{YX-LiTaO}_3$  kristale bandiniuose #4 ir #5 parodytos 101 pav. *b.* ir 102 pav. *b.*, atitinkamai. Išmatuotose nuotėkio bangų slopinimo priklausomybėse tiek 22.2 MHz (bandinys #4), tiek 66.9 MHz (bandinys #5) dažniams stebimi maksimumai, kurių dydis gerai atitinka AE sąveikos teorinius skaičiavimus (lygybė (85)). Nuotėkio bangų slopinimo maksimumas didėja didėjant jų dažniui: nuo 2.6 dB prie 22.2 MHz bandinyje #4 iki 9.8 dB prie 66.9 MHz #5. Kita vertus, šie eksperimentiniai maksimumai stebimi aukštesnėse temperatūrose nei seka iš skaičiavimų. Slopinimo pikai tiek esant 22.2 MHz, tiek 66.9 MHz nuotėkio bangų dažniui yra 440 K temperatūros artumoje, o atitinkama manganito paviršiaus kvadrato varža abiem atvejais  $R_s \sim 200 \text{ k}\Omega$ . Skaičiavimuose gauta

nuotėkio bangų slopinimo maksimumą atitinkanti temperatūros vertė yra artima 370 K. Poslinkis tarp eksperimentinių ir apskaičiuotų kreivių temperatūrų skalėje galėtų būti aiškinamas tuo, kad dėl sluoksnio nehomogeniškumo (sąlygoto palyginti žemos auginimo temperatūros bei sluoksnio ir padėklo gardelės parametrų skirtumo) akustinės bangos „jaučiama“ sluoksnio varža nesutampa su išmatuotąja. 101 pav. *b* ir 102 pav. *b* pateiktose eksperimentinėse nuotėkio bangų slopinimo priklausomybėse nuo temperatūros LiTaO<sub>3</sub> kristale be manganito sluoksnio matome, kad slopinimas visame temperatūrų intervale yra pastovus.

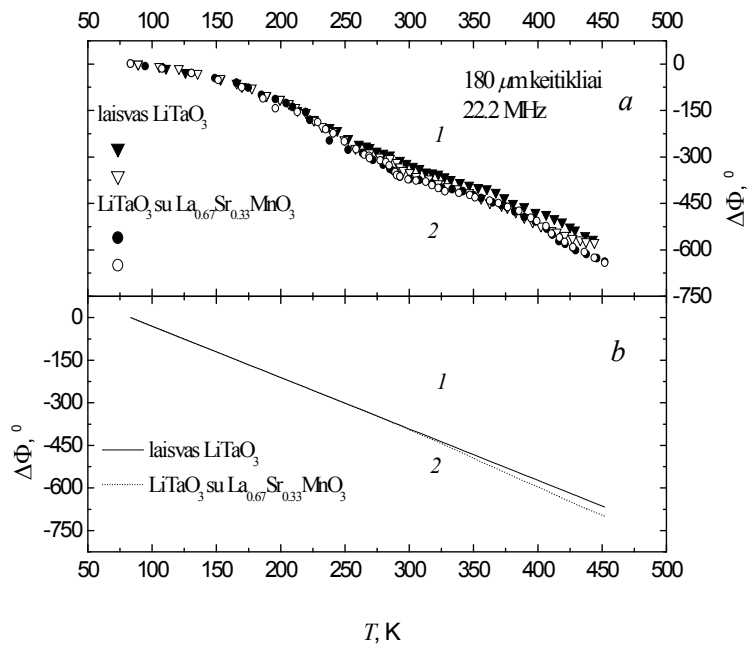


101 pav. La<sub>0.67</sub>Sr<sub>0.33</sub>MnO<sub>3</sub> paviršiaus kvadrato varžos (*a*) ir nuotėkio bangų slopinimo (*b*) priklausomybės nuo temperatūros bandinyje #4. Pilnaviduriai taškai – eksperimentas šildant, tuščiaviduriai taškai – eksperimentas šaldant, linija – skaičiavimai šildant, punktyrine linija – skaičiavimai šaldant.

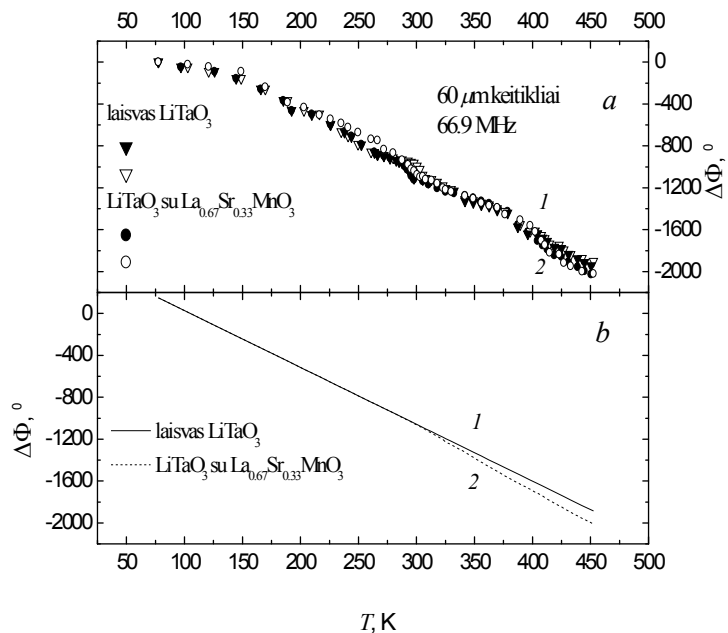


102 pav.  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  paviršiaus kvadrato varžos (a) ir nuotėkio bangų slopinimo (b) priklausomybės nuo temperatūros bandinyje #5. Pilnaviduriai taškai – eksperimentas šildant, tuščiaviduriai taškai – eksperimentas šaldant, linija – skaičiavimai šildant, punktyrine linija – skaičiavimai šaldant.

Eksperimentinės bei apskaičiuotos praėjusių nuotėkio bangų fazės priklausomybės nuo temperatūros  $\text{LiTaO}_3$  kristale su paviršiniu manganito sluoksniu (kreivės 2) ir be jo (kreivės 1) bandiniuose #4 (nuotėkio PAB  $f=22.2$  MHz) ir #5 (nuotėkio PAB  $f=66.9$  MHz) parodytos 103 pav. ir 104 pav., atitinkamai. Matome, kad nuotėkio bangų fazė mažėja keliant temperatūrą. Priklausomybių eigos skirtumas bandiniams su manganito sluoksniu ir be jo abiejų nuotėkio bangų dažnių atvejais tampa žymesnis temperatūrose, aukštesnėse nei 370 K. Išmatuotas fazės kitimas kristale su laisvu paviršiumi (kreivės 1, 103 pav. a ir 104 pav. a) buvo aproksimuotas tiese (kreivės 1, 103 pav. b ir 104 pav. b). Bendra nuotėkio bangų fazės priklausomybė nuo temperatūros (kreivės 2, 103 pav. b ir 104 pav. b) buvo apskaičiuota pridėjus AE sąveikos sąlygotą fazės kitimą (apskaičiuotą pagal (86), (87) lygybes).



103 pav. Praėjusių nuotėkio bangų fazės priklausomybė nuo temperatūros bandinyje #4, *a* – eksperimentas, *b* – skaičiavimai. Pilnaviduriai taškai – eksperimentas šildant, tuščiaviduriai taškai – eksperimentas šaldant.



104 pav. Praėjusių nuotėkio bangų fazės priklausomybė nuo temperatūros bandinyje #5, *a* – eksperimentas, *b* – skaičiavimai. Pilnaviduriai taškai – eksperimentas šildant, tuščiaviduriai taškai – eksperimentas šaldant.

Apskaičiuotųjų pagal AE teoriją nuotėkio bangų fazės temperatūrinių priklausomybių bandiniuose #4 ir #5 tendencija yra panaši į gautąją eksperimentiniuose rezultatuose, tačiau matavimų tikslumas yra nepakankamas vienareikšmiškai įvertinti manganito sluoksnio įtaką akustinių bangų greičiui ir fazei. Šią problemą išspręstų vienalaikis diferencinis bandinių su manganito sluoksniu ir be jo matavimo metodas.

Reziumuojant, pabrėžkime kelis svarbius tirtos AE sąveikos aspektus. Nuotėkio paviršinių akustinių bangų spinduliuotė sklinda kampu į kristalo tūrį ir sąveikauja su manganito sluoksniu, esančiu ant kristalo paviršiaus akustinės bangos atspindžio vietoje. Šiuose tyrimuose manganito sluoksnis buvo suformuotas ant to paties kristalo paviršiaus kaip ir keitikliai, tačiau ši eksperimentiškai pademonstruota sąveika yra analogiška tam atvejui, kai sluoksnis ir keitikliai yra priešinguose kristalo paviršiuose. Pastaroji darinio konfigūracija yra aktuali įvairiuose taikymuose, ypač agresyvių terpių jutikliuose ir pan., kuriuose jautriąją dalį (sluoksniu padengtą paviršių) būtina atskirti nuo generuojančiosios (keitiklių). Tokiu būdu keitikliai yra apsaugomi nuo galimų pažeidimų. Be to, dominuojanti kristalo paviršiaus plokštumai lygiagreti nuotėkio bangų poliarizacijos (mechaninio poslinkio vektorius) dedamoji lemia mažesnę jų slopinimą esant sąlyčiui ir skysčiais ir kitomis medžiagomis [29].

## 5 IŠVADOS

- Lazerio šviesos difrakcijos nuotėkio paviršinių akustinių bangų spinduliuote į kristalo tūrį tyrimų rezultatai (šviesos kritimo kampo, atitinkančio difragavusios šviesos intensyvumo maksimumą, priklausomybės nuo nuotėkio bangų dažnio  $\text{LiNbO}_3$  ir  $\text{LiTaO}_3$  kristaluose) gerai sutampa su skaičiavimais, atliktais pagal teorinį anizotropinės akustooptinės difrakcijos modelį, paremtą banginių vektorių diagramomis. Iš geriausio matavimų ir skaičiavimų rezultatų sutapimo buvo rastos akustinių bangų sklidimo kampo ir greičio  $\text{LiNbO}_3$  ir  $\text{LiTaO}_3$  kristaluose vertės. Jos atitinka literatūroje pateiktus duomenis.
- Akustooptiniu metodu buvo nustatytas nuotėkio paviršinių bangų spinduliuotės į kristalo tūrį pluoštelio plotis, intensyvumo kitimas, o taip pat buvo palygintas šviesos difrakcijos nuotėkio bangų spinduliuote ir Reilėjaus bangomis efektyvumas. Difrakcija nuotėkio bangų spinduliuote į kristalo tūrį yra žymiai efektyvesnė nei Reilėjaus bangomis.
- Šviesos poliarizacijos valdymas nuotėkio paviršinių bangų spinduliuote į kristalo tūrį atliekamas pilnai elektroniniu būdu. Ši technologija gali būti panaudota dinaminio šviesos poliarizacijos valdymo prietaisuose.
- Plačiame temperatūrų intervale eksperimentiškai ištyrus nuotėkio paviršinių bangų spinduliuotės į kristalo tūrį sąveiką su plonais manganitų sluoksniais darinyje  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  plėvelė –  $\text{LiTaO}_3$ , buvo išmatuotas akustoelektrinės sąveikos indėlis į akustinių bangų slopinimą. Ši slopinimo vertė sutampa su skaičiavimų rezultatais, gautais remiantis akustinių bangų sklidimo sluoksniniame darinyje laidi plėvelė – pjezoelektrikas teoriniu modeliu.
- Eksperimentiškai buvo pademonstruotas nuotėkio bangų tinkamumas šviesos valdymui ir plonų manganito sluoksnių savybių tyrimui. Eksperimentų rezultatai yra gerai pagrįsti teoriniais

modeliais/skaičiavimais. Sunertinių paviršinių bangų keitiklių technologijos privalumai buvo suderinti su didesniu šviesos difrakcijos tūrinėmis bangomis efektyvumu (lyginant su Reilėjaus bangomis). Zonduojant plonus manganitų (ir kitus) sluoksnius nuotėkio bangų spinduliuote, sunertinius keitiklius galima formuoti priešingoje kristalo pusėje jautriojo paviršiaus (padengto sluoksniu) atžvilgiu taip apsaugant generuojančiąją dalį nuo galimų pažeidimų.



## 6 CITUOJAMOS LITERATŪROS SĄRAŠAS

- [1] J. C. Andle and J. F. Vetelino, "Acoustic wave biosensors," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 451–460, 1995.
- [2] F. Jose, D. T. Haworth, U. R. Kelkar, Z. A. Shana, "LiNbO<sub>3</sub> acoustic plate mode sensor for dilute ionic solutions," *Electronics Letters*, vol. 26, no. 13, pp. 834–835, 1990.
- [3] J. C. Andle, J. F. Vetelino, M. W. Lade and D. J. McAllister, "An acoustic plate mode biosensor," *Sensors and Actuators B*, vol. 8, no. 2, pp. 191–198, 1992.
- [4] J. Renken, R. Dahint and M. Grunze, "Multifrequency evaluation of different immunosensors on acoustic plate mode sensors," *Analytical Chemistry*, vol. 68, pp. 176–182, 1996.
- [5] K. Yamanouchi and K. Shibayama, "Propagation and amplification of Rayleigh waves and piezoelectric leaky surface waves in LiNbO<sub>3</sub>," *Applied Physics Letters*, vol. 43, pp. 856–862, 1970.
- [6] K. Yamanouchi and M. Takeuchi, "Applications for piezoelectric leaky surface waves," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 11–18, 1990.
- [7] S. Jen and C. S. Hartmann, "Laser probe Investigation of leaky surface waves on 41 and 64-LiNbO<sub>3</sub>," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, vol. 293, pp. 293–296, 1994.
- [8] J. V. Knuuttila, J. J. Vartiainen, J. Koskela, V. P. Plessky, C. S. Hartmann, M. M. Salomaa, "Bulk-acoustic waves radiated from low-loss surface-acoustic-wave resonators," *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 9, pp. 1579–1581, 2004.
- [9] W. S. Goruk, G. I. Stegeman, "Acousto-optic measurement of bulk wave generation by interdigital transducers excited at SAW resonance," *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 11, pp. 6729–6732, 1979.
- [10] K. Y. Hashimoto, M. Yamaguchi, and H. Kogo, "Optic-spectrum analyzer using DBAW acousto-optic deflector," *Proceedings of the IEEE*

- Ultrasonics Symposium*, pp. 361–366, 1984.
- [11] L. Palmieri, G. Socino, E. Verona, “Acoustic beam steering by an interdigital transducer for wideband bulk wave acoustooptic deflectors,” *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, p. 358–261, 1985.
- [12] L. Bei, G. I. Dennis, H. M. Miller, T. W. Spaine, J. W. Carnahan, “Acousto-optic tunable filters: fundamentals and applications as applied to chemical analysis techniques,” *Progress in Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 67–87, 2004.
- [13] E. S. Wachman, W.-H. Niu, D. L. Farkas, “Imaging acousto-optic tunable filter with 0.35-micrometer spatial resolution,” *Applied Optics*, vol. 35, pp. 5220–5226, 1996.
- [14] I. C. Chang, “Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture,” *Applied Physics Letters*, vol. 25, no. 7, pp. 370–372, 1974.
- [15] D. R. Suhre, E. Villa, “Imaging spectroradiometer for the 8–12- $\mu\text{m}$  region with a 3- $\text{cm}^{-1}$  passband acousto-optic tunable filter,” *Applied Optics*, vol. 37, no. 12, pp. 2340–2345, 1998.
- [16] N. Gupta, R. Dahmani, S. Choy, “Acousto-optic tunable filter based visible-to-near-infrared spectropolarimetric imager,” *Optical Engineering*, vol. 41, pp. 1033–1038, 2002.
- [17] J. Romier, J. Selves, J. Gastelluetchegorry, “Imaging spectrometer based on an acousto-optic tunable filter,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, no. 8, pp. 2859 – 2867, 1998.
- [18] S. R. Goldstein, L.H. Kidder, T.M. Herne, I.W. Levin, E.N. Lewis, “The design and implementation of a high-fidelity Raman imaging microscope,” *Journal of Microscopy*, vol. 184, pp. 35–45, 1996.
- [19] A. D. Campiglia, D. M. Hueber, F. Moreau, and T. Vo-Dinh, “Phosphorescence imaging system using AOTF and charge coupled device,” *Analytical Chimica Acta*, vol. 346, pp. 361–372, 1997.
- [20] H. T. Skinner, T. F. Cooney, S. K. Sharma and S. M. Angel, “Remote Raman micro-imaging using AOTF and a spatially coherent microfiber optical probe,” *Applied Spectroscopy*, vol. 50, pp. 1007–1014, 1996.

- [21] A. D. Campiglia, F. Moreau, D.M. Hueber, T. Vo-Dinh, “Phosphorescence imaging system using an acousto-optic filter-based charge coupled device,” *Analytica Chimica Acta*, vol. 351, pp. 229–239, 1997.
- [22] P. J. Treado, I. W. Levin, E. N. Lewis, “Indium antimonide (InSb) focal plane array (FPA) detection for near-infrared imaging microscopy,” *Applied Spectroscopy*, vol. 48, pp. 607–615, 1994.
- [23] D. A. Glenar, J. J. Hillman, M. Lelouarn, R. Q. Fugate, J. D. Drummond, “Multispectral imagery of Jupiter and Saturn using adaptive optics and acousto-optic imaging,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 109, pp. 326–337, 1997.
- [24] N. J. Chanover, D. A. Glenar, J. J. Hillman, “Multispectral near-IR imaging of Venus nightside cloud features,” *Journal of Geophysical Research-Planets*, vol. 103, no. E13, pp. 31335–31348, 1998.
- [25] K. M. Nield, A. Bittar, J. D. Hamlin, “Development of an all-sky-scanning spectroradiometer with a visible diode array and a near-infrared acousto-optic tunable filter,” *Applied Optics*, vol. 36, pp. 7939–7947, 1997.
- [26] O. Khait, S. Smirnov, C. D. Tran, “Multispectral imaging microscope with millisecond time resolution,” *Analytical Chemistry*, vol. 73, pp. 732–739, 2001.
- [27] Y. Inoue, J. Penuelas, “An AOTF-based hyperspectral imaging system for field use in ecophysiological and agricultural applications,” *International Journal of Remote Sensing*, vol. 22, pp. 3883–3888, 2001.
- [28] D. R. Suhre, J.G. Theodore, “White-light imaging by use of a multiple passband acousto-optic tunable filter,” *Applied Optics*, vol. 35, no. 22, pp. 4494–4501, 1996.
- [29] V. S. Chivukula, M. S. Shur, and D. Čiplys, “Recent advances in application of acoustic, acousto-optic and photoacoustic methods in biology and medicine,” *Physica Status Solidi A*, vol. 204, no. 10, pp. 3209–3236, 2007.
- [30] A. J. Millis, P. B. Littlewood, and B. I. Shraiman, “Double exchange alone does not explain the resistivity of  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ,” *Physical Review Letters*, vol. 74, pp. 5144–5147, 1995.

- [31] Y. Ilisavskii, A. Goltsev, K. Dyakonov, V. Popov, E. Yakhkind, V. P. Dyakonov, P. Gierłowski, A. Klimov, S. J. Lewandowski, and H. Szymczak, “Anomalous acoustoelectric effect in  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  films,” *Physical Review Letters*, vol. 87, p. 146602–05, 2001.
- [32] J. J. Neumeier, M. F. Hundley, J. D. Thompson, and R. H. Heffner, “Substantial pressure effects on the electrical resistivity and ferromagnetic transition temperature of  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ,” *Physical Review B*, vol. 52, p. R7006–R7009, 1995.
- [33] J. Devenson, “Įvairialyčių lantano manganitų sandūrų gaminimas ir tyrimas,” PhD Thesis, Vilnius University, Vilnius, 2009.
- [34] A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kidoa, and Y. Tokura, “Insulator-metal transition and giant magnetoresistance in  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ,” *Physical Review B*, vol. 51, no. 20, pp. 14103–14109, 1995.
- [35] Y. Okimoto, T. Katsufuji, T. Ishikawa, T. Arima, and Y. Tokura, “Variation of electronic structure in  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0 \leq x \leq 0.3$ ) as investigated by optical conductivity spectra,” *Physical Review Letters*, vol. 55, no. 7, pp. 4206–4214, 1997.
- [36] N. Okawa, H. Tanaka, R. Akiyama, T. Matsumoto, T. Kawai, “Effects of film thickness on surface flatness and physical properties in  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  thin films investigated by scanning tunneling microscopy,” *Solid State Communications*, vol. 114, pp. 601–605, 2000.
- [37] Y. Z. Chen, J. R. Sun, A. D. Wei, W. M. Lu, S. Liang, and B. G. Shen, “Charge ordering transition near the interface of the (011)-oriented  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  ( $x=1/8$ ) films,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 152515–1–3, 2005.
- [38] C. Zhu and R. Zheng, “Elastic-moduli and ultrasonic-attenuation anomalies near antiferromagnetic phase transitions in  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ,” *Journal of Applied Physics*, vol. 87, pp. 3579–3581, 2000.
- [39] Y. Ilisavskii, A. Goltsev, K. Dyakonov, V. Popov, E. Yakhkind, V.P. Dyakonov, P. Gierłowski, A. Klimov, S. J. Lewandowski, H. Szymczak, “Acoustic and acoustoelectric studies of manganite films,” *Journal of*

- Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 242–245, pp. 707–709, 2002.
- [40] J. M. D. Coey, M. Viret, S. Molnar, “Mixed-valence manganites,” *Advances in Physics*, vol. 48, no. 2, pp. 167–193, 1999.
- [41] J. M. D. Coey, M. Viret, L. Ranno, and K. Ounadjela, “Electron localization in mixed - valency manganites,” *Physical Review Letters*, vol. 75, no. 21, p. 3910, 1995.
- [42] P. LeClair, J.K. Ha, H.J.M Swagten, J.T. Kohlhepp, C.H. van de Vin, W.J.M. de Jonge, “Large magnetoresistance using hybrid spin filter devices,” *Applied Physics Letters*, vol. 80, p. 625, 2002.
- [43] P. H. Carr, “The generation and propagation of acoustic surface Waves at microwave frequencies,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 17, no. 1, pp. 845–855, 1969.
- [44] R. V. Schmidt, “Optical probing of bulk waves present in acoustic surface wave delay lines,” *Applied Physics Letters*, vol. 17, pp. 369–371, 1970.
- [45] J. D. Maines, E. G. S. Paige, A. E. Sounders, A. S. Young, “Simple technique for accurate determination of delay-line variations in acoustic-surface-wave structures,” *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 678–680, 1969.
- [46] D. Ciplys, R. Rimeika, A. Sereika, R. Gaska, M. S. Shur, J. W. Yang, M. A. Khan, “GaN-based SAW delay-line oscillator,” *Electronics Letters*, vol. 37, pp. 545–546, 2001.
- [47] C. K. Campbell, *Surface Acoustic Wave Devices for Mobile and Wireless Communications*. Boston: Academic Press, 1998.
- [48] C. Chicone, Z. C. Feng, “A delay differential equation model for surface acoustic wave sensors,” *Sensors and Actuators*, vol. 104, pp. 171–178, 2003.
- [49] S. Tonami, A. Nishikata, Y. Shimizu, “Optical probing of bulk waves present in acoustic surface wave delay lines,” *Applied Physics Letters*, vol. 17, pp. 369–371, 1970.
- [50] D. Royer, E. Dieulesaint, *Elastic Waves in Solids I*. Paris: Springer, 1996.
- [51] D. Royer, E. Dieulesaint, *Elastic Waves in Solids II*. Paris: Springer, 1999.

- [52] G. Kovacs, M. Anhorn, H. E. Engan, G. Visintini and C. C. W. Ruppel, "Improved Material Constants for  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ ," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 435–438, 1990.
- [53] P. H. Carr, "New low loss high coupling mode up to 1 GHz on  $\text{LiNbO}_3$ ," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 679–682, 1977.
- [54] O. Kawachi, S. Mineyoshi, G. Endoh, M. Ueda, O. Ikata, K. Hashimoto, and M. Yamaguchi, "Optimal cut for leaky SAW on  $\text{LiTaO}_3$  for high performance resonators and filters," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency control*, vol. 48, no. 5, pp. 1442–1448, 2001.
- [55] K. Hashimoto, M. Yamaguchi, S. Mineyoshi, O. Kawachi, M. Usda, G. Endoh, and O. Ikata, "Optimum Leaky-SAW Cut of  $\text{LiTaO}_3$  for Minimised Insertion Loss Devices," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, vol. 1, pp. 245–254, 1997.
- [56] K. Nakamura, M. Kazumi, and H. Shimizu, "SH-type and Rayleigh-type surface waves on rotated Y-cut  $\text{LiTaO}_3$ ," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 819–822, 1977.
- [57] R. F. Mitchell, E. Read, "Suppression of Bulk Wave Radiation from Surface Acoustic Wave Devices," *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 22, no. 5, pp. 264–270, 1975.
- [58] P. J. Edmonson and C. K. Campbell, "Radiation conductance and grating reflectivity weighting parameters for dual mode leaky-SAW resonator filter design," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 75–79, 1994.
- [59] K. Y. Hashimoto, M. Yamaguchi, and H. Kogo, "Interaction of high-coupling leaky saw with bulk waves under metal-grating structure on 360 YX- $\text{LiTaO}_3$ ," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 16–21, 1985.
- [60] C. S. Hartmann and V. P. Plessky, "Experimental measurements of propagation, attenuation, reflection and scattering of leaky waves in Al electrode gratings on 410,520 and 640- $\text{LiNbO}_3$ ," *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 1247–1250, 1993.
- [61] J. V. Knuutila, J. Koskela, P. T. Tikka, and M. M. Salomaa, C. S.

- Hartmann, V. P. Plessky, “Asymmetric acoustic radiation in leaky SAW resonators on lithium tantalate,” *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 83–86, 1999.
- [62] J. Koskela, J. V. Knuutila, T. Makkonen, V. P. Plessky, and M. M. Salomaa, “Acoustic loss mechanisms in leaky SAW resonators on lithium tantalate,” *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 209–213, 2000.
- [63] K. Kalantar-Zadeha, D. A. Powell, W. Wlodarski, S. Ippolito, K. Galatsis, “Comparison of layered based SAW sensors,” *Sensors and Actuators B*, vol. 91, pp. 303–308, 2003.
- [64] C. K. Campbell, “One-port leaky-SAW resonators: building blocks for low-loss RF front-end systems,” *RF Signal Processing*, pp. 22–28, 1999.
- [65] J. C. Andle, J. F. Vetelino, M. W. Lade and D. J. McCallister, “An acoustic plate mode device for biosensor applications,” *Solid-State Sensors and Actuators*, pp. 483–485, 1991.
- [66] L. Brillouin, “Diffusion de la lumiere et des rayons X par un corps transparent homogène: Influence de l’agitation thermique,” *Annales de Physique*, vol. 17, pp. 88–122, 1922.
- [67] P. Debye, F.W. Sears, “On the scattering of light by supersonic waves,” *Proceedings of the National Academy of Science*, vol. 18, no. 6, pp. 409–414, 1932.
- [68] P.M.R. Lucas, P. Biquard, “Propriétés optique des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores,” *Le Journal de Physique et le Radium*, vol. 71, no. 10, pp. 464–477, 1932.
- [69] L. Brillouin, “La diffraction de la lumière par des ultra-sons,” *Actualities Scientifiques et Industrielles*, vol. 59, pp. 1–31, 1933.
- [70] C.V. Raman, N. S. Nagendra Nath, “The diffraction of light by high frequency sound waves: part I,” *Proceedings of the Indian Academy of Sciences*, vol. 2, pp. 406–412, 1935.
- [71] C.V. Raman, N. S. Nagendra Nath, “The diffraction of light by high frequency sound waves: part II,” *Proceedings of the Indian Academy of*

- Sciences*, vol. 2, pp. 413–420, 1935.
- [72] C.V. Raman, N. S. Nagendra Nath, “The diffraction of light by high frequency sound waves: part IV, Generalised Theory,” *Proceedings of the Indian Academy of Sciences*, vol. 3, pp. 119–125, 1936.
- [73] C.V. Raman, N. S. Nagendra Nath, “The diffraction of light by high frequency sound waves: part III, Doppler Effect and Coherence Phenomena,” *Proceedings of the Indian Academy of Sciences*, vol. 3, pp. 75–84, 1936.
- [74] C.V. Raman, N. S. Nagendra Nath, “The diffraction of light by high frequency sound waves: part V, General Considerations – Oblique Incidence and Amplitude Changes,” *Proceedings of the Indian Academy of Sciences*, vol. 3, pp. 459–465, 1936.
- [75] A. Korpel, T.-C. Poon, “Explicit Formalism for Acousto-Optic Multiple Plane-Wave Scattering,” *Journal of the Optical Society of America*, vol. 70, pp. 817–820, 1980.
- [76] R.W. Dixon, “Acoustic Diffraction of Light in Anisotropic Media,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-3, no. 2, pp. 85–93, 1967.
- [77] S.E. Harris, R.E. Wallace, “Acousto-optic tunable filter,” *Journal of the Optical Society of America*, vol. 59, no. 6, pp. 744–747, 1969.
- [78] I. C. Chang, “Analysis of the noncollinear acousto-optic filter,” *Electronics Letters*, vol. 11, no. 25, pp. 617–618, 1975.
- [79] T. Yano, A. Watanabe, “coustooptic TeO<sub>2</sub> tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction,” *Applied Optics*, vol. 15, no. 9, pp. 2250–2258, 1976.
- [80] A. Yariv, P.Yeh, *Optical waves in crystals*. New York: Wiley, 1984.
- [81] C. Duchet, C. Brot and M. Di Maggio, “Interdigital transducer for acousto – optic tunable filter on LiNbO<sub>3</sub>,” *Electronics Letters*, vol. 31, no. 15, pp. 1235–1237, 1995.
- [82] C. S. Qin, G. C. Huang, K. T. Chang and K. W. Cheung, “Low drive power, sidelobe free acousto – optic tunable filters/switches,” *Electronics Letters*, vol. 31, no. 15, pp. 1237–1238, 1995.
- [83] <http://micro.magnet.fsu.edu/primer/java/filters/aotf> .



- [84] E. Tony, S. K. Chaudhuri, "Acousto-optic filters," *IEEE Potentials*, vol. 13, no. 4, pp. 19–22, 1994.
- [85] A. Korpel, *Acousto-Optics*. New York: Marcel Dekker, 1988.
- [86] A.P. Goutzoulis, D.R. Pape (Eds.), *Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices*. New York: Marcel Dekker, 1994.
- [87] C.D. Tran, "Acousto-optic devices," *Analytical Chemistry*, vol. 64, no. 20, p. 971A–981A, 1992.
- [88] C. D. Tran, "Acousto-optic tunable filter: a new generation monochromator and more," *Analytical Letters*, vol. 33, no. 9, pp. 1711–1732, 2000.
- [89] J. Xu, R. Stroud, *Acousto-Optic Devices: Principles, Design and Applications*. New York: Wiley-Interscience, 1992.
- [90] В. В. Леманов, О. В. Шакин, "Рассеяние света на упругих волнах в одноосных кристаллах," *ФТТ*, vol. 14, pp. 229–236, 1972.
- [91] R.D. Braun, *Introduction to Instrumental Analysis*. New York: McGraw Hill, 1987.
- [92] D.A. Skoog, F.J. Holler, T.A. Nieman, *Principles of Instrumental Analysis, 5th Edition*, 5th ed. Philadelphia, PA: Saunders Publishing Company, 1998.
- [93] H. R. Morris, C. C. Hoyt, P. J. Treado, "Imaging spectrometers for fluorescent and Raman microscopy: acousto-optic and liquid crystal tunable filters," *Applied Spectroscopy*, vol. 48, pp. 857–866, 1994.
- [94] P.J. Miller, "Use of tuneable liquid crystal filters to link radiometric and photometric standards," *Metrologia*, vol. 28, pp. 145–149, 1991.
- [95] H.R. Morris, C.C. Hoyt, P. Miller, P.J. Treado, "Liquid crystal tunable filter Raman chemical imaging," *Applied Spectroscopy*, vol. 50, pp. 805–811, 1996.
- [96] J. Staromlynska, S.M. Rees, M.P. Gillyon, "High-performance tunable filter," *Applied Optics*, vol. 37, no. 6, pp. 1081–1088, 1998.
- [97] G. A. Kopp, M. J. Derks, D. F. Elmore, D. M. Hassler, J. C. Woods, J. L. Streets, J. G. Blankner, "Tunable liquid-crystal filter for solar imaging at the

- He i 1083-nm line,” *Applied Optics*, vol. 36, no. 1, pp. 291–296, 1997.
- [98] S. R. Gillespie and J. W. Carnahan, “Ultraviolet quartz acousto-optic tunable filter wavelength selection for inductively coupled plasma atomic emission spectrometry,” *Applied Spectroscopy*, vol. 55, pp. 730–738, 2001.
- [99] E. G. Bucher and J. W. Carnahan, “Characterization of an acousto-optic tunable filter and use in visible spectrophotometry,” *Applied Spectroscopy*, vol. 53, no. 5, pp. 603–611, 1999.
- [100] A. Y. S. Cheng, J. Zhu, and M. C. Y. Pau, “Characterization of a noncolinear acousto-optic tunable filter and its resolution enhancement as a near-infrared spectrometer,” *Applied Spectroscopy*, vol. 55, no. 3, pp. 350–355.
- [101] L. B. Aronson, “Electro-optic tuning and sidelobe control in acousto-optic tunable filters,” *Optics Letters*, vol. 20, no. 1, pp. 46–48, 1995.
- [102] L. B. Aronson, G. Rankin, W. R. Trutna, Jr., and D. W. Dolfi, “Reduced sidelobe integrated acousto-optic filter with birefringence apodization,” *Optics Letters*, vol. 18, no. 20, pp. 1721–1723, 1993.
- [103] G.H. Song, “Toward the ideal codirectional Bragg filter with an acousto-optic-filter design,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, no. 3, pp. 470–480, 1995.
- [104] C.D. Tran, G.C. Huang, “Characterization of the collinear beam acousto-optic filter and its comparison with the noncollinear and the tangential acousto-optic tunable filter,” *Optical Engineering*, vol. 38, pp. 1143–1148, 1999.
- [105] C.D. Tran, J. Lu, “Characterization of the acousto-optic tunable filter for the ultraviolet and visible regions and development of an acousto-optic tunable filter-based rapid scanning detector for high-performance liquid chromatography,” *Analytica Chimica Acta*, vol. 314, pp. 57–66, 1995.
- [106] V. B. Voloshinov and D. V. Bogomolov, “Effect of the parameters of a wide-aperture acousto-optic filter on the image processing quality,” *Quantum Electronics*, vol. 36, pp. 457–463.
- [107] S. N. Antonov, “Acoustooptic Nonpolar Light Controlling Devices and Polarization Modulators Based on Paratellurite Crystals,” *Technical Physics*, vol. 49, no. 10, pp. 1329–1334, 2004.

- [108] A. W. Warner, D. L. White, and W. A. Bonner, “Real-time Fourier transformation via acousto-optics,” *Journal of Applied Physics*, vol. 43, pp. 4489–4493, 1972.
- [109] V. P. Semenov, “Anisotropic acousto-optic deflector using optically active uniaxial crystals,” *Soviet Physics - Technical Physics*, vol. 26, p. 1219, 1981.
- [110] S. N. Antonov, V. M. Kotov, and V. N. Sotnikov, “Bragg polarizational light splitters based on the TeO<sub>2</sub> crystal,” *Soviet Physics - Technical Physics*, vol. 61, pp. 168–173, 1991.
- [111] K. B. Yushkov, S. Dupont, J.-C. Kastelik and V. B. Voloshinov, “Polarization-independent imaging with an acousto-optic tandem system,” *Optics Letters*, vol. 35, no. 9, pp. 1416–1418, 2010.
- [112] S. N. Antonov and V. I. Mirgorodski, “Anisotropic acousto-optic modulator of nonpolarized light based on diffraction by a slow acoustic wave in a paratellurite crystal,” *Technical Physics*, vol. 49, no. 1, pp. 83–86, 2004.
- [113] I. C. Chang, “Acousto-optic tunable filters,” *Optical Engineering*, vol. 20, pp. 824–828, 1981.
- [114] V. B. Voloshinov, V. Ya. Molchanov, and T. M. Babkina, “Acousto-optic filter of nonpolarized electromagnetic radiation,” *Technical Physics*, vol. 45, no. 9, pp. 1186–1191.
- [115] L. N. Magdich, K. B. Yushkov, and V. B. Voloshinov, “Wide-aperture diffraction of unpolarised radiation in a system of two acousto-optic filters,” *Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 347–352, 2009.
- [116] D. Cao, P. P. Banerjee, and T.-C. Poon, “Image edge enhancement with two cascaded acousto-optic cells with contrapropagating sound,” *Applied Optics*, vol. 37, no. 14, pp. 3007–3014, 1998.
- [117] V. I. Pustovoit, V. E. Pozhar, M. M. Mazur, V. N. Shorin, I. B. Kutuzov, and A. V. Perchik, “Double AOTF spectral imaging system” in acousto-optics and photoacoustics,” *SPIE Proceedings*, vol. 5953, pp. 200–203, 2005.
- [118] C. Zhang, Zh. Zhang, H. Wang, and Y. Yang, “Spectral resolution enhancement of acousto-optic tunable filter by double-filtering,” *Optics*

- Express*, vol. 16, no. 14, pp. 10234–10239, 2008.
- [119] C. Barta, P. M. Silvestrova, N. A. Moiseeva, J. U. V. Pisarevskij, “Propagation of acoustic waves in crystals of univalent mercury halides,” *Kristall und Technik*, vol. 15, no. 7, pp. 843–848, 1980.
- [120] X.L. Wang, D.E. Vaughan, V. Pelekhaty, J. Crisp, “A novel miniature spectrometer using an integrated acousto-optic tunable filter,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 65, pp. 3653–3656.
- [121] X.L. Wang, J. Crisp, “An microspectrometer based upon an integrated acousto-optic tunable filter,” *The Pittsburgh Conference on Analytical Chemistry and Applied Spectroscopy*, 1995.
- [122] L. N. Binh and J. Livingstone, “A Wide-Band Acoustooptic TE-TM Mode Converter Using a Doubly Confined Structure,” *Quantum Electronics*, vol. 16, p. 964, 1980.
- [123] H. Herrmann, P. Muller-Reich, V. Reimann, R. Ricken, H. Seibert, and W. Sohler, “Integrated optical, TE- and TM-pass, acoustically tunable, double-stage wavelength filters in LiNbO<sub>3</sub>,” *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 642 – 644, 1992.
- [124] G. Bu, D. Ciplys, M. S. Shur, G. Namkoong, W. A. Doolittle, and W. D. Hunt, “Leaky surface acoustic waves in Z-LiNbO<sub>3</sub> substrates with epitaxial AlN overlays,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 15, pp. 3313–3315, 2004.
- [125] M. K. Smith, A. M. J. Koonen, H. Herrmann, and W. Sohler, “PHASAR-based devices and integrated acoustooptical devices in LiNbO<sub>3</sub>,” *Fiber Optic Communication*, pp. 262–312, 2001.
- [126] S. K. Dubey, T. Anna, C. Shakher, and D. S. Mehta, “Fingerprint detection using full- field swept-source optical coherence tomography,” *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 18, p. 181106–08, 2007.
- [127] T. Xie, Z. Wang, and Y. Pan, “Dispersion compensation in high-speed optical coherence tomography by acousto-optic modulation,” *Applied Optics*, vol. 44, no. 20, pp. 4272–4280, 2005.
- [128] N. Gupta and R. Dahmani, “Acousto-optic sensing and imaging for biomedical applications,” *Proceedings of the 19th Annual International*

*Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, vol. 702, p. 702, 1997.

[129] Y.-Q. Lu, Y.-Y. Zhu, Y.-F. Chen, S.-N. Zhu, N.-B. Ming, and Y.-J. Feng, "Optical properties of an ionic-type phononic crystal," *Science*, vol. 284, pp. 1822–1824, 1999.

[130] Y. Zhu and N. Ming, "Ultrasonic excitation and propagation in an acoustic superlattice," *Journal of Applied Physics*, vol. 72, no. 3, pp. 904–914, 1992.

[131] D. Yudistira, D. Janner, S. Benchabane and V. Pruneri, "Integrated acousto-optic polarization converter in a ZX-cut LiNbO<sub>3</sub> waveguide superlattice," *Optics Letters*, vol. 34, no. 20, pp. 3205–3207.

[132] D. Yudistira, S. Benchabane, D. Janner, and V. Pruneri, "Surface acoustic wave generation in ZX-cut LiNbO<sub>3</sub> superlattices using coplanar electrodes," *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 5, p. 052901–03, 1999.

[133] J. Amin, V. Pruneri, J. Webjörn, P. St. J. Russell, D. C. Hanna, J. S. Wilkinson, "Blue light generation in a periodically poled Ti:LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide," *Optics Communications*, vol. 135(1-3), pp. 41–44, 1997.

[134] Y. Ohmachi, "Acousto-optical light diffraction in thin films," *Journal of Applied Physics*, vol. 44, pp. 3928–3933, 1973.

[135] H. Gnewuch, N. K. Zayer, C. N. Pannell, G. W. Ross, and P. G. R. Smith, "Broadband monolithic acousto-optic tunable filter," *Optics Letters*, vol. 25, pp. 305–307, 2000.

[136] J. Krokstad and L. O. Svaasand, "Scattering of light by ultrasonic surface waves in quartz," *Applied Physics Letters*, vol. 11, no. 155, 1967.

[137] E. P. Ippen, "PhD thesis," University of California, Berkeley, 1968.

[138] E. K. Sittig and G. A. Coquin, "Filters and dispersive delay lines using repetitively mismatched ultrasonic transmission lines," *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 15, no. 2, pp. 111–118, 1968.

[139] R. F. Milsom, M. Redwood, "Generation of Bleustein--Gulyaev and bulk-shear waves by interdigital transducers on a piezoelectric ceramic," *Electronics Letters*, vol. 9, no. 18, pp. 417–419, 1973.

- [140] W. S. Goruk, G. I. Stegeman, “Surface-wave reflection phenomena at interfaces on y-z LiNbO<sub>3</sub>,” *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 11, pp. 6719–6728, 1979.
- [141] W. R. Klein, and B. D. Cook, “Unified approach to ultrasonic light diffraction,” *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 14, pp. 123–134, 1967.
- [142] K. Y. Hashimoto, M. Yamaguchi, and H. Kogo, “Experimental verification of SSBW and leaky SAW propagating on rotated Y-cuts of LiNbO<sub>3</sub> AND LiTaO<sub>3</sub>,” *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 345 – 349, 1983.
- [143] J. V. Knuuttila, J. Koskela, J. Vartiainen, M. M. Salomaa, C. S. Hartmann, V. P. Plessky, “BAW radiation from LSAW resonators on lithium tantalate,” *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, vol. 193, pp. 193–196, 2001.
- [144] H. Jahn, E. Teller, “Stability of Polyatomic Molecules in Degenerate Electronic States. I. Orbital Degeneracy,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 161, no. 905, pp. 220–235, 1937.
- [145] C. Zenner, “Interaction between the d-shells in the transition metals. II. Ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure,” *Physical Review*, vol. 82, pp. 403–405, 1951.
- [146] H. Kawano, R. Kajimoto, M. Kubota, and H. Yoshizawa, “Ferromagnetism-induced reentrant structural transition and phase diagram of the lightly doped insulator La<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub> (x < 0.17),” *Physical Review B*, vol. 53, p. R14709–R14712, 1996.
- [147] J. Geck, P. Wochner, D. Bruns et al., “Rearrangement of the orbital-ordered state at the metal-insulator transition of La<sub>7/8</sub>Sr<sub>1/8</sub>MnO<sub>3</sub>,” *Physical Review B*, vol. 69, pp. 104413–104421, 2004.
- [148] J. D. Lee and B. I. Min, “Charge ordering in doped manganese oxides: Lattice dynamics and magnetic structure,” *Physical Review B*, vol. 55, no. 22, p. R14713–R14716, 1997.

- [149] G. M. Zhao, V. Smolyaninova, W. Prellier, & H. Keller, “Electrical transport in the ferromagnetic state of manganites: Small polaron metallic conduction at low temperatures,” *Physical Review Letters*, vol. 84, pp. 6086–6089, 2000.
- [150] Y. S. Wang, A. K. Heilman, B. Lorenz, Y. Y. Xue, and C. W. Chu, “Oxygen-isotope effects on  $\text{La}_{0.65}\text{Ca}_{0.35}\text{MnO}_3$  under pressure,” *Physical Review B*, vol. 60, p. R14998–R15001, 1999.
- [151] Yu. V. Ilisavskii, A. V. Goltsev, K. V. Dyakonova, N. F. Kartenko, V. V. Popov, E. Z. Yakhkind, V. P. Dyakonov, and A. V. Klimov,, “Anomalous acoustoelectric effect and the transport properties of thin  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  films,” *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 94, no. 6, pp. 1179–1187, 2002.
- [152] M. Ziese, G. Heydon, R. Hohne, P. Esquinazi, J. Dienelt, “Step-edge magnetoresistance in  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  films,” *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 10, p. 1481, 1999.
- [153] R. Mahendiran, A. K. Raychaudhuri, A. Chainani, D. D. Sarma, S. B. Roy, “Large magnetoresistance in  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  and its dependence on magnetization,” *Applied Physics Letters*, vol. 66, no. 2, pp. 233–235, 1995.
- [154] G. H. Jonker and J. H. Van Saten, “Magnetotransport properties of doped manganese oxides,” *Physica*, vol. 16, p. 337, 1950.
- [155] S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh, J. H. Chen, “Thousandfold change in resistivity in magnetoresistive La-Ca-Mn-O Films,” *Science*, vol. 264, p. 413, 1994.
- [156] R. M. von Helmholt, J. Wecker, B. Holzapfel, L. Schultz, K. Samwer, “Giant negative magnetoresistance in perovskite-like  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$  ferromagnetic films,” *Physical Review Letters*, vol. 71, pp. 2331–2333, 1993.
- [157] R. D. Shannon, C. T. Prewitt, “Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides,” *Acta Crystallographica A*, vol. 32, p. 785, 1976.
- [158] R. Mahendiran, R. Mahesh, A. K. Raychaudhuri, C. N. R. Rao, “Room temperature giant magnetoresistance in  $\text{La}_{1-x}\text{Pb}_x\text{MnO}_3$ ,” *Journal of Physics*

- D: Applied Physics*, vol. 28, p. 1743, 1995.
- [159] Y. Hao, W. Ma, Y. Qu, T. Xu, "Temperature sensitive properties of the  $\text{La}(\text{Ti}_x\text{Mn}_{1-x})\text{O}_3$  system," *Journal of Electroceramics*, vol. 15, p. 251, 2005.
- [160] L. S. Lakshmi, V. Sridharan, D. V. Natarajan, S. Chandra, V. S. Sastry, T. S. Radhakrishnan, P. Pandian, R. J. Joseyphus, A. Narayanasamy, "Possible magnetic phase separation in Ru-doped  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ ," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 257, p. 195, 2003.
- [161] D. J. Wang, J. R. Sun, S. Y. Zhang, G. J. Liu, B. G. Shen, H. F. Tian, J. Q. Li, "Hall effect in  $\text{La}_{0.7}\text{Ce}_{0.3}\text{MnO}_{3+d}$  films with variable oxygen content," *Physical Review B*, vol. 73, p. 144403, 2006.
- [162] B. Vengalis, *Kristalografijos įvadas: mokomoji knyga*. Vilnius: Technika, 2000.
- [163] K. Dorr, "Ferromagnetic manganites: spin-polarized conduction versus competing interactions," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, p. 125, 2006.
- [164] A. P. Ramirez, "Colossal magnetoresistance," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 9, p. 8171, 1997.
- [165] P. Schiffer, A. P. Ramirez, W. Bao, S.-W. Cheong, "Low temperature magnetoresistance and the magnetic phase diagram of  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ," *Physical Review Letters*, vol. 75, p. 3336, 1995.
- [166] M. F. Hundley, M. Hawley, R. H. Heffner, Q. X. Jia, J. J. Neumeier, J. Tesmer, J. D. Thompson, X. D. Wu, "Transport magnetism correlation in the ferromagnetic oxide  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ," *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 6, p. 860, 1995.
- [167] K. Kubo and N. Ohata, "A quantum theory of double exchange," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 33, no. 1, p. 21, 1972.
- [168] N. F. Mott, *Metal-Insulator Transitions*. London: Taylor and Francis, 1974.
- [169] G. J. Snyder, R. Hiskes, S. DiCarolis, M. R. Beasley, and T. H. Geballe, "Intrinsic electrical transport and magnetic properties of  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  and  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  MOCVD thin films and bulk material," *Physical Review B*,



vol. 53, no. 21, p. 14434, 1996.

[170] S. Fang, Z. Pang, F. Wang, L. Lin and S. Han, “Annealing effect on transport and magnetic properties of  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  thin films grown on glass substrates by RF magnetron sputtering,” *Journal of Materials Sciences and Technology*, vol. 27, no. 3, pp. 223–226, 2011.

[171] L. Signorini, M. Riva, M. Cantoni, R. Bertacco, F. Ciccacci, “Epitaxial  $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$  thin films with unconventional magnetic and electric properties near the Curie temperature,” *Thin Solid Films*, vol. 515, no. 2006, pp. 496–499.

[172] S.Y. Yang, W.L. Kuang, Y. Liou, W.S. Tse, S.F. Lee, Y.D. Yao, “Growth and characterization of  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  films on various substrates,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 268, pp. 326–331, 2004.

[173] D. R. Sahu, D. K. Mishrab, J.-L. Huanga, B. K. Roul, “Annealing effect on the properties of  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  thin film grown on Si substrates by DC sputtering,” *Physica B*, vol. 396, pp. 75–80, 2007.

[174] D. R. Sahu, “Lateral parameter variations on the properties of  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  films prepared on Si (100) substrates by dc magnetron sputtering,” *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 503, pp. 163–169, 2010.

[175] I. Bergenti, V. Dediu, M. Cavallini, E. Arisi, A. Riminucci, C. Taliani, “Properties of thin manganite films grown on semiconducting substrates for spintronics applications,” *Current Applied Physics*, vol. 7, pp. 47–50, 2007.

[176] X. Zhu, H. Shen, Z. Tang, K. Tsukamoto, T. Yanagisawa, M. Okutomi, N. Higuchi, “Structural and magnetotransport properties of  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  thin films prepared by metal–organic decomposition under different annealing process,” *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 488, pp. 437–441, 2009.

[177] C. S. Xiong, Z. L. Luo, Y. H. Xiong, G. N. Meng, Z. P. Jian, W. Yi, D. G. Zong, Z. C. Xia, S. L. Yuan, “The effect of oxygen partial pressure on the electron–magnetic properties of  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_{3-d}$  epitaxial films with different orientations,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 257, pp. 369–376, 2003.

[178] M. C. Terzzoli, D. Rubi, S. Duhalde, M. Villafuerte, M. Sirena, L.

- Steren, “Transport properties of pulsed laser deposited  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  thin films,” *Applied Surface Science*, vol. 186, pp. 458–462, 2002.
- [179] E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, “Colossal magnetoresistant materials: The key role of phase separation,” *Physical Reports*, vol. 344, pp. 1–153, 2001.
- [180] B. Dabrowski, X. Xiong, Z. Bukowski, R. Dybziński, P. W. Klamut, J. E. Siewenie, O. Chmaissem, J. Shaffer, C. W. Kimball, J. D. Jorgensen and S. Short, “Structure-properties phase diagram for  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0.1 < x < 0.2$ ),” *Physical Review B*, vol. 60, no. 10, pp. 7006–7017, 1999.
- [181] H. Nakano, Y. Motome, and M. Imada, “Incoherent charge dynamics in perovskite manganese oxides,” *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 69, pp. 1282–1285, 2000.
- [182] A. P. Ramirez, P. Schiffer, S.-W. Cheong et al., “Thermodynamic and electron diffraction signatures of charge and spin ordering in  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ,” *Physical Review Letters*, vol. 76, no. 17, pp. 3188–3191, 1996.
- [183] H. Fujishiro, M. Ikebe, Y. Konno, and T. Fukase, “Sound velocity anomaly associated with polaron ordering in  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ,” *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 66, pp. 3703–3705, 1997.
- [184] H. Fujishiro, T. Fukase, M. Ikebe, and T. Kikuchi, “Sound velocity anomaly at around  $x=1/8$  in  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ,” *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 68, no. 5, pp. 1469–1472, 1999.
- [185] T. W. Darling, A. Migliori, E. G. Moshopoulou, Stuart A. Trugman, J. J. Neumeier, J. L. Sarrao, A. R. Bishop, and J. D. Thompson, “Measurement of the elastic tensor of a single crystal of  $\text{La}_{0.83}\text{Sr}_{0.17}\text{MnO}_3$  and its response to magnetic fields,” *Physical Review B*, vol. 57, pp. 5093–5097, 1998.
- [186] C. Zhu and R. Zheng, “Ultrasonic evidence for magnetoelastic coupling in  $\text{La}_{0.60}\text{Y}_{0.07}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  perovskites,” *Physical Review B*, vol. 59, pp. 11169–11171, 1999.
- [187] Y. P. Gaidukov, N. P. Danilova et al., “Behaviour of sound velocities in the compounds  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  near magnetic and structural phase transitions,” *JETP Letters*, vol. 68, no. 2, pp. 153–159, 1996.

- [188] H. G. Bogdanova, A. R. Bulatov, V. A. Golenishchev-Kutuzov, and A. A. Potapov, “Features of acoustic wave propagation near the structural phase transition in the  $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  manganite,” *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 71, no. 8, pp. 1158–1160, 2007.
- [189] Kh. G. Bogdanova, A. R. Bulatov, V. A. Golenishchev-Kutuzov, A. V. Golenishchev-Kutuzov, and A. V. Kapralov, “Acoustic anomalies near phase transitions in manganite,” *Acoustical Physics*, vol. 48, no. 5, pp. 524–528, 2002.
- [190] H. Kong and C. Zhu, “Ultrasonic anomalies in  $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{2/3}\text{MO}_3$  (M = Fe, Mn),” *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 4, p. 041920–22, 2006.
- [191] C. Zhu, R. Zheng, J. Su, and W. Shong, “Ultrasonic behaviours near different phase transitions in  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ,” *Journal of Physics:Condens. Matter*, vol. 12, no. 6, p. 823, 2000.
- [192] X.-G. Li, H. Chen, C. F. Zhu, H. D. Zhou, R. K. Zheng, J. H. Zhang, and L. Chen, “Ultrasonic study on charge ordering, magnetic, and structural changes in  $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{Mn}_{0.93}\text{Cr}_{0.07}\text{O}_3$ ,” *Applied Physics Letters*, vol. 76, pp. 1173–1175, 2000.
- [193] Y. Yamada, J. Suzuki, K. Oikawa, S. Katano, J. A. Fernandez-Baca, “Neutron diffraction of hole polaron ordering in  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $x \approx 1/8$ ),” *Physical Review B*, vol. 62, no. 17, pp. 11600–11608, 2000.
- [194] R. Klingeler, J. Geck, R. Gross, L. Pinsard-Gaudart, A. Revcolevschi, S. Uhlenbruck, and B. Büchner, “Magnetism and the charge order transition in lightly doped  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ,” *Physical Review B*, vol. 65, no. 17, p. 174404–09, 2002.
- [195] G. C. Papavassiliou, M. Pissas, G. Diamantopoulos, M. Belesi, M. Fardis, D. Stamopoulos, A. G. Kontos, M. Hennion, Janez Dolinšek, J.-Ph. Ansermet, C. Dimitropoulos, “Low temperature charge and orbital textures in  $\text{La}_{(0.875)}\text{Sr}_{(0.125)}\text{MnO}_3$ ,” *Physical Review Letters*, vol. 96, pp. 097201–1–097201–4, 2006.
- [196] E. A. Turov and A. A. Lugovoĭ, *Fizika Metallov i Metallovedenie*, vol. 50, no. 5, p. 903, 1980.

- [197] D. Berlincourt and H. Jaffe, “Elastic and piezoelectric coefficients of single-crystal barium titanate,” *Physical Review*, vol. 111, pp. 143–148, 1958.
- [198] Yu. Ilisavskii, A. Goltsev, K. Dyakonov, E. Yakhkind, V. P. Dyakonov, A. Klimov, S. J. Lewandowski, H. Szymczak, “Surface acoustic wave propagation in manganese oxide films,” in *3rd European Congress on Acoustic*, Sevilla, Spain, 2002.
- [199] L.P. Gorkov, “Lattice and magnetic effects in doped manganites,” *Physics-Uspexhi*, vol. 41, no. 6, pp. 589–594, 1998.
- [200] E L Nagaev, “Lanthanum manganites and other giant-magnetoresistance magnetic conductors,” *Physics-Uspexhi*, vol. 39, pp. 781–805, 1996.
- [201] G. Jakob, W. Westburg, F. Martin, and H. Adrian, “Resistivity and Hall effect at high temperatures in  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ ,” *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 8, pp. 4803–4805, 1999.
- [202] K. A. Ingebrigtsen, “Linear and nonlinear attenuation of acoustic surface waves in a piezoelectric coated with a semiconducting film,” *Journal of Applied Physics*, vol. 41, pp. 454–459, 1970.
- [203] L. Wang, J. Yin, S. Huang, X. Hunag, J. Xu, Z. Liu, and K. Chen, “Thermally activated drift mobility and small polaron conduction in  $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.11}\text{Ca}_{0.14}\text{MnO}_3$  thin films investigated by the traveling wave method,” *Physical Review B*, vol. 60, no. 10, p. R6976–79.
- [204] T. T. M. Palstra, A. P. Ramirez, S-W. Cheong, and B. R. Zegarski, P. Schiffer, J. Zaanen, “Transport mechanisms in doped  $\text{LaMnO}_3$ : Evidence for polaron formation,” *Physical Review B*, vol. 56, no. 9, pp. 5104–5107, 1997.
- [205] G. Weinreich, “Ultrasonic attenuation by free carriers in germanium,” *Physical Review*, vol. 107, no. 1, pp. 317–318, 1957.
- [206] C. Zhu, R. Zheng, J. Su, and J. He, “Ultrasonic anomalies in  $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  near the Curie temperature,” *Applied Physics Letters*, vol. 74, pp. 3504–3506, 1999.
- [207] R. T. Smith and F. S. Welsh, “Temperature dependence of the elastic, piezoelectric, and dielectric constants of lithium tantalate and lithium niobate,” *Journal of Applied Physics*, vol. 42, no. 6, pp. 2219–2231, 1971.

- [208] R. Rimeika, A. Sereika, and D. Čiplys, “Acoustoelectric effects in reflection of leaky acoustic waves from LiTaO<sub>3</sub> crystal surface coated with metal film,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 052909–1–3, 2011.
- [209] T. Gertus, P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys and, V. Smilgevičius, “Surface acoustic wave transducers fabricated by femtosecond laser ablation,” *Electronics Letters*, vol. 46, no. 17, pp. 1175 – 1176, 2010.
- [210] T. Gertus, M. Mikutis, P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys and, V. Smilgevičius, “Surface-acoustic-wave phononic crystal device fabricated by femtosecond laser ablation,” *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. accepted for publication, 2012.
- [211] А. А. Блистанов, В. С. Бондаренко, *Акустические кристаллы*. Москва: Наука, 1982.
- [212] P. Každailis, R. Rimeika, D. Čiplys, “Light interaction with leaky acoustic wave radiation in YX-LiTaO<sub>3</sub>,” in *Proceedings of the Conference Acoustics '08 Paris*, Paris, 2008, pp. 2085 – 2089.
- [213] C. S. Tsai, “Acousto-Optics: Interactions, Devices, and Applications,” Springer, 1990, p. 332.
- [214] R. Rimeika and D. Čiplys, “Rayleigh and leaky surface acoustic waves in proton-exchanged lithium niobate,” *Ultrasound*, vol. 55, no. 2, pp. 33–36, 2005.
- [215] A. J. Ricco, S. J. Martin and T. E. Zipperian, “Surface acoustic wave gas sensor based on film conductivity changes,” *Sensors and Actuators*, vol. 8, pp. 319–333, 1985.
- [216] I. T. Gomes, A. M. Pereira, J. P. Araujo, A. M. L. Lopes, M. E. Braga, B. G. Almeida, “La<sub>2/3</sub>Ca<sub>1/3</sub>MnO<sub>3</sub> thin films deposited by laser ablation on lithium niobate substrates,” *J. Phys. Confer.*, vol. 200, p. 052007–1–4, 2010.
- [217] A. Lisauskas, A. Sužiedėlis, A. Lučun, A. Oginskas, J. Gradauskas, B. Vengalis, S. Ašmontas, “Resistance variation of epitaxial La<sub>2/3</sub>Ca<sub>1/3</sub>MnO<sub>3</sub> thin films under microwave radiation,” *Lithuanian Journal of Physics*, vol. 42, pp. 331–335, 2002.
- [218] A. Lisauskas, A. Sužiedėlis, A. Lučun, A. Oginskis, J. Gradauskas, B.

Vengalis, S. Ašmontas, “Microwave response of  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  thin films,”  
*Solid State Phenomena*, vol. 94, pp. 257–260, 2003.