

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

VYTAUTAS PURLYS

**TRIMAČIAI FOTONINIAI KRISTALAI:
FORMAVIMAS IR TAIKYMAS CHROMATINIŲ
BEI ERDVINIŲ ŠVIESOS SAVYBIŲ VALDYMUI**

Daktaro disertacija
Fiziniai mokslai, Fizika (02P)

Vilnius 2015

Disertacija rengta 2010 – 2014 metais Vilniaus universitete.

Mokslinis vadovas

Prof. dr. Roaldas Gadonas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai,
fizika – 02P).

Turinys

Trumpinių sąrašas	5
Įvadas	6
Disertacijos tikslas	9
Naujumas	9
Praktinė reikšmė	9
Ginamieji teiginiai	11
Publikacijų sąrašas	11
Autoriaus ir tyrimų bendraautorių indėlis	15
Disertacijos struktūra	16
1 Fotoniniai kristalai: pagrindinės savybės, veikimo principai, taikymai	18
1.1 Natūralūs fotoniniai kristalai	20
1.2 Pagrindiniai fotoninių kristalų teorijos elementai	24
1.2.1 Atvirkštinė erdvė	24
1.2.2 Blocho teorema	25
1.2.3 Banginė lygtis	25
1.2.4 Juostinės diagramos	27
1.2.5 Izodažninės diagramos	28
1.2.6 Rastų rietuvės fotoninių kristalų geometrija	31
1.3 Chromatiniai dispersijos reiškiniai	32
1.3.1 Draustinis energijų tarpas	32
1.3.2 Lėtosios šviesos reiškinys	34
1.4 Erdvinės dispersijos reiškiniai fotoniniuose kristaluose	36
1.4.1 Šviesos neigiamo lūžio, fokusavimosi ir superkolimacijos reiškiniai	36
1.4.2 Superprizmės reiškinys	41
1.4.3 Erdvinis šviesos filtravimas	43

2	Skaidrių medžiagų apdirbimas femtosekundiniais lazerio impulsais	45
2.1	Skaidrių medžiagų apdirbimo fizikiniai mechanizmai	47
2.2	Daugiafotonės polimerizacijos technologija	52
3	Trimačių mikrodarinių formavimo technologijų eksperimentinė įranga bei medžiagos	55
3.1	Trimačių mikrodarinių formavimo sistemos	55
3.2	Programinė įranga <i>3DPoli</i>	59
3.3	Natrio-kalcio silikatiniai stiklai	62
3.4	Hibridiniai organiniai-neorganiniai fotopolimerai	63
3.5	Papildoma įranga ir pavyzdžiai	67
4	Struktūrinės spalvos dirbtiniuose polimeriniuose fotoniniuose kristaluose	70
5	Šviesos pluoštų fokusavimas plokščiais fotoniniais kristalais	80
6	Šviesos erdvinio spektro valdymas fotoniniais kristalais	88
6.1	Erdvinis šviesos pluoštų filtravimas fotoniniais kristalais . . .	89
6.2	Skyriaus apžvalga	90
6.3	Svarbiausi erdviniam filtravimui skirtų fotoninių kristalų geometriniai parametrai	91
6.4	Skaitmeniniai fotoninių kristalų modeliavimo metodai	94
6.5	Fotoninių kristalų formavimas natrio-kalcio silikatinuose stikluose	101
6.6	Erdvinis filtravimas čirpuotais fotoniniais kristalais	105
6.7	Ašinės simetrijos fotoniniai kristalai	113
6.8	Superkolimacijos efektas ašinės simetrijos fotoniniuose kristaluose	119
	Literatūros sąrašas	125

Trumpinių sąrašas

1D - vienos dimensijos, vienmatis

2D - dviejų dimensijų, dvimatis

3D - trijų dimensijų, trimatis

BZ - Brijueno zona

1BZ - pirmoji Brijueno zona

DJT - draustinių juostų tarpas

KDJT - kampinis draustinių juostų tarpas

DFP - daugiafotonė polimerizacija, daugiafotonės polimerizacijos technologija

FK - fotoninis kristalas

SEM - skenuojantis elektroninis mikroskopas

FDTD - baigiamųjų skirtumų laiko plotmės (metodas)

UV - ultravioletinis, ultravioletinė spinduliuotė

HeNe - helio neono (lazeris)

fcc - paviršiuje centruota kubinė (gardelė)

fct - paviršiuje centruota tetragoninė (gardelė)

Įvadas

Dažnai prasitaręs jog rašau disertaciją fotoninių kristalų tema, sulaukiu klausimo: „O kas gi tie fotoniniai kristalai?“ Į šį klausimą trumpai ir suprantamai atsakyti niekada nėra lengva, nes tai gana plati sąvoka, įvardijanti sudėtingus darinius. Bene dažniausiai sutinkamas jų apibrėžimas teigia, kad tai dariniai, sudaryti iš periodiškai kintančio lūžio rodiklio sričių, kurių poveikis fotonams primena įprastinių kristalų periodinio elektrinio lauko poveikį elektronams. Geras tokios analogijos pavyzdys yra draustinių energijų tarpas, galimas tiek kietuosiuose kūnuose elektronams, tiek fotonuose kristaluose fotonams, kurio prigimtis abiejuose kristalų tipuose yra panaši. Tai kristalų savybė, dėl kurios tam tikros energijos dalelės neturi galimų užimti būsenų, dėl to negali sklisti visomis arba tik tam tikromis kryptimis. Jeigu draustinių energijų tarpą turi įprastinis kristalas, tuomet jis yra dielektrikas arba puslaidininkis, o jei šią savybę turi fotoninis kristalas, tuomet jis veikia lyg optinis izoliatorius, t.y. veidrodis.

Dar prieš fotoninių kristalų atradimą buvo žinoma, jog daugiasluoksniai dielektriniai dariniai dėl konstruktyvios interferencijos gali veikti kaip itin aukšto atspindžio koeficiento veidrodžiai, jeigu parenkami tinkami sluoksnių periodai bei lūžio rodikliai. Tokie veidrodžiai gali turėti 99,999 % ar net dar aukštesnį atspindžio koeficientą. Palyginimui, regimojoje srityje sidabrinų veidrodžių atspindžio koeficientas tėra 95 – 99 %, o buitinių veidrodžių tik 88 – 92 %. Dielektriniai veidrodžiai, kartais dar vadinami Brego veidrodžiais, buvo aprašyti dar 1887 m. lordo Relėjaus darbuose [1, 2], o dabar priskiriami vienmačiams fotoniniams kristalams.

Prireikė lygiai šimto metų kol buvo suprasta, jog tokius, itin aukštą atspindžio koeficientą turinčius, veidrodžius galima padaryti ne tik vienmačius, bet ir dvimačius arba trimačius [3, 4]. Iš pradžių šiais veidrodžiais ke-tinta apsupti sužadintą dalelę, siekiant užgesinti spontaninę emisiją, tačiau labai greitai buvo pastebėta, jog periodinio lūžio rodiklio dariniai, pavadinti fotoniniais kristalais, be draustinių juostų tarpo gali turėti ir daugiau

įdomių savybių. Juose, parenkant tinkamus medžiagų lūžio rodiklius bei periodus, įmanoma kontroliuoti chromatinę bei erdvinę dispersiją. Tai leidžia įvairiai valdyti šviesos sklaidimą. Pavyzdžiui, galima suformuoti tokius fotoninius kristalus, kuriuose bet kokios skėsties bei kritimo kampo šviesos pluoštai sklistų nedifraguodami neribotą atstumą, tai vadinama superkolimacijos reiškiniu [5–10]. Parinkus kitus parametrus galima sukurti neigiamo šviesos lūžio reiškinį, kada šviesa lūžta priešinga nei įprasta kryptimi, tarsi fotoninis kristalas turėtų neigiamą lūžio rodiklį [11]. Šis reiškinys leidžia sukurti lęšius, neturinčius optinės ašies, tačiau turinčius plokščią paviršių ir pasižyminčius daug geresne nei įprastinių lęšių skiriamąja geba [12, 13]. Fotoniniais kristalais taip pat galima išvalyti pluoštų erdvinį spektrą [14, 15]. Tokie filtrai, kurių matmenys tėra ~ 1 mm eilės, ateityje galėtų pakeisti dabar erdviniam filtravimui naudojamas daug vietos užimančias dviejų lęšių ir siauros diafragmos sistemas. Fotoniniuose kristaluose įmanomas ir lėtosios šviesos reiškinys [16], kada efektyvus šviesos sklaidimo greitis gali būti sumažintas tiek, jog ją galima aplenksti pėsčiomis. Ir tai dar ne visi galimi reiškiniai.

Vienmačiai fotoniniai kristalai jau yra plačiai taikomi praktikoje. Tai įvairių tipų daugiasluoksnės dangos, paprastai skirtos atspindėti šviesai arba atvirkščiai – panaikinti jos atspindį. Šias dangas galime aptikti ir kasdieniniuose įrenginiuose, pavyzdžiui, mobiliuosiuose telefonuose, fotoaparatuose, lazeriniuose spausdintuvuose, akiniuose, žiūronuose, kompiuterių ekranuose ir pan. Dvimačiai fotoniniai kristalai naudojami fotoninių kristalų šviesolaidžiuose, kuriuose šviesa neištrūksta iš šerdies ne dėl pilno vidaus atspindžio, bet dėl šerdį supančio dvimačio kristalo draustinių energijų tarpo [17]. Trimačiai fotoniniai kristalai yra patys sudėtingiausi ir praktikoje plačiai dar nėra taikomi dėl sudėtingų jų gamybos metodų. Įdomu, jog jie, kaip ir kitų dimensijų fotoniniai kristalai, yra plačiai „taikomi“ natūralioje gamtoje jau milijonus metų. Įvairūs akmenys, augalai, vabalai, paukščiai, jūrų ir kiti gyvūnai neretai turi natūralių fotoninių kristalų, nulemiančių jų ryškias, neblunkančias spalvas, leidžiančių geriau matyti tamsoje ar suteikiančių kitų, kartais pašalinių savybių. Pavyzdžiui, buvo pastebėta, jog fotoniniai kristalai esantys *Morpho* drugelių sparnuose ne tik suteikia ryškiai mėlyną spalvą, bet gali veikti ir kaip greitaveikiai bolometrai, leidžiantys registruoti nežymius tolimosios infraraudonosios srities spinduliuotės pokyčius naudojantis regimojo ruožo spinduliuote [18]. Remiantis gausiais trimačių

fotoninių kristalų pavyzdžiais natūralioje gamtoje, galima neabejoti, jog jie ateityje taip pat bus pritaikyti praktiškai.

Fotoninių kristalų periodas dažniausiai yra bangos ilgio eilės dydis. Regimojo spektro dalyje veikiančius fotoninius kristalus dėl šios priežasties yra sudėtinga suformuoti, ypač aukštesnių dimensijų. Vienmačių fotoninių kristalų sluoksniai paprastai formuojami dangų garinimo būdu. Dvimačiai fotoniniai kristalai dažniausiai formuojami naudojant UV arba elektronų pluošto litografijos technologijas. Trimačius fotoninius kristalus suformuoti dar sudėtingiau, tinkamiausių technologijų vis dar ieškoma.

Paradoksalu, jog eksperimentiškai pademonstruotas pirmasis veikiantis fotoninis kristalas buvo sudėtingiausios, trimatės, geometrijos [19]. Jis buvo pritaikytas veikti mikrobangų diapazone ir buvo pagamintas tam tikrais kampais medžiagos tūryje išgręžiant skylės mechaniškai. Tačiau, norint suformuoti kristalus veikiančius optiniame ruože, reikia ieškoti tiek aukštesnės skyros medžiagų apdirbimo technologijų, tiek dideliu lūžio rodiklio kontrastu pasižyminčių medžiagų. Pirmasis veikiantis optiniame ruože trimatis fotoninis kristalas buvo pademonstruotas 1998 m. [20], jo draustinių juostų tarpas buvo 10 – 14,5 μm srityje. Šis kristalas pagamintas iš silicio naudojantis mikroelektronikoje naudojama UV litografijos technologija. Dar didesnių pastangų reikia siekiant suformuoti matomajame ruože veikiančius trimačius fotoninius kristalus. Vienos iš perspektyvių technologijų, leidžiančių suformuoti aukštos skyros trimačius mikrodarinius yra tiesioginio lazerinio rašymo technologijos, kada aštriai sufokusuotu femtosekundinio lazerio pluoštu lokaliaje erdvės dalyje sukuriama medžiagos modifikacijos stiklų arba fotopolimerų tūryje. Sukeliant šias modifikacijas vis kitame erdvės taške galima „nupiešti“ beveik bet kokios formos trimačius mikrodarinius, tiesa, retai turinčius didesnę nei $\Delta n_{max} \approx 0,5$ lūžio rodiklio kontrastą fotopolimeruose ir $\Delta n_{max} \approx 0,01$ stikluose. Šios technologijos pirmą sykį buvo pademonstruotos 1996-1997 m. ir, dėl savo universalumo bei aukštos skyros, yra patrauklios naudoti fotoninių kristalų tyrimuose. Kita vertus, net ir šiomis, aukštos skyros, technologijomis sudėtinga suformuoti tokio mažo periodo fotoninius kristalus, tad tenka ieškoti išeičių, kurios tėra dvi: tobulinti technologijas siekiant pagerinti jų skyrą arba ieškoti būdų kaip nagrinėjamus fotoninių kristalų reiškinius stebėti ilgesnius periodus ir mažesnę lūžio rodiklio kontrastą turinčiuose kristaluose. Pastaroji strategija sieja visus šioje disertacijoje aprašytus fotoninius kristalus bei autorius

publikacijas [A1-A8].

Disertacijos tikslas

Naudojantis skaitmeniniais modeliavimo metodais bei tiesioginio lazerinio rašymo sistemomis suformuoti ir ištirti fotoninius kristalus, pasižyminčius struktūrinių spalvų, regimojo spektro ruožo šviesos fokusavimo bei erdvinio filtravimo reiškiniais.

Naujumas

1. Eksperimentiškai pademonstruotos struktūrinės spalvos, atsirandančios trimačiuose polimeriniuose fotoniniuose kristaluose, kurių kristalinė gardelė atitinka paviršiuje centruotą kubinę rąstų rietuvės geometriją, o skersiniai gardelės periodai yra palyginus dideli (apytiksliai tarp 600 ir 1000 nm).
2. Eksperimentiškai pademonstruotas šviesos pluoštų fokusavimas plokščią paviršių turinčiais trimačiais fotoniniais kristalais regimajame ruože.
3. Eksperimentiškai pademonstruota, jog tolygiai keičiant išilginį periodą erdviniam pluoštų filtravimui skirtuose fotoniniuose kristaluose galima ženkliai padidinti filtravimo kampų intervalą.
4. Pademonstruota ašies simetrijos fotoninių kristalų geometrija. Parodyta, jog tokios geometrijos fotoniniuose kristaluose įmanomas erdvinio filtravimo bei pluoštų superkolimacijos tolimajame lauke reiškiniai.

Praktinė reikšmė

Šioje disertacijoje eksperimentiškai parodoma, jog įvairius šviesos sklidimo reiškinius įmanoma pasiekti fotoniniuose kristaluose, kurie pasižymi palyginus dideliais periodais (apie 2-5 kartus didesniais nei analogiškuose kristaluose, kurių veikimas parentas pirmosios eilės fotoninių juostų sąvybėmis). Didesnės fotoninių kristalų periodų vertės leidžia juos lengviau suformuoti šiuo metu egzistuojančiomis technologijomis. Visi nagrinėti fotoninių kristalų reiškiniai buvo stebėti eksperimentiškai kristaluose, kurie

buvo suformuoti tiesioginio lazerinio rašymo technologijomis. Šios technologijos yra paremtos aštriai sufokusuoto ultratrumpų impulsų lazerio pluošto sukeltais lokaliais skaidrių medžiagų pokyčiais ir yra laikomos vienomis perspektyviausių technologijų aukštos skyros trimačiams mikrodariniams formuoti. Tiesioginio lazerinio rašymo sistemoms buvo skirtas didelis dėmesys: disertacijos rengimo metu jos buvo surinktos, taip pat sukurta jų automatizavimo programinė įranga.

Disertacijoje nagrinėti fotoniniai kristalai, pasižymintys struktūrinėmis spalvomis, šviesos pluoštų fokusavimu, erdviu filtravimu bei superkolimacija. Tikėtina, jog ateityje tokie kristalai gali būti panaudoti įvairiuose taikymuose. Pavyzdžiui, struktūrinėmis spalvomis pasižymintys kristalai dėl didelio paviršiaus ploto galėtų būti panaudoti įvairiuose jutikliuose, dėl sudėtingos sandaros – dokumentų ar kitose apsaugos nuo kopijavimo priemonėse, o dėl ryškių neblunkančių spalvų – naujos kartos ekranuose. Fotoniniai kristalai, gebantys fokusuoti šviesos pluoštus, yra plokšti bei neturi optinės ašies, todėl galėtų būti panaudoti itin jautriuose mechaniniams poslinkiams prietaisuose. Šviesos pluoštų filtravimui skirti fotoniniai kristalai ateityje galėtų pakeisti šiuo metu naudojamas dviejų lęšių ir diafragmos sistemas, nes yra žymiai mažesnių matmenų, yra mechaniškai stabilūs ir dėl neriboto ploto gali būti naudojami didelės galios lazerinėse sistemose. Eksperimentiškai pademonstruota tiesinė išilginio periodo moduliacija leidžia žymiai praplėsti filtruojamų kampų intervalą, todėl būtent tokie kristalai turi didžiausias pritaikymo galimybes. Ašies simetrija pasižymintys fotoniniai kristalai leidžia filtruoti pluoštus vienodai visomis radialinėmis kryptimis, ši savybė svarbi siekiant pačios aukščiausios erdvinės kokybės pluoštų. Disertacijoje taip pat pristatomas tolinojo lauko superkolimacijos reiškinys, kuris periferinės spinduliuotės energiją perkelia į ašines komponentes. Tokie elementai gali būti potencialiai pritaikyti pluoštų erdvinės skėsties mažinimui su mažesniais energijos nuostoliais. Taip pat visi aprašyti fotoniniai kristalai galėtų būti panaudoti optiniuose mikrolustuose.

Ginamieji teiginiai

1. Polimeriniuose rąstų rietuvės paviršiuje centruotos kubinės geometrijos fotoniniuose kristaluose, kurių gardelės skersinis periodas $\approx 600 - 1000$ nm, lūžio rodiklis $\approx 1,5$, o linijų storis $\approx 100 - 200$ nm, stebimos struktūrinės spalvos.
2. Esant anomaliai išgaubtiems aukštesnių eilių fotoninių juostų izodažniniams kontūrams polimeriniuose rąstų rietuvės geometrijos fotoniniuose kristaluose stebimas regimajojos spektro ruožo šviesos pluoštų fokusavimas.
3. Tiesiškai kintantis išilginis periodas leidžia kelis kartus išplėsti erdviniam filtravimui skirtų fotoninių kristalų kampinį filtravimo intervalą.
4. Mažo lūžio rodiklio kontrasto ($\Delta n \sim 10^{-3} - 10^{-2}$) ašinės simetrijos fotoniniai kristalai, sudaryti iš periodiškai kintančio skersmens koncentrinų žiedų sluoksnių, kurių kiekvieno sluoksnio lūžio rodiklio skersinis pasiskirstymas yra atvirkštinis gretimų sluoksnių atžvilgiu, pasižymi erdvinio filtravimo efektu.
5. Ašinės simetrijos fotoniniuose kristaluose, kurių erdvinio filtravimo kampas yra mažas, o ilgis apie du kartus didesnis nei tos pačios geometrijos erdvinių filtrų, stebimas pluoštų superkolimacijos reiškinys, kada ašinės pluošto komponentės yra žymiai sustiprinamos didesnio erdvinio kampo komponentių sąskaita. Šis efektas nėra stebimas analogiškos geometrijos dvimačiuose fotoniniuose kristaluose.

Publikacijų sąrašas

Iš viso paskelbtos 35 publikacijos, kurios įtrauktos į *Thomson Reuters Web of Science* duomenų bazę. Iš jų 21 turi ISI citavimo rodiklį. Su disertacijos medžiaga susijusios 8 publikacijos, iš jų 6 turi ISI citavimo rodiklį.

Su disertacijos medžiaga susijusios publikacijos:

- [A1] V. Purlys, L. Maigyte, D. Gailevicius, M. Peckus, M. Malinauskas, and K. Staliunas, Spatial filtering by chirped photonic crystals, *Phys. Rev. A* **87**(3), 033805 (2013)

-
- [A2] L. Maigyte, V. Purlys, J. Trull, M. Peckus, C. Cojocaru, D. Gailevicius, M. Malinauskas, and K. Staliunas, Flat lensing in the visible frequency range by woodpile photonic crystals, *Opt. Lett.* **38**(14), 2376–2378 (2013)
- [A3] L. Maigyte, C. Cojocaru, V. Purlys, J. Trull, D. Gailevicius, M. Peckus, M. Malinauskas, and K. Staliunas, Focusing by a Flat Woodpile 3D Photonic Crystal, 15th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 1-4 (2013)
- [A4] V. Purlys, L. Maigyte, D. Gailevicius, M. Peckus, M. Malinauskas, R. Gadonas, and K. Staliunas, Spatial filtering by axisymmetric photonic microstructures, *Opt. Lett.* **39**(4), 929–932 (2014)
- [A5] V. Purlys, L. Maigyte, D. Gailevicius, M. Peckus, R. Gadonas, and K. Staliunas, Super-collimation by axisymmetric photonic crystals, *Appl. Phys. Lett.* **104**(22), 221108 (2014)
- [A6] V. Mizeikis, V. Purlys, R. Buividas, and S. Juodkazis, Realization of Structural Color by Direct Laser Write Technique in Photoresist, *J. Laser Micro Nanoen.* **9**(1), 42 (2014)
- [A7] D. Gailevicius, V. Purlys, L. Maigyte, M. Peckus, K. Staliunas, Chirped axisymmetric photonic microstructures for spatial filtering, *J. Nanophoton.* **8**(1), 084094 (2014)
- [A8] V. Mizeikis, V. Purlys, R. Buividas, and S. Juodkazis, Structural colour of porous dielectrics processed by direct laser write technique, *Proc. SPIE* **8974**, 89740N (2014)

Kitos publikacijos:

- [A9] M. Malinauskas, H. Gilbergs, V. Purlys, A. Zukauskas, M. Rutkauskas, and R. Gadonas, Femtosecond laser-induced two-photon photopolymerization for structuring of micro-optical and photonic devices, *Proc. SPIE* **7366**, 736622 (2009)
- [A10] M. Malinauskas, V. Purlys, M. Rutkauskas, and R. Gadonas, Two-photon polymerization for fabrication of three-dimensional micro- and nanostructures over a large area, *Proc. SPIE* **7204**, 72040C (2009)
- [A11] M. Malinauskas, H. Gilbergs, A. Zukauskas, K. Belazaras, V. Purlys, M. Rutkauskas, G. Bickaускаite, A. Momot, D. Paipulas, R. Gadonas, S. Juodkazis, and A. Piskarskas, Femtosecond laser fabrication of hybrid micro-optical elements and their integration on the fiber tip, *Proc. SPIE* **7716**, 77160A (2010)

- [A12] M. Malinauskas, V. Purlys, A. Zukauskas, M. Rutkauskas, P. Danilevicius, D. Paipulas, G. Bickaускаite, L. Bukelskis, D. Baltriukiene, R. Sirmenis, A. Gaidukeviciute, V. Bukelskiene, R. Gadonas, V. Sirvydis, and A. Piskarskas, Large Scale Laser Two-Photon Polymerization Structuring for Fabrication of Artificial Polymeric Scaffolds for Regenerative Medicine, *AIP Conf. Proc.* **1288**, 12–17 (2010)
- [A13] M. Malinauskas, V. Purlys, A. Zukauskas, G. Bickaускаite, T. Gertus, P. Danilevicius, D. Paipulas, M. Rutkauskas, H. Gilbergs, D. Baltriukiene, L. Bukelskis, R. Sirmenis, V. Bukelskiene, R. Gadonas, V. Sirvydis, and A. Piskarskas, Laser Two-Photon Polymerization Micro- and Nanostructuring Over a Large Area on Various Substrates, *Proc. SPIE* **7715**, 77151F (2010)
- [A14] P. Danilevicius, M. Malinauskas, M. Rutkauskas, R. Smilingis, A. Zukauskas, G. Bickaускаite, K. Tikuisis, V. Purlys, D. Paipulas, A. Kraniauskas, R. Sirmenis, M. Grishin, A. Michailov, D. Baltriukiene, V. Bukelskiene, R. Gadonas, V. Sirvydis, and A. Piskarskas, Laser 3D microstructuring of biocompatible polymers for biomedical applications, *Rad. Int. Mat. Tech.* 91–93 (2010)
- [A15] A. Zukauskas, M. Malinauskas, K. Belazaras, V. Purlys, G. Bickaускаite, M. Rutkauskas, P. Stanislovaitis, D. Paipulas, R. Gadonas, and A. Piskarskas, Laser multiphoton fabrication of integrated and bifunctional microoptical components, *Rad. Int. Mat. Tech.* 28–31 (2010)
- [A16] M. Malinauskas, V. Purlys, M. Rutkauskas, A. Gaidukeviciute, and R. Gadonas, Femtosecond visible light induced two-photon photopolymerization for 3D micro/nanostructuring in photoresists and photopolymers, *Lith. J. Phys.* **50**(2), 201–207 (2010)
- [A17] M. Malinauskas, G. Bickaускаite, M. Rutkauskas, D. Paipulas, V. Purlys, and R. Gadonas, Self-polymerization of nano-fibers and nanomembranes induced by two-photon absorption, *Lith. J. Phys.* **50**(1, SI), 135–140 (2010)
- [A18] M. Malinauskas, P. Danilevicius, D. Baltriukiene, M. Rutkauskas, A. Zukauskas, Z. Kairyte, G. Bickaускаite, V. Purlys, D. Paipulas, V. Bukelskiene, and R. Gadonas, 3D artificial polymeric scaffolds for stem cell growth fabricated by femtosecond laser, *Lith. J. Phys.* **50**(1, SI), 75–82 (2010)
- [A19] A. Zukauskas, M. Malinauskas, L. Kontenis, V. Purlys, D. Paipulas, M. Vengris, and R. Gadonas, Organic dye doped microstructures for optically active functional devices fabricated via two-photon polymerization technique, *Lith. J. Phys.* **50**(1, SI), 55–61 (2010)

-
- [A20] M. Malinauskas, H. Gilbergs, A. Zukauskas, V. Purlys, D. Paipulas, and R. Gadonas, A femtosecond laser-induced two-photon photopolymerization technique for structuring microlenses, *J. Opt.* **12**(3), 035204 (2010)
- [A21] M. Malinauskas, A. Zukauskas, V. Purlys, K. Belazaras, A. Momot, D. Paipulas, R. Gadonas, A. Piskarskas, H. Gilbergs, A. Gaidukevičiute, I. Sakellari, M. Farsari, and S. Juodkazis, Femtosecond laser polymerization of hybrid/integrated micro-optical elements and their characterization, *J. Opt.* **12**(12), 124010 (2010)
- [A22] V. Mizeikis, V. Purlys, L. Maigyte, K. Staliunas, and S. Juodkazis, Direct laser writing and applications of dielectric microstructures with low refractive index contrast, *Proc. SPIE* **7927**, 79270F (2011)
- [A23] V. Mizeikis, V. Purlys, W. Inami, and Y. Kawata, Direct laser writing of refractive index micro-structures in lithium niobate, *Adv. Mater. Res.* **222**, 118–121 (2011)
- [A24] V. Mizeikis, V. Purlys, D. Paipulas, L. Maigyte, and K. Staliunas, Tailoring of photonic structures by femtosecond laser lithography, *Proc. SPIE* **8204**, 820417 (2011)
- [A25] M. Oubaha, R. Copperwhite, C. Boothman, A. Ovsianikov, R. Kiyan, V. Purlys, M. O’Sullivan, C. McDonagh, B. Chichkov, R. Gadonas, and B. D. MacCraith, Influence of hybrid organic-inorganic sol-gel matrices on the photophysics of amino-functionalized UV-sensitizers, *J. Mater. Sci.* **46**(2), 400–408 (2011)
- [A26] M. Oubaha, R. Copperwhite, A. Gorin, V. Purlys, C. Boothman, M. O’Sullivan, R. Gadonas, C. McDonagh, and B. D. MacCraith, Novel tantalum based photocurable hybrid sol-gel material employed in the fabrication of channel optical waveguides and three-dimensional structures, *Appl. Surf. Sci.* **257**(7), 2995–2999 (2011)
- [A27] N. Vasilantonakis, K. Terzaki, I. Sakellari, V. Purlys, D. Gray, C. M. Soukoulis, M. Vamvakaki, M. Kafesaki, and M. Farsari, Three-Dimensional Metallic Photonic Crystals with Optical Bandgaps, *Adv. Mater.* **24**(8), 1101–1105 (2012)
- [A28] I. Sakellari, E. Kabouraki, D. Gray, V. Purlys, C. Fotakis, A. Pikulin, N. Bityurin, M. Vamvakaki, and M. Farsari, Diffusion-Assisted High-Resolution Direct Femtosecond Laser Writing, *ACS Nano* **6**(3), 2302–2311 (2012)
- [A29] M. Malinauskas, A. Zukauskas, K. Belazaras, K. Tikuisis, V. Purlys, R. Gadonas, and A. Piskarskas, Laser fabrication of various polymer

- microoptical components, *Eur. Phys. J.-Appl. Phys.* **58**(2), 20501 (2012)
- [A30] M. Malinauskas, D. Baltriukiene, A. Kraniauskas, P. Danilevicius, R. Jarasiene, R. Sirmenis, A. Zukauskas, E. Balciunas, V. Purlys, R. Gadonas, V. Bukelskiene, V. Sirvydis, and A. Piskarskas, In vitro and in vivo biocompatibility study on laser 3D microstructurable polymers, *Appl. Phys. A-Mater.* **108**(3), 751–759 (2012)
- [A31] V. Mizeikis, V. Purlys, D. Paipulas, R. Buividas, and S. Juodkazis, Direct Laser Writing: Versatile Tool for Microfabrication of Lithium Niobate, *J. Laser Micro Nanoen.* **7**(3), 345–350 (2012)
- [A32] M. Malinauskas, A. Zukauskas, V. Purlys, A. Gaidukeviciute, Z. Balevicius, A. Piskarskas, C. Fotakis, S. Pissadakis, D. Gray, R. Gadonas, M. Vamvakaki, and M. Farsari, 3D microoptical elements formed in a photostructurable germanium silicate by direct laser writing, *Opt. Laser. Eng.* **50**(12), 1785–1788 (2012)
- [A33] S. Rekstyte, A. Zukauskas, V. Purlys, Y. Gordienko, and M. Malinauskas, Direct laser writing of 3D micro/nanostructures on opaque surfaces, *Proc. SPIE* **8431**, 843123 (2012)
- [A34] S. Rekstyte, A. Zukauskas, V. Purlys, Y. Gordienko, and M. Malinauskas, Direct laser writing of 3D polymer micro/nanostructures on metallic surfaces, *Appl. Surf. Sci.* **270**, 382–387 (2013)
- [A35] V. Mizeikis, D. Paipulas, V. Purlys, R. Buividas, and S. Juodkazis, Reversible microstructuring of lithium niobate by direct laser write technique, *Proc. SPIE* **8613**, 86130I (2013)

Autoriaus ir tyrimų bendraautorių indėlis

Pagrindiniai disertacijoje aprašytų mokslinių tyrimų bendraautoriai yra prof. dr. R. Gadonas, prof. dr. K. Staliūnas, prof. dr. V. Mizeikis, dr. M. Farsari, dr. L. Maigytė, dr. M. Peckus ir M2 stud. D. Gailevičius.

Prof. dr. R. Gadonas vadovavo šios disertacijos rengimui.

Prof. dr. K. Staliūnas konsultavo rengiant šios disertacijos 5 ir 6 skyrius ir vadovavo juose aprašytiems tyrimams. Taip pat supažindino su fotoninių kristalų veikimo principais bei teoriniais modeliais.

Prof. dr. V. Mizeikis konsultavo rengiant šios disertacijos 4 skyrių ir vadovavo šiame skyriuje atliktiems tyrimams. Didžioji dalis šio skyriaus

rezultatų buvo pasiekta stažuotės jo vadovaujamoje laboratorijoje Šizuokos universitete Japonijoje metu.

Dr. M. Farsari, stažuotės FORTH institute Graikijoje metu, suteikė daug praktinių žinių, susijusių su fotojautriomis medžiagomis.

Dr. L. Maigytė ir dr. M. Peckus yra 5 ir 6 skyriuje aprašytų fotoninių kristalų tyrimų bendraautorai. Jie atliko 5 skyriuje aprašytų fotoninių kristalų fotoninių kristalų charakterizavimo eksperimentus su derinamo bangos ilgio šaltiniu. L. Maigytė atliko skaitmeninius FDTD modeliavimus, bei 6.11, 6.13 ir 6.12 pav. pateiktus skaičiavimus.

D. Gailevičius prisidėjo prie 5 ir 6 skyriuje aprašytų fotoninių kristalų tyrimų bei kasdieninių darbų laboratorijoje.

Disertacijos autorius savarankiškai surinko dvi mikrodarinių formavimo sistemas. Sukūrė jų automatizavimo įrangą *3DPoli*. Ši programinė įranga naudojama keturių pasaulio šalių laboratorijose, dešimčių studentų moksliniuose ir baigiamuosiuose darbuose, keliose mokslinių daktarų disertacijose, o rezultatai publikuoti virš pusšimčio mokslinių publikacijų. Disertacijoje aprašyti eksperimentiniai tyrimai yra didžiaja dalimi atlikti paties autoriaus (išskyrus 5 skyriuje aprašytus fotoninių kristalų charakterizavimo tyrimus), taip pat didžioji dalis skaitmeninių skaičiavimų, pateiktų 6 skyriuje, bei dalis 4 ir 5 skyriuose aprašytų skaitmeninio modeliavimo rezultatų.

Disertacijos struktūra

Disertacijos turinys padalintas į šešis skyrius:

- 1 skyriuje aprašomos pagrindinės fotoninių kristalų savybės bei juose stebimi reiškiniai, kylantys dėl chromatinės bei erdvinės dispersijos.
- 2 skyriuje apžvelgiami ultratrumpųjų šviesos impulsų sąveikos su skaidrių medžiagų tūriu mechanizmai. Aprašomos trimačių mikrodarinių formavimo stikluose ir fotopolimeruose technologijos, pateikiami fizikiniai jų veikimo principai.
- 3 skyriuje aprašomos trimačių mikrodarinių formavimo sistemos, programinė įranga *3DPoli* bei kitos eksperimentinės detalės.
- 4 skyriuje pateikiami struktūrinių spalvų fotoniniuose kristaluose tyrimų rezultatai.

- 5 skyriuje pateikiami šviesos pluoštų fokusavimo fotoniniais kristalais tyrimų rezultatai.
- 6 skyriuje nagrinėjamas erdvinis šviesos filtravimas bei superkolimacija dvimačiuose ir ašinės simetrijos fotoniniuose kristaluose.

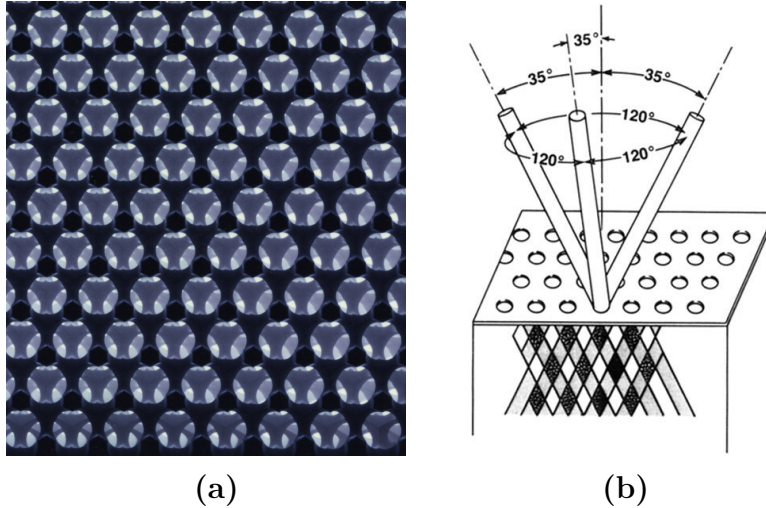
1

Fotoniniai kristalai: pagrindinės savybės, veikimo principai, taikymai

Dar XIX amžiuje lordas Relėjus, nagrinėdamas daugiasluoksnes periodines terpes, pastebėjo, jog kartu sudėjus tam tikro storio ir lūžio rodiklio skirtingų medžiagų sluoksnius galima suformuoti šviesą visiškai atspindintį veidrodį, net jei jį sudarančios medžiagos yra visiškai skaidrios [1, 2]. Toks veidrodis, kurio veikimo principas paremtas konstruktyvia daugkartine šviesos interferencija, dabar geriau žinomas Brego veidrodžio vardu. Brego veidrodžiai pagal šiuolaikinį supratimą yra laikomi vienmačiais fotoniniais kristalais (FK) su draustinių energijų tarpais, t.y. tam tikros energijos fotonai tokiuose daugiasluoksniuose dariniuose skliti negali ir yra atspindimi.

Brego veidrodis tėra vienas paprastas fotoninių kristalų pavyzdys, išrastas dar prieš šio termino atsiradimą. Paprastai fotoninių kristalų gimimo data laikoma 1987 m., kada, praėjus lygiai šimtui metų nuo lordo Relėjaus darbų, amerikiečių mokslininkas Eli Yablonovitch atspausdino savo darbą Physical Review Letters žurnale [3]. Šiame darbe jis ieškojo būdų užgesinti spontaniinę atomų emisiją, o jai užgesinti reikėjo tobulo veidrodžio, supančio sužadintą dalelę. Brego veidrodžiai gali turėti labai aukštą atspindžio koeficientą, tačiau jie yra vienmačiai. Supratęs, jog vienmatis Brego veidrodis nėra pakankamas, Eli Yablonovitch sugalvojo kaip jį padaryti trimačiu, t.y. kaip neleisti šviesai skliti bet kuria kryptimi. Tais pačiais 1987 metais panašias idėjas nepriklausomai iškėlė ir Sajeev John [4]. Sykį bepietaudami šie du mokslininkai ir sugalvojo terminą „fotoninis kristalas“, gan taikliai apibūdinantį darinius, kurių poveikis fotonams yra panašus į puslaidininkinių kristalų poveikį elektronams. Pavyzdžiui, šiuo trimačio veidrodžio atveju

fotoninio kristalo poveikis fotonams atitinka elektrinio izoliatoriaus poveikį elektronams. Keletą metų šie darbai buvo vertinami gan skeptiškai, tačiau po teorinių [21] ir eksperimentinių [19] (1.1 pav.) darbų fotoniniai kristalai susilaukė didelio, iki šiol neblėstančio dėmesio [22].



1.1 pav.: Pirmojo trimačio fotoninio kristalo iliustracija (a) ir jo formavimo schema (b). Medžiagos ruošinys padengtas skylių masyvu, kuriame kiekviena skylė pragražta 6 mm gražtu trimis kryptimis $35,26^\circ$ kampu normalės atžvilgiu. Šitai suformuotas fotoninis kristalas pasižymi periodine paviršiuje centruota gardele ir yra pritaikytas dirbti mikrobangų diapazone [19, 22].

Fotoniniai kristalai sudaryti iš skirtingų lūžio rodiklių dielektrinių sričių, pagal kurių pasiskirstymą erdvėje kristalai skirstomi į vienmačius, dvimačius arba trimačius. Šios sritys dažniausiai yra periodinės, o tokiems kristalams galioja tiek artimoji, tiek tolimoji tvarka, tačiau gali būti ir fotoninių kvazikristalų [23], kuriems galioja tik tolimoji tvarka, arba net atsitiktinių fotoninių „kristalų“, dar kartais vadinamų fotoniniais stiklais [24].

Fotoniniai kristalai gali pasižymėti ne tik optinio izoliatoriaus ar laidininko savybėmis. Juose, derinant chromatinės bei erdvinės dispersijos savybes, galima realizuoti ir įvairius kitus reiškinius, pavyzdžiui: neigiamą šviesos lūžį bei fokusavimą plokščiais, invariantiškais padėties atžvilgiu, kristalais, taip pat šviesos superkolimaciją, erdvinio spektro filtravimą, itin jautrų bangos ilgiui ar kritimo kampui superprizmės efektą, galima daug kartų sumažinti šviesos sklidimo greitį ir pan. Visi šie efektai jau yra taikomi arba potencialiai gali būti pritaikyti praktikoje. Pagal lūžio rodiklio

pasiskirstymą erdvėje, fotoniniai kristalai skirstomi į vienmačius, dvimačius ir trimačius. Šiuo metu plačiausiai taikomi vienmačiai fotoniniai kristalai (skaidrinančios ir atspindinčios dangos). Dvimačiai fotoniniai kristalai taikomi fotoninių kristalų šviesolaidžiuose. Trimačiai fotoniniai kristalai dar nėra plačiai taikomi dėl sudėtingų formavimo technologijų.

Nepaisant kelių, jau egzistuojančių taikymų, fotoniniai kristalai dar tik pradedami diegti praktikoje. Čia žmogus vis dar stipriai atsilieka nuo gamtos, kuri fotoninius kristalus įvairiuose „taikymuose“ naudoja jau milijonus metų (seniausi FK aptikti 47 mln. metų senumo fosilijose [25]). Stebėtina, jog dėmesys į gamtoje esančių fotoninių kristalų įvairovę buvo atkreiptas tik visai neseniai, po E. Yablonovite ir S. John darbų, nors dar Niutonas savo „*Opticks*“ veikale užsiminė, jog kai kurių paukščių bei vabzdžių kūno spalva atsiranda dėl šviesos sąveikos su plonais sluoksniais [26].

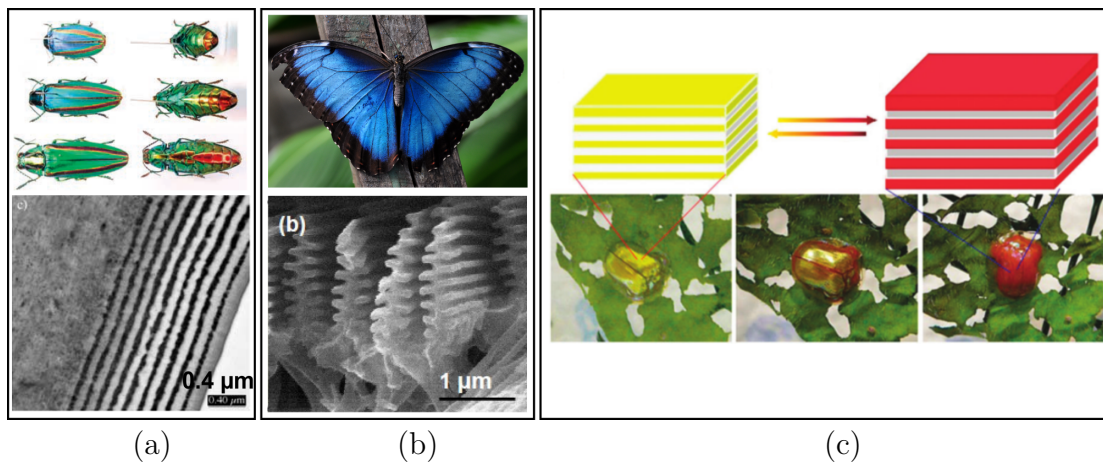
1.1 Natūralūs fotoniniai kristalai

Natūralūs fotoniniai kristalai aptinkami kai kuriuose akmenyse, augaluose, vabzdžiuose, paukščiuose, jūrų gyvūnuose ir pan. Gyvuosiuose organizmuose jų funkcijos dažniausiai susijusios su ryškiomis kūno spalvomis arba atspindžių panaikinimu.

Spalvos natūralioje gamtoje atlieka itin svarbų vaidmenį. Jos naudojamos įvairiais tikslais: vieni gyvūnai naudoja kamufliažines spalvas siekdami susilieti su aplinka, kad juos sunkiau būtų pastebėti grobuoniams arba grobiui. Kiti gyvūnai naudoja priešingą taktiką – itin ryškiomis spalvomis perspėja, kad yra pavojingi. Dar kiti spalvas naudoja įvairiai informacijai perduoti [27].

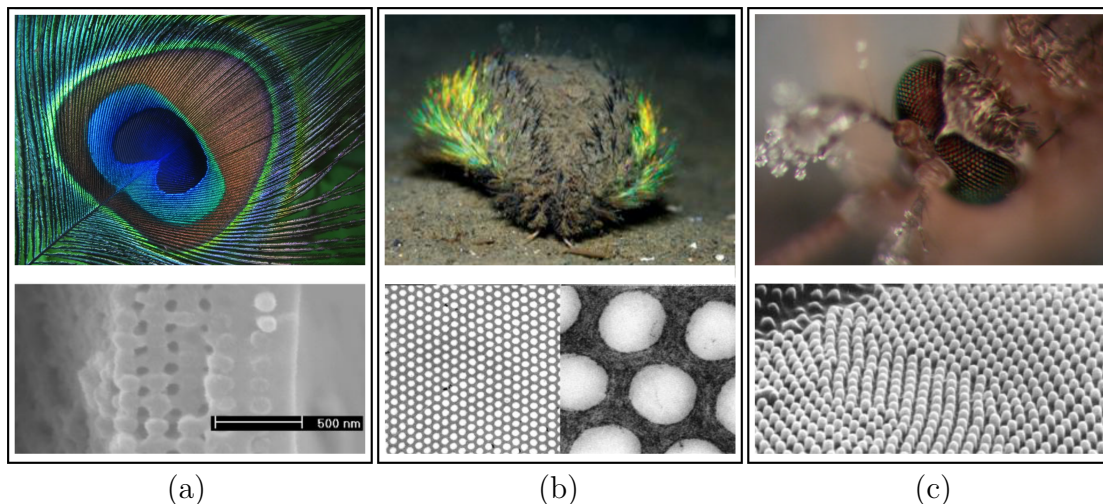
Gamtoje spalvos paprastai atsiranda dviem keliais: per pigmentus (natūralius dažus) arba per struktūrines spalvas. Struktūrinės spalvos yra tokios spalvos, kurios atsiranda ne dėl paviršiaus medžiagos sugerties savybių, bet dėl paviršiuje esančių mikrodarinių geometrinės sandaros. Šie dariniai paprastai yra įvairių tipų fotoniniai kristalai. Palyginus su pigmentinėmis spalvomis, struktūrinės spalvos yra žymiai ryškesnės, jos neblunka laikui bėgant [26].

Per milijonus metų gamta sukūrė daug įvairių natūralių fotoninių kristalų tipų, turinčių įvairią sandarą bei funkcijas. 1.2 pav. pateikta keletas natūralių **vienmačių** fotoninių kristalų pavyzdžių. 1.2 pav. (a) matoma



1.2 pav.: Vienmačių fotoninių kristalų vabzdžiuose pavyzdžiai. (a) Japoniškas vabalas-brangakmenis *Chrysochroa fulgidissima* žvelgiant antsparnių normalės kryptimi išsiskiria ryškiai žalia spalva, kuri keičiasi iki mėlynos arba raudonos priklausomai nuo žiūrėjimo kampo. Spalva atsiranda dėl daugiasluoksnės antsparnių sandaros [28] (b) *Morpho* genties drugelių sparnai padengti „eglutės“ tipo daugiasluoksniais dariniais, kurie suteikia šių drugelių sparnams ryškiai mėlyną spalvą plačiame kampų intervale [28–31] (c) Vabalas *Charidotella egregia*, gebantis per pusantros minutės pakeisti savo spalvą iš geltonos į raudoną pripildydamas antsparniuose esančius daugiasluoksnius darinius kūno skysčių ir taip padidindamas jų storius [27, 32].

japoniškojo vabalo-brangakmenio *chrysochroa fulgidissima* nuotrauka bei jo antsparnių skerspjūvis. Šis vabalas, keičiant žiūrėjimo kampą antsparnių normalės atžvilgiu, keičia spalvą nuo žalios iki mėlynos arba raudonos. Jo antsparniai sudaryti iš maždaug dvidešimties periodiškai kintančių skirtingų lūžio rodiklių ($n = 1.5$ ir 1.7) sluoksnių, kurie veikia panašiai kaip dielektrinis veidrodis. Kad atspindys būtų išsklaidytas platesniame kampų intervale, antsparnių paviršius turi tankų duobučių tinklą [28]. *Morpho* šeimos drugeliai 1.2 pav. (b) yra bene žinomiausias gamtinių fotoninių kristalų pavyzdys. Jiems būdinga ryški mėlyna spalva plačiame kampų intervale, atsirandanti dėl daugkartinės interferencijos „eglutės“ tipo dariniuose, kurie yra šiek tiek netvarkūs bei išdėstyti ant išlenkto drugelio žvynų paviršiaus, kas lemia platų kampinį spalvos diapazoną [28–31]. Kai kurie gyvūnai geba keisti fotoninių kristalų periodą taip keisdami savo spalvą. 1.2 pav. (c) matomas vabalas *charidotella egregia* geba keisti savo spalvą pripildydamas fotoninio kristalo sluoksnius skysčiais. Suerzintas šis vabalas keičia savo spalvą iš geltonos į ryškiai raudoną. Pokytis įvyksta per pusantros minutės [27, 32]. Vienmačius fotoninius kristalus taip pat galima aptikti žalsvose ar violetinėse balandžių plunksnose, kai kuriose žuvyse arba gėlėse [27, 28, 31].

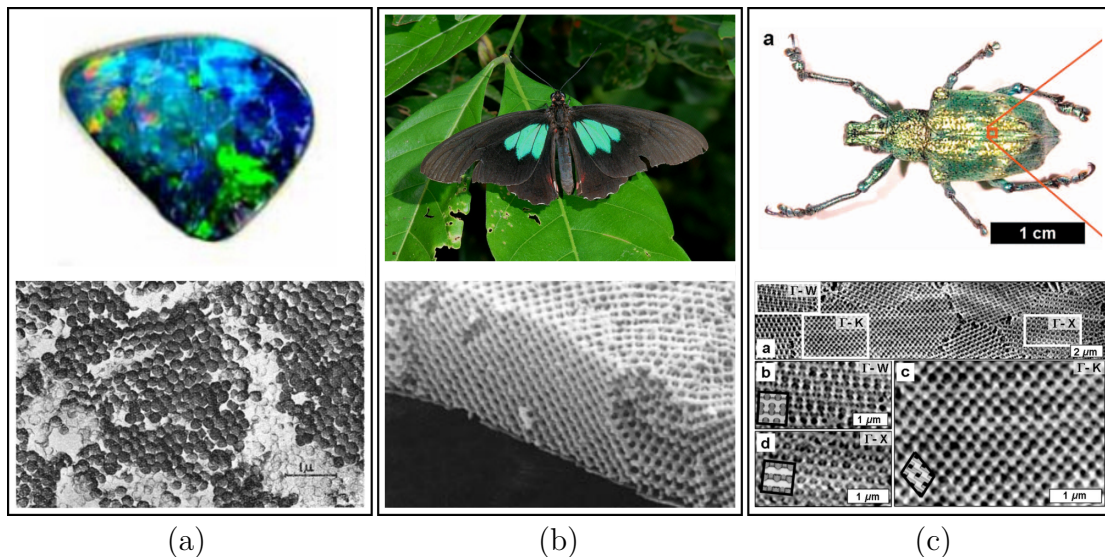


1.3 pav.: Natūralūs (a) Povų *pavo muticus* patinų uodegos plunksnų ryškių, akis primenančių, raštų spalvos kyla dėl plunksnų šereliuose esančių fotoninių darinių, sudarytų iš kvadratinėje gardelėje išdėstytų ~ 100 nm skersmens cilindrinų gijų [31, 33]. (b) Jūros pelės (kirminai) *Polychaeta: Aphroditidae* atrodo rudos arba tamsiai raudonos, tačiau šviesai pašvietus statmenai jų kūne esantiems plaukeliams, šie sužėri visomis spektro spalvomis dėl heksagoninę ~ 510 nm periodo gardelę sudarančių vandens vamzdelių, apsuptų chitino sluoksniu [34]. (c) Paprastųjų uodų *culox pipiens* akys padengtos skaidrinančia danga sudaryta iš dvimačio ~ 100 nm skersmens stulpelių masyvo. Šis masyvas ne tik slopina atspindžius, bet ir neleidžia vandeniui drėkinti akių paviršiaus, bei suteikia savaiminio išsivalymo savybių [35, 36].

1.3 pav. pateikti **dvimačių** natūralių fotoninių kristalų pavyzdžiai. Povų *pavo muticus* patinų uodegos plunksnos turi ryškias akis primenančias dėmes 1.3 pav. (a), kurių spalva atsiranda dėl plunksnų šereliuose esančios keturkampės gardelės, sudarytos iš pailgų ~ 100 nm skersmens cilindrinų gijų, savybių [31, 33]. Struktūrinės spalvos stebimos ir jūriniuose gyvūnuose. Jūroje gyvenančių kirminų, vadinamų jūros pelėmis *Polychaeta: Aphroditidae* 1.3 pav. (b), plaukeliai įprastai atrodo tamsiai raudoni arba rudi, tačiau kai šviesa krenta jiems statmenai, šie sužėri visomis spektro spalvomis, o atspindžio koeficientas yra artimas 100 %. Šios spalvos, atsiranda dėl ~ 510 nm periodu heksagonine gardele išdėstytų cilindrinų kiaurymių, užpildytų jūros vandeniu ($n \approx 1,33$) ir apsuptų chitinu ($n \approx 1,57$). Chitinas vandenyje atspindi tik $\sim 0,54$ % šviesos, tad ryški jūros pelių plaukelių spalva akivaizdžiai yra struktūrinės prigimties [34]. Paprastųjų uodų *culox pipiens* 1.3 pav. (c) akys taip pat padengtos dvimačiu fotoniniu kristalu, sudarytu iš heksagonine gardele išdėstytų ~ 100 nm pločio stulpelių. Tokie dariniai žymiai sumažina atspindžius, t.y. tokio tipo kristalai veikia kaip

skaidrinanti danga [35, 36]. *Polia condensata* augalų uogos pasižymi ne tik itin ryškia mėlyna spalva, bet ir turi stiprią atspindžio priklausomybę nuo poliarizacijos [37].

Trimačių natūralių fotoninių kristalų pavyzdžiai pateikti 1.4 pav. Struktūrinės spalvos aptinkamos ne tik gyvuose organizmuose, bet ir kai kuriuose akmenyse, pavyzdžiui, opaluose 1.4 pav. (a). Jie sudaryti iš 150 – 350 nm skersmens silicio dioksido rutuliukų, glaudžiai išdėstytų sluoksniais. Šie pusbrangiai akmenys, priklausomai nuo žiūrėjimo krypties ir konkretaus akmens sandaros, šviesoje sužeri įvairiomis spalvomis [38]. Tokio tipo sandara būdinga ne tik opalams. Pavyzdžiui, drugelių *parides sesostris* 1.4 pav. (b) sparnai turi tokia pačią sandarą kaip ir opalai, tačiau invertuotą, t.y. rutuliukus sudaranti medžiaga yra mažesnio lūžio rodiklio nei juos gaubianti medžiaga. Tai jiems suteikia ryškia žalią spalvą [36]. Dar vienas įdomus natūralių trimačių kristalų pavyzdys atrastas *lamprocyphus augustus* vabaluose. Jų kūno paviršiaus blizgi žaliai geltona spalva atsiranda dėl deimanto tipo gardelės sudarytos iš chitino [39]. Ši, sudėtinga ir labai efektyvi, geometrija buvo pasiūlyta teoriškai [40] dar prieš aptinkant ją šiame vabale.



1.4 pav.: Gamtinių trimačių fotoninių kristalų pavyzdžiai. (a) Pusbrangiai akmenys opalai šviesoje žeri visomis spektro spalvomis, atsirandančiomis dėl tankiai išdėstytų 150 – 350 nm skersmens silicio dioksido rutuliukų fotoninių savybių [38]. (b) *Parides sesostris* drugelių sparnų ryškiai žalia spalva atsiranda dėl sparnų paviršiuje esančių mikrodarinių, turinčių invertuotų opalų sandarą [36]. (c) Žaliai geltona *lamprocyphus augustus* vabalų spalva atsiranda dėl deimanto gardelės fotoninių kristalų [39].

Neretai gamtiniai FK pasižymi įdomiomis šalutinėmis savybėmis. Pavyzdžiui, uodų akių paviršiuje esantis atspindžius slopinantis stulpelių masyvas (1.3 pav. (c)) veikia ne tik kaip skaidrinanti danga, bet ir neleidžia vandeniui drėkinti akių paviršiaus bei suteikia paviršiui savaiminio išsivalymo savybių. *Morpho* drugelių sparnuose pastebėtas spektrinis jautrumas cheminėms medžiagoms bei tolimajai infraraudonajai spinduliuotei (šilumai). Vadinasi, tokio tipo dariniai gali veikti kaip jutikliai, aptinkantys tam tikras chemines medžiagas arba kaip greitaveikiai bolometrai, leidžiantys šilumos (infraraudonos spinduliuotės) poveikį registruoti spektriškai regimajame ruože [18, 41]. Panašaus tipo jutikliais galima registruoti ir aplinkos pH, aptikti tam tikrus jonus, biomolekules, tirpiklius, garus, nustatyti drėgmę, slėgį ar kitus aplinkos parametrus [42].

Įkvėpti gamtos, tyrėjai bando atkurti natūralius fotoninius kristalus bei jų savybes dirbtiniuose dariniuose [42, 43]. Sekant gamtiniais pavyzdžiais, 4 skyriuje bus aptariama struktūrinių spalvų išgavimo galimybė dirbtiniuose polimeriniuose fotoniniuose kristaluose.

1.2 Pagrindiniai fotoninių kristalų teorijos elementai

Prieš pradėdant nagrinėti įvairius šviesos sklidimo fotoniniuose kristaluose reiškinius pravartu būtų aptarti keletą fotoninių kristalų teorijos elementų. Tiesa, didžioji jų dalis skaitytojui jau gali būti pažįstama iš kietųjų kūnų fizikos.

1.2.1 Atvirkštinė erdvė

Kristalografijoje kiekviena kristalinė gardelė gali būti apibūdinta gardelės vektoriais \vec{a}_i . Tai vektorių bazė, kurią teisingai parinkus, kiekvienas gardelės mazgas gali būti aprašytas vektoriumi $\vec{R} = \sum n_i \vec{a}_i$, kur n_i – sveiki skaičiai, trimatėje erdvėje $i = 1..3$.

Nagrinėjant bangos sklidimo savybes kristaluose, dažnai yra patogiau naudoti atvirkštinę erdvę. Atvirkštinės gardelės vektoriai \vec{b}_i susiję su tiesioginės gardelės vektoriais sąryšiais [44]:

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1(\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_2(\vec{a}_3 \times \vec{a}_1)}, \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_3(\vec{a}_1 \times \vec{a}_2)}. \quad (1.1)$$

Ši erdvė atitinka tiesioginės gardelės Furjė transformaciją ir yra patogi tuo,

jog joje tiesiogiai galima nagrinėti ir banginius vektorius $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}$. Dėl šios priežasties atvirkštinė erdvė dar vadinama impulso arba k -erdve.

1.2.2 Blocho teorema

Periodinėms sistemoms galioja Blocho teorema [44]:

$$\Psi(\vec{r} + \vec{t}) = e^{i\vec{r}\vec{t}}\Psi(\vec{r}) \quad (1.2)$$

čia $\Psi(\vec{r})$ yra dalelės būsenos funkcija, o \vec{t} – kristalo gardelės translacijos vektorius. Blocho teorema yra kertinė kietųjų kūnų fizikos teorema. Ji teigia, jog bet kokiai dalelės būsenai galima rasti tokį vektorių \vec{k} , kuriam esant translacija gardelės vektoriumi \vec{t} atitiktų tos funkcijos daugybą iš daugelio $\exp(i\vec{k}\vec{t})$. Banginę funkciją perrašę $\Psi(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}\vec{r})u(\vec{r})$ ir pritaikę 1.2 reikalavimą pamatysime, jog $u(\vec{r})$ turi būti periodinė gardelės translacijos atžvilgiu, t.y. $u(\vec{r} + \vec{t}) = u(\vec{r})$. Taigi 1.2 galime performuluoti, teigdami, jog dalelės banginė funkcija turi būti plokščios bangos $\exp(i\vec{k}\vec{r})$ ir periodinės funkcijos $u(\vec{r})$ sandauga:

$$\Psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}}u(\vec{r}), \quad u(\vec{r} + \vec{t}) = u(\vec{r}). \quad (1.3)$$

Funkcijos $u(\vec{r})$ dar vadinamos Blocho funkcijomis arba būsenomis.

Iš Blocho teoremos galime padaryti svarbią išvadą, kad periodinėse sistemose dalelių Blocho būsenos atitinka kristalinės gardelės simetriją. Būsenos, kurių banginiai vektoriai $k_{\vec{r}}$ ir $k_{\vec{r}+\vec{t}}$, yra identiškos, todėl jas pakanka nagrinėti tik pirmojoje Brijueno zonoje, kuri atitinka vieną atvirkštinės gardelės periodą ($-\frac{\pi}{a} \leq \vec{k} \leq \frac{\pi}{a}$).

1.2.3 Banginė lygtis

Šviesos sklidimas fotoniniuose kristaluose, kaip ir bet kurioje kitoje sistemoje, aprašomas Maksvelo lygtimis. Iš šių lygčių tiesiogiai galime išvesti (žr. [45]) banginę lygtį:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (1.4)$$

čia $\vec{H}(\vec{r})$ yra bangų magnetinio lauko erdvinis pasiskirstymas, c – šviesos greitis vakuume. Įveskime operatorių Θ , atitinkantį 1.4 lygties kairę dalį:

$$\Theta = \nabla \times \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \quad (1.5)$$

Tuomet banginė lygtis 1.4 įgaus pavidalą:

$$\Theta \vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (1.6)$$

Tai tikrinių verčių lygtis, analogiška Šriodingerio lygčiai, dažnai sutinkamoje kietųjų kūnų fizikoje ir kvantinėje mechanikoje. Jeigu operatoriumi Θ paveikus funkciją $\vec{H}(\vec{r})$, ji yra lygi tai pačiai funkcijai $\vec{H}(\vec{r})$, tik padaugintai iš konstantos, tuomet ta funkcija $\vec{H}_i(\vec{r})$ yra lygties *tikrinė funkcija*, o konstanta $\left(\frac{\omega_i}{c}\right)^2$ – *tikrinė vertė*. Sprendinius atitinkančios bangos dar vadinamos modomis.

Operatorius 1.5 yra ermitinis. Tokio operatoriaus tikrinės funkcijos yra ortogonalios, tikrinės vertės realios, todėl jas skaičiuojant galima taikyti variacinį metodą. Siekdami nenuklysti į detales, užrašysime galutinę funkcionalo išraišką, kurio detalesnę išvedimą galima aptikti literatūroje, pvz. [45]. Taigi, 1.6 lygties tikrinės vertės gali būti surastos minimizavus funkcionalą:

$$F(\vec{H}) = \frac{\int |\nabla \times \vec{E}(\vec{r})|^2 d\vec{r}}{\int \epsilon(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d\vec{r}}. \quad (1.7)$$

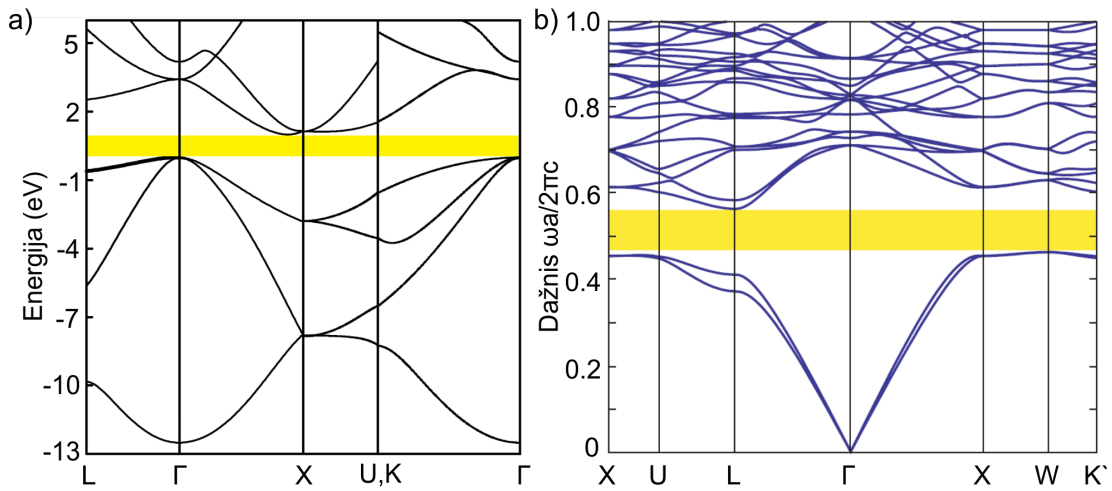
Funkcionalo $F(\vec{H})$ vertė bus mažiausia, jeigu jo vardiklis bus didžiausias, o jis bus didžiausias kada elektrinio lauko $\vec{E}(\vec{r})$ maksimumai sutaps su didžiausios dielektrinės skvarbos sritimis.

Remdamiesi šiais samprotavimais, galime padaryti išvadą, jog elektromagnetinių bangų sklidimo lygtis fotoniniuose kristaluose (kaip ir kitose sistemose) turi diskretų sprendinių spektrą. Šis spektras homogeniškose terpėse yra peraugęs į tolydinį, tačiau fotoniniuose kristaluose, kurių periodai artimi šviesos bangos ilgiui, elektromagnetinės bangos gali turėti tik tam tikras diskrečias energijos vertes. Remdamiesi 1.7 lygtimi matome, jog modų energija yra linkusi susitelkti didesnės dielektrinės skvarbos (arba lūžio rodiklio) srityse, jeigu yra užtikrinamas ortogonalumas žemesnio indekso modoms. Dėl šios priežasties žemiausio indekso moda visada yra sutelkta

didesnės dielektrinės skvarbos srityse ir dažnai vadinama dielektrine juosta. Antroji moda turi tenkinti ortogonalumo reikalavimą, dėl to jos energija yra sutelkta mažesnės ϵ srityse, ji vadinama oro juosta. Šios juostos atitinka valentinę ir laidumo juostas kietųjų kūnų fizikoje.

1.2.4 Juostinės diagramos

Didžiąją dalį informacijos apie šviesos sklaidimą FK galime nustatyti išsprendę tikrinių verčių lygtį (1.6). Jai skaičiuoti dažniausiai pasitelkiami įvairūs skaitmeniniai metodai, pavyzdžiui: baigtinių skirtumų laiko plotmės (FDTD), perdavimo matricų, baigtinių elementų, sklaidos matricų, sklaidimo plokščiomis bangomis ir kiti metodai [46, 47]. Išsprendus kyla klausimas kaip gautus sprendinius atvaizduoti, kad juos būtų lengviau nagrinėti. 1D FK duomenys gali būti atvaizduoti dviejų ašių (k_x, ω) grafikuose, tačiau 2D ir 3D FK atvejais duomenys gali būti trimačiai (k_x, k_y, ω) arba keturmačiai (k_x, k_y, k_z, ω) , tad juos tampa sudėtinga nagrinėti. Dažniausiai tam naudojamos dvi grafikų rūšys: juostinės diagramos ir izodažninės diagramos.



1.5 pav.: (a) Silicio [48] ir (b) rąstų rietuvės fotoninio kristalo [45] juostinių diagramų pavyzdžiai. Tiek silicis, tiek rąstų rietuvės fotoniniai kristalai pasižymi deimanto tipo gardele. Geltona spalva pažymėti draustiniai energijų tarpai.

1.5 (b) pav. pateikta rąstų rietuvės geometrijos fotoninio kristalo juostinė diagrama, palyginimui pateiktas tokios pat diagramos pavyzdys siliciui (1.5 pav. (a) pav.). Abi diagramos turi panašią išvaizdą, jose vaizduojami

tikrinių verčių lygties (1.6) sprendiniai. To paties indekso sprendiniai sujungiami, jie vadinami fotoninėmis juostomis. Šių grafikų ordinačių ašyje atidedamas dažnis arba energija, o abscisių ašyje matomos graikiškos ir lotyniškos raidės. Šios raidės žymi tam tikrus, sutartinius, pirmosios Brijueno zonos taškus, pasižyminčius aukšta simetrija. Jeigu taškas yra šios zonos viduje, jis žymimas graikiška raide, jeigu ant jos krašto – lotyniška. Vertės, esančios abscisių ašyje tarp raidėmis sužymėtų 1BZ taškų yra išdėstytos ant šiuos taškus jungiančių atkarpų (žr. 1.8 (c) pav.). Remiantis grupių teorija galima įrodyti, jog tik šiose atkarpose ir taškuose gali atsirasti energijos juostų ekstremumai [45], kurie yra svarbūs, pavyzdžiui, nagrinėjant draustinių energijos tarpų savybes, taigi likusieji 1BZ taškai juostinėse diagramose nenagrinėjami.

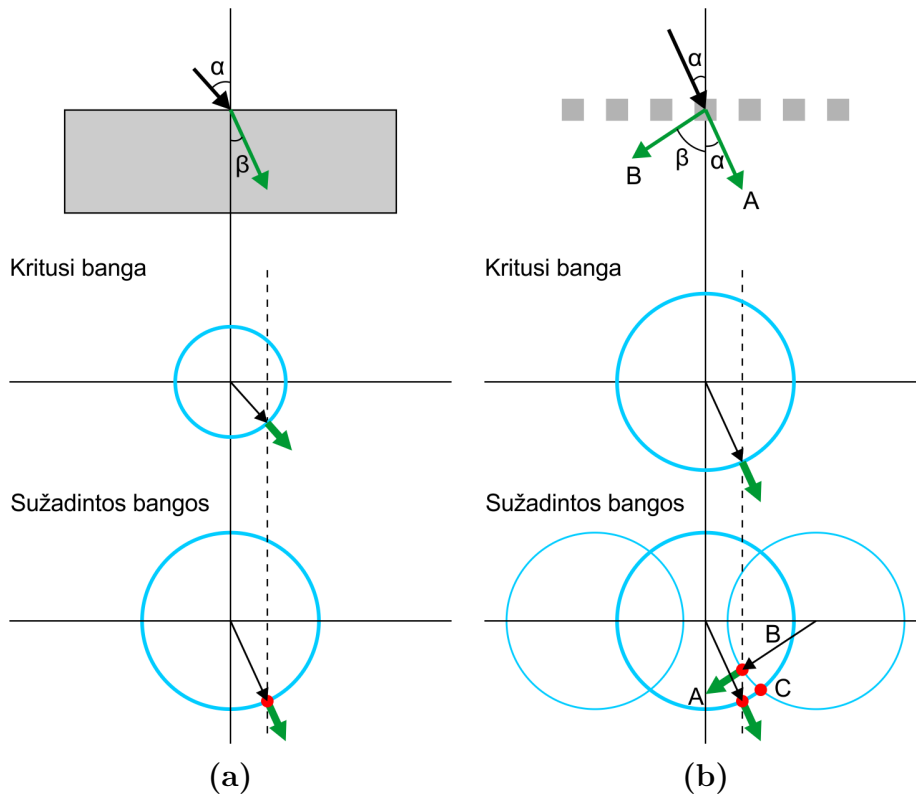
1.2.5 Izodažninės diagramos

Reiškiniams, kurie dažniausiai susiję su erdvine FK dispersija, nagrinėti labai dažnai naudojamos izodažninės diagramos. Tokio tipo reiškiniams svarbūs yra visi 1BZ taškai, todėl tikrinių verčių lygties (1.6) sprendiniai ieškomi visame 1BZ tūryje. Siekiant supaprastinti sprendinių atvaizdavimą, pasirenkamas vienas ar keli dažniai ω_{const} ir surandami k -erdvės taškai, ties kuriais sprendiniai įgyja šias ω_{const} vertes. Taškai sujungiami į kontūrus (paviršius), vadinamus izodažniniais kontūrais. Kietųjų kūnų fizikoje jie turi atitikmenį – Fermi paviršių.

Panagrinėkime kokią informaciją galima nustatyti iš izodažninių kontūrų. Kiekvieną k vektorių atitinka plokščia banga, kurios *fazinis greitis* $\vec{v}_f = \frac{\omega}{|k|} \frac{\vec{k}}{|k|}$ apibūdina jos fazės sklidimo greitį, o fazinio greičio kryptis sutampa su bangos k vektoriaus sklidimo kryptimi. Bangos *grupinis greitis* $\vec{v}_g = \nabla_k \omega(\vec{k})$ apibūdina bangos gaubtinės sklidimo greitį. Grupinio greičio kryptis nukreipta dažnio gradiento kryptimi, taigi yra statmena izodažniniams kontūrams. Grupinio greičio kryptimi nukreipta ir energijos pernešimo kryptis [49].

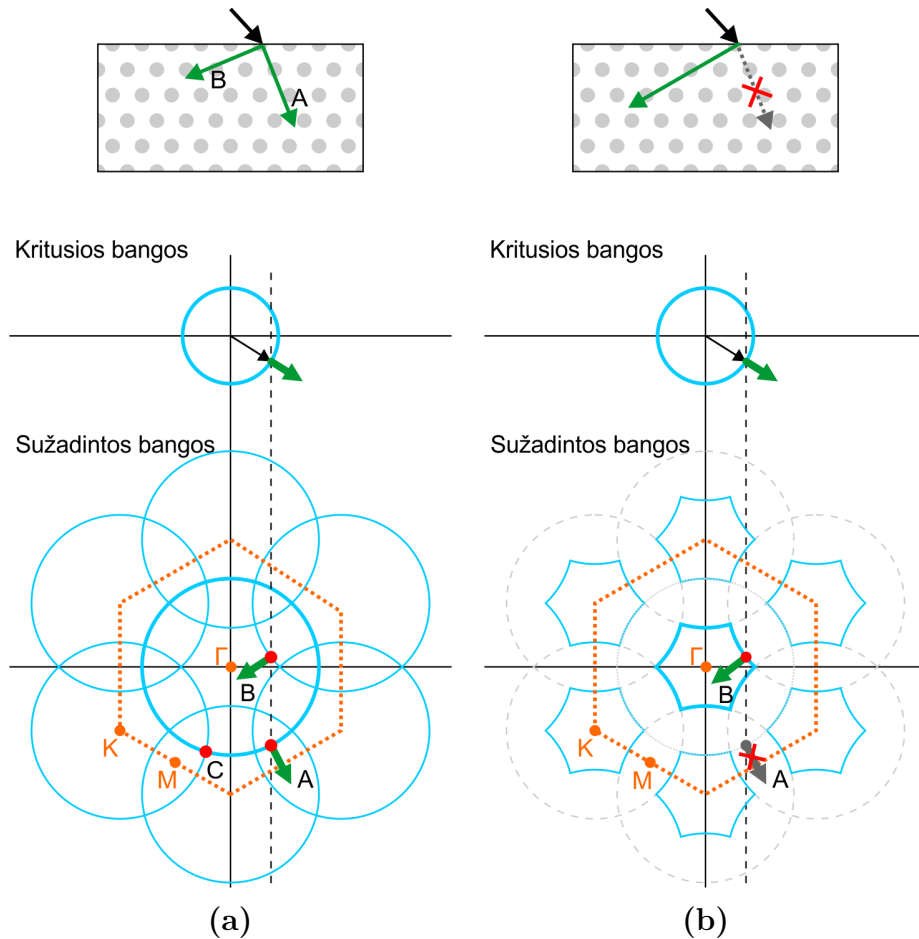
Siekdami geriau suprasti izodažninius kontūrus aptarkime keletą pavyzdžių. Bene paprasčiausias pavyzdys yra šviesos sklidimas dviejų homogeniškų dielektrikų sandūroje (1.6 (a) pav.). Tarkime, kad pirmasis dielektrikas yra oras. Nubrėžkime izodažninius kontūrus tiek vienoje, tiek kitoje terpėje. Juos atitiks $|k| = 2\pi n/\lambda$ spindulio apskritimai, kurių dažnio vertė

$\omega = c|k|/n$, čia n yra lūžio rodiklis, o c – šviesos greitis vakuume. Pirmojoje terpėje pasirinkime kurį nors α kritimo kampu sklindantį bangos vektorių. Šviesai kertant ribą tarp dielektrikų, k vektoriaus tangentinė komponentė turi išlaikyti savo ilgį, kitokiu atveju nebūtų tenkinamos elektromagnetinių bangų kraštinės sąlygos. Pažymėkime jos vertę punktyrine linija ir nustatykime k vektoriaus kryptį antrojoje terpėje. Tai padaryti nesunku žinant jo modulio ir tangentinės dedamosios ilgį: normalinės komponentės ilgis lygus $k_y = \sqrt{|k|^2 - k_x^2}$. Grafiškai naujoji k vektoriaus kryptis atitiks punktyrinės linijos ir izodažninio apskritimo susikirtimo tašką. Šis pavyzdys iliustruoja gerai žinomą Snelio dėsnį k -erdvėje: $n_1 \sin(\alpha) = n_2 \sin(\beta)$ [50, 51].



1.6 pav.: Šviesos sklidimo dviejų dielektrikų riboje (a) ir difrakcinėje gardelėje (b) interpretacija naudojant izodažninius kontūrus. Izodažniniai kontūrai pažymėti žydra spalva. Punktyrinė vertikali linija žymi laisvai pasirinkto kritusios bangos k vektoriaus tangentinės komponentės ilgį. Jis, kaip ir sužadinti k vektoriai pažymėti plonom juodom rodyklėm. Šių vektorių kryptys atitinka bangos fazinio greičio kryptis, o grupinio greičio kryptys pažymėtos storom žaliom rodyklėm. Raudonais taškais pažymėti izodažninių kontūrų ir punktyrinės linijos susikirtimo taškai, ties kuriais nustatomos sužadintų bangų grupinio greičio kryptys, jos visada turi būti statmenos izodažniniams kontūrams. Pagal [50, 51].

Dabar panagrinėkime difrakcinės gardelės pavyzdį (1.6 (b) pav.), kurios periodas d . Kadangi turi galioti transliacinė simetrija, antroje terpeje atidėkime daugiau izodažninių apskritimų, kurių periodas $2\pi/d$. Lygiai taip pat kaip ir ankstesniame pavyzdyje, nubrėžkime k vektoriaus tangentinės komponentės ilgį atitinkančią vertikalią punktyrinę liniją. Pastebėsime, jog dabar bus du galimi skirtingi vektoriai A ir B . Vektorius A atitiks praėjusią bangą, o B – difragavusią. Tai iliustruoja difrakcinės gardelės formulę $m\lambda = d(\sin(\alpha) + \sin(\beta))$. Taškas C įdomus tuo, kad čia susikerta du izodažniniai kontūrai ir jame k vektoriaus sklidimo kryptis tampa neapibrėžta. Tokie išsigimę sprendiniai yra negalimi ir šiose srityse izodažniniai apskritimai paprastai deformuojasi [50, 51].



1.7 pav.: Šviesos sklidimo trikampę kristalinę gardelę turinčiuose dvimačiuose fotoniniuose kristaluose, kurių lūžio rodiklio kontrastas yra (a) nykstamai mažas ir (b) vidutinis. Spalviniai žymėjimai tokie patys kaip ir 1.6 pavyzdyje. Pagal [50, 51].

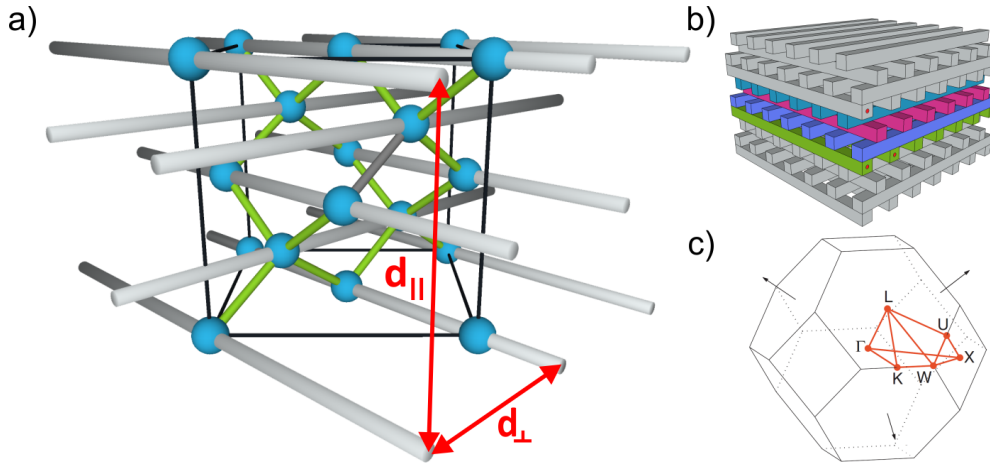
Dabar pereikime prie dvimačių fotoninių kristalų, turinčių trikampę gardelę ir pasižyminčiu nykstamai mažu lūžio rodiklio kontrastu. Tokių kristalų izodažninių kontūrų pavyzdys pateiktas (1.6 (a) pav.). Lygiai kaip ir difrakcinės gardelės atveju turime atidėti daugiau izodažninių apskritimų, atitinkančių gardelės simetriją. Punktyrine linija pažymėję pasirinkto k vektoriaus tangentinę komponentę pamatysime, jog šiuo atveju k vektorius taip pat bus išskaidytas į du – praėjusį (A) ir difragavusį (B), tik šįkart praėjusio vektoriaus kryptis nebesutampa su kritusio. Taško C aplinkoje k vektoriaus sklidimo kryptis yra neapibrėžta kaip ir difrakcinės gardelės atveju. Šis sritis yra labai siaura, kadangi pasirinkome nykstamai mažo lūžio rodiklio kontrasto FK, tačiau esant didesniai lūžio rodiklio kontrastui šios sritys turi didelę įtaką ir yra plačios (1.6 (b) pav.). Jos atsakingos už kampinius draustinius juostų tarpus, kurie aptariami tolimesniuose skyriuose. Dėl šios priežasties 1.6 (b) pav. praėjusi spinduliuotė nėra sužadinama, o visa energija perkeliama į difragavusią bangą [50, 51].

1.2.6 Rastų rietuvės fotoninių kristalų geometrija

Fotoninių kristalų geometrija, apibūdinanti lūžio rodiklio erdvinį pasiskirstymą, yra vienas iš svarbiausių kristalo parametrų. Kuo aukštesnė FK dimensija, tuo daugiau galimų geometrijų galima sudaryti. Trimačių FK kristalinė gardelė paprastai atitinka įprastinių kristalų gardeles, o konkreti gardelės mazgų forma gali įvairiai kisti. Čia aptarsime vieną plačiausiai naudojamų FK geometrijų, kuri, dėl savo panašumo į sukrautus rąstus, vadinama *rastų rietuvės* geometrija. Šiame darbe visi tyrinėti fotoniniai kristalai turėjo tokią arba kiek modifikuotą rastų rietuvės geometriją.

Rastų rietuvės FK geometrija atitinka deimanto tipo kristalinę gardelę ir pirmą kartą buvo pademonstruota 1994 m. [53]. Būtent šios geometrijos FK pirmą kartą buvo aptiktas pilnas draustinis energijų tarpas. Be to, ši geometrija leidžia FK formavimą atlikti pasluoksniui, tokiu būdu formavimas techniškai tampa paprastesnis.

1.8 pav. pateikta rastų rietuvės FK geometrijos iliustracija. Per deimanto gardelės mazgus parodyta tvarka nubrėžiamos sluoksnius sudarančios linijos. Vieną išilginį FK periodą d_{\parallel} sudaro keturi sluoksniai. Kiekvienas sluoksnis sudarytas iš lygiagrečių d_{\perp} periodo linijų, kurių kryptis pasukta 90° kampu kaimyninių sluoksnių linijų atžvilgiu, o trečias ir ketvirtas



1.8 pav.: Trimačių rąstų rietuvės fotoninių kristalų geometrija. Ši fotoninių kristalų geometrija atitinka deimanto kristalinę gardelę (a) ir gaunama per gardelės mazgus parodyta tvarka nubrėžus linijas (pilka). Gardelė yra paviršiuje centruota kubinė, jeigu santykis tarp išilginio ir skersinio periodų yra lygus $d_{\parallel}/d_{\perp} = \sqrt{2}$. (b) Bendras šios geometrijos kristalų vaizdas. Skirtingomis spalvomis pažymėti vieną išilginį periodą sudarantys keturi sluoksniai. (c) Pirmoji Brijueno zona. Sutartinėmis raidėmis pažymėti aukštos simetrijos taškai [52].

sluoksniai yra paslinkti atitinkamai pirmo ir antro sluoksnių atžvilgiu per pusę skersinio periodo $d_{\perp}/2$. Gardelė yra paviršiuje centruota kubinė, jeigu santykis tarp išilginio ir skersinio periodų yra lygus $d_{\parallel}/d_{\perp} = \sqrt{2}$.

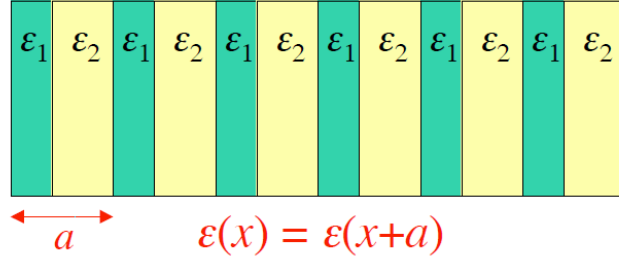
1.3 Chromatiniai dispersijos reiškiniai

Dėl tam tikrų chromatinės dispersijos (galimų šviesos būsenų dažnio spektro priklausomybės nuo k vektoriaus) savybių fotoniniuose kristaluose gali būti stebimi įvairūs reiškiniai. Čia išskirsime draustinių juostų tarpo ir lėtosios šviesos reiškinius, kuriuos aptarsime išsamiau.

1.3.1 Draustinis energijų tarpas

Panagrinėkime paprasčiausią, vienmatį, fotoninių kristalų atvejį, kuris sudarytas iš skirtingą dielektrinę skvarbą ϵ_1 ir ϵ_2 ($\epsilon_2 > \epsilon_1$) turinčių periodinių sričių, kurių periodas a (1.9 pav.). Mūsų tikslas – sudaryti juostų diagramą tokiam fotoniniam kristalui.

Homogeniškoje terpėje elektromagnetinių bangų dažnio priklausomybė nuo vektoriaus k aprašoma išraiška $\omega = c|k|/n$. Kadangi c ir n yra kons-

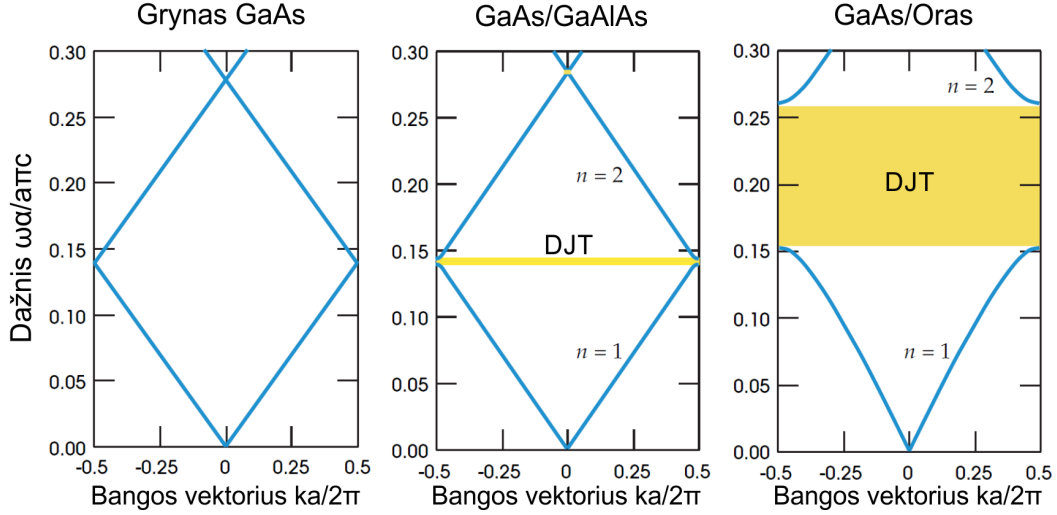


1.9 pav.: Vienmačio fotoninio kristalo modelis, sudarytas iš periodinių ϵ_1 ir ϵ_2 sričių ($\epsilon_2 > \epsilon_1$), kurių periodas a [45].

tantos (šiuo atveju neatsižvelgiame į medžiagos dispersiją), $\omega(k)$ išraiška atitinka tieses, išeinančias iš $(\omega = 0, k = 0)$ taško. Homogenišką terpę dirbtinai paverskime periodine, laikydami, kad ji sudaryta iš sluoksnių, turinčių vienodą dielektrinę skvarbą $\epsilon_1 = \epsilon_2$. Padarę šią prielaidą, $\omega(k)$ išraišką galime atvaizduoti pirmojoje Brijueno zonoje (1.10 (a) pav.). Matome, jog tiesės dabar yra „sulaužytos“ į atkarpas, kurios susikerta 1BZ kraštuose bei centre. Tai fotoninės juostos, kurios tuose taškuose yra išsigimusios, t.y. sprendžiant banginę lygtį (1.6) kiekvienam k vektoriui bus gaunami tam tikri dažniai ω_i , kurie 1BZ kraštuose ir centre turės pasikartojančių verčių.

Dabar pažiūrėkime kaip ši diagrama pasikeis esant nevienodomis ϵ . Ankstesniame skyriuje (1.2.3) išsiaiškinome tris svarbius dalykus: (1) modų erdvinis pasiskirstymas turi atitikti kristalinės gardelės simetriją; (2) modos turi būti ortogonalios; (3) žemiausio indekso modos elektromagnetinio lauko energija sukaupta didesnio lūžio rodiklio srityje. Vadinasi, žemiausio indekso modos energija sukaupta ϵ_2 srityse. Kadangi tai žemiausio indekso moda, jos ortogonalumas užtikrinamas savaime. Antroji moda irgi turėtų mažesnę funkcionalą, jeigu būtų sutelkta ϵ_2 srityje, tačiau tokiu atveju ji nebūtų ortogonalios pirmajai modai, todėl ji turi būti sutelkta ϵ_1 srityse. Kadangi ϵ_1 ir ϵ_2 yra skirtingi, tai ir modų sklaidimo greičiai v skiriasi. Abiejų modų periodas turi atitikti kristalinę gardelę, taigi jis yra vienodas ir lygus a . Jeigu jų periodas vienodas, tačiau skiriasi sklaidimo greitis, tuomet pagal $\omega = ck/n = 2\pi v/a$ matome, jog privalo skirtis jų dažnis ω (ir energija). Dėl šios priežasties vienmačiuose fotoniniuose kristaluose atsiranda draustinis energijų (juostų) tarpas – energijų intervalas, kuriame nėra galimų būsenų. Toks tarpas visada egzistuoja vienmačiuose kristaluose, jo nebus tik vieninteliu atveju, kada $\epsilon_1 = \epsilon_2$, t.y. homegeniškoje terpėje. DJT didėja didėjant ϵ_1 ir ϵ_2 skirtumui – tuo galima įsitikinti pažiūrėjus į (1.10 pav.),

kuriame pateikti skaitmeninių skaičiavimų rezultatai [45], atlikti įvairiose daugiasluoksnėse terpėse.



1.10 pav.: Vienmačių fotoninių kristalų, kurių sluoksnių storis $0,5a$, juostinės diagramos esant skirtingoms dielektrinės skvarbos vertėms. (a) Homogeniška GaAs medžiaga ($\epsilon = 13$). (b) GaAs ($\epsilon = 13$) ir (GaAlAs $\epsilon = 12$) sluoksniai. (c) GaAs ($\epsilon = 13$) ir oro $\epsilon = 1$ sluoksniai [45]. Periodiniuose vienmačiuose fotoniniuose kristaluose, susidedančiuose iš skirtingos dielektrinės skvarbos sluoksnių, visada stebimas draustinis energijų tarpas (pažymėtas geltonai).

Draustinis juostų tarpas yra bene daugiausiai dėmesio susilaukianti fotoninių kristalų savybė. Šis tarpas vadinamas *pilnu*, jeigu abiejų poliarizacijų šviesa negali sklirti nepriklausomai nuo sklidimo krypties, bei *daliniu* arba *pseudo*, jeigu ji negali sklirti tik tam tikrais kampais. Būtent ši savybė buvo akcentuojama pirmuosiuose FK [3, 4] darbuose, taip pat ja dažniausiai paremtas natūralių spalvotų fotoninių kristalų veikimas.

1.3.2 Lėtosios šviesos reiškiny

Gerai žinoma, jog fotonų sklidimo greitis yra konstanta, kurios pakeisti neįmanoma. Vis dėlto, įmanoma pakeisti šviesos efektyvų sklidimo greitį. Pavyzdžiui, dėl atomų sugerties ir perspinduliavimo visose medžiagose šviesos greitis yra mažesnis nei vakuume, o šių greičių santykį nusako lūžio rodiklis $n = c/v$. Didžiosios dalies žinomų skaidrių medžiagų lūžio rodiklis yra maždaug 1 – 4 eilės dydžis, tad, parinkus aukščiausio lūžio rodiklio medžiagas, šviesą daugiausia galima sulėtinti apie 4 kartus. Taip pat šviesą

galima sulėtinti medžiagos anomalios dispersijos srityse, tačiau šiose srityse visada egzistuoja dideli nuostoliai [54].

Neseniai buvo pademonstruoti keletas metodų, leidžiančių žymiai labiau sulėtinti šviesos sklaidimą, o toks reiškinys buvo pavadintas lėtosios šviesos reiškiniu. Pavyzdžiui, iki nanokelvinų atšaldytų ir dideliame vakuume patalpintų atomų, praradusių savo kaip atskirų dalelių savybes ir vadinamų Bozė-Einšteino kondensatais, sistemose šviesos greitis buvo sumažintas iki 17 m/s [55, 56]. Kambario temperatūroje šviesos greitis rubino kristaluose buvo sulėtintas iki 57,5 m/s [57], o skystuose kristaluose, pasižyminčiuose aukštu netiesiškumu ir stipria dispersija – iki 0,2 mm/s [58]. Naudojantis stimuliuota Brijueno sklaida šviesos greitis gali būti sumažintas ir šviesolaidžiuose [59].

Fotoniniuose kristaluose taip pat įmanoma realizuoti šį reiškinį parenkant chromatinės dispersijos savybes [16]. Tai daugkartinės interferencijos reiškinys, kurio metu susiformuoja bangos (modos), su lėtai judančiomis gaubtinėmis. Jų grupinis greitis apibūdinamas sąryšiu $\vec{v}_g = \nabla_k \omega(\vec{k})$, iš čia galime matyti, jog jis artėja prie nulio, jeigu dažnio gradientas artėja prie nulio, t.y. jeigu dažnis bangos vektorius atžvilgiu beveik nekinta. Taigi, kuo juostinėje diagramoje plokštesnės juostos, tuo jas atitinkančių Blocho modų grupinis greitis yra mažesnis. Paprastai šviesa tokias, lėtasias, Blocho modas žadina neefektyviai, todėl šiomis kryptimis FK pasižymi aukštu atspindžio koeficientu, kuris gali būti sumažintas papildomomis priemonėmis [60].

Lėtosios šviesos reiškinys gali būti pritaikytas, pavyzdžiui, optiniuose informacijos apdorojimo įrenginiuose, kuriuos kuriant šiuo metu labai trūksta optinės informacijos paketus vėlinančių elementų, t.y. buferinės atminties. Dabar šiam tikslui naudojami labai ilgi šviesolaidžiai, tačiau akivaizdu, jog dėl didelių matmenų tokie elementai nėra nei praktiški, nei stabilūs. Pasinaudojus lėtosios šviesos reiškiniu šiuos elementus galima būtų padaryti kur kas mažesnių matmenų [51]. Dar vienas lėtosios šviesos privalumas yra žymiai padidėjusi jos sąveikos trukmė su aplinka, t.y. dėl lėtesnio sklaidimo greičio arba, tiksliau, dėl daugkartinės interferencijos, medžiagos ir šviesos sąveika vyksta ilgiau. Tai svarbu kuriant optinius jutiklius arba vien iš optinių elementų sudarytus informacijos apdorojimo įrenginius. Pastaruosiuose šviesa galėtų būti sulėtinama ties optiniais perjungikliais, stiprintuvais ar tranzistoriais, taip žymiai sumažinant reikalingą šių elementų ilgį [61]. Švie-

sos impulsams sulėtėjus sumažėja jų erdvinis ilgis, o intensyvumas išauga [62].

1.4 Erdvinės dispersijos reiškiniai fotoniniuose kristaluose

Be chromatinės dispersijos, kurios savybėmis paremti draustinio energijų tarpo ir lėtosios šviesos reiškiniai, fotoniniuose kristaluose gali egzistuoti ir erdvinė dispersija. Dėl erdvinės dispersijos išsikreipia šviesos izodažniniai kontūrai, o tai gali sukelti įvairius erdvinės dispersijos reiškinius. Toliau aptariami dažniausiai sutinkami reiškiniai, kylantys dėl erdvinės dispersijos.

1.4.1 Šviesos neigiamo lūžio, fokusavimosi ir superkolimacijos reiškiniai

Dar nuo Abės laikų, kuris 1873 m. suformulavusio skyros apibrėžimą, buvo žinoma, jog aukščiausia įmanoma skyra, pasiekama šviesą sufokusavus lęšiais, yra maždaug bangos ilgio eilės. Kad ir kaip tobulai būtų nupoliruotas lęšis, šio apribojimo apeiti nepavyks dėl fundamentinių priežasčių. Šviesos fokusavimas lęšiais turi ribotą skyrą dėl to, jog nevisos atvaizduojamo objekto signalo dedamosios yra perkeliamos į atvaizdą. Tuo nesunku įsitikinti [12]: tarkime, jog turime be galo mažą ω dažnio dipolinį šaltinį. Jo skleidžiamų bangų elektrinį lauką išskleiskime Furjė eilute:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{\sigma, k_x, k_y} \vec{E}_{\sigma}(k_x, k_y) \times \exp(ik_z z + ik_x x + ik_y y - i\omega t), \quad (1.8)$$

čia laikome, jog optinė ašis yra nukreipta išilgai z ašies. Šia kryptimi nukreipta bangos vektoriaus išilginė komponentė k_z . Išreiškime ją iš sąryšio $|k| = \omega/c$:

$$k_z = \sqrt{\omega^2 c^{-2} - k_x^2 - k_y^2}. \quad (1.9)$$

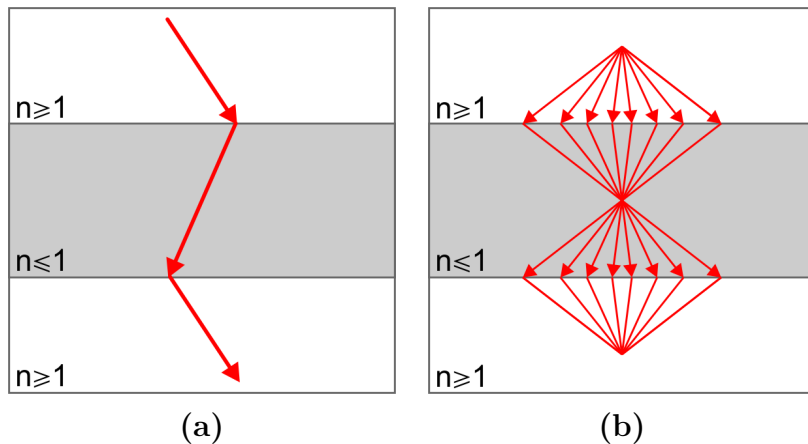
Lęšio funkcija yra visas šias bangas sufokusuoti tam tikru atstumu į vieną tašką. Tačiau, panagrinėję k_z išraišką, matome, jog ji yra reali ir teigiama tik kai $\omega^2 c^{-2} > k_x^2 + k_y^2$, o, esant ilgesniems banginiams vektoriams, k_z yra menama. Pastaruoju atveju 1.8 lygtyje esančios eksponentės rodiklyje atsiranda realus dydis, reiškiantis, jog tokios bangos yra gėstančios, t.y. bus prarasta dalis objekto informacijos. Tokiu būdu, net jei lęšis būtų tobulai

pagamintas, jo skyra nebūtų geresnė nei

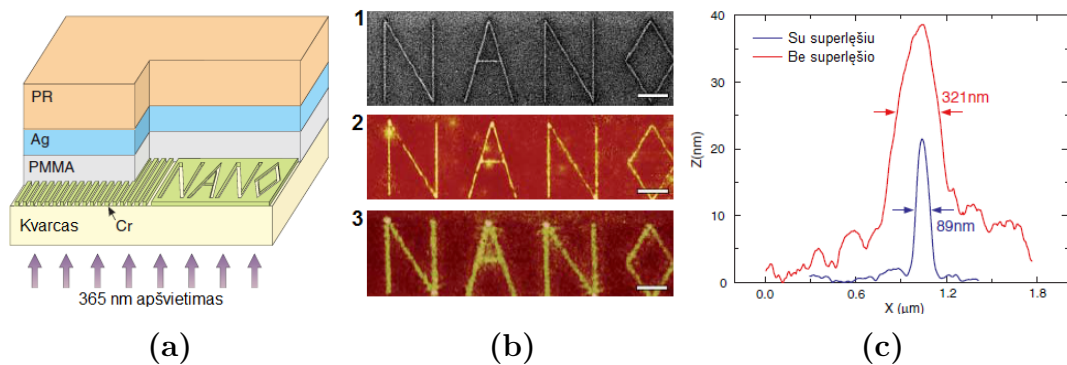
$$\Delta \approx \frac{2\pi}{k_{max}} = \frac{2\pi c}{\omega} = \lambda. \quad (1.10)$$

Vis dėlto šis fundamentinis apribojimas gali būti apeitas. 2000 m. J. Pendry pasiūlė išeitį – tobulą lęšį, pasižymintį daug aukštesne ir teoriškai neribota skyra [12]. Tokie lęšiai dabar vadinami „superlęšiais“. Superlęšio idėja paremta šviesos sklidimu neigiamo lūžio rodiklio $n = -1$ medžiagose. Hipotetinė medžiaga, turinti tokį lūžio rodiklį, ne tik gebėtų veikti kaip plokščias lęšis [63], bet ir pasižymėtų aukštesne skiriamąja geba, nes tokioje terpėje sklistų tiek realią, tiek menamą k_z dedamąją turinčios bangos (detaliau žr. [12]).

Neigiamą lūžio rodiklį turinčios medžiagos šviesą laužia priešingu kampu nei įprastinės (1.11 (a) pav.). Šis reiškinys vadinamas neigiamu šviesos lūžiu. Superlęšių veikimo principas pagrįstas neigiamo lūžio reiškiniumi (1.11 (b) pav.). Iš objekto sklindanti šviesa laužiama neigiamu kampu ir atvaizduojama dviejuose taškuose – medžiagos viduje ir išorėje. Aštriausiu fokusavimu pasižymi lęšiai, kurių lūžio rodiklio modulis yra lygus supančios aplinkos lūžio rodikliui (pvz., $n = -1$, jei lęšis yra ore), priešingu atveju atsirastų sferinės aberacijos. Superlęšiai be aukštos skyros pasižymi ir kitomis naudingomis savybėmis, pavyzdžiui, jie yra plokšti, taip pat neturi optinės ašies, todėl jų nereikia centruoti.



1.11 pav.: (a) Šviesos lūžis neigiamą lūžio rodiklį turinčioje medžiagoje ir (b) tokios medžiagos šviesos fokusavimo principas. Pagal [12, 51].



1.12 pav.: Pirmoji eksperimentinė superlęšio veikimo demonstracija. (a) Ant šviesai jautraus polimero buvo užgarintas 35 nm sidabro sluoksniu, kuris padengtas PMMA sluoksniu. Šis „sumuštinis“ apšviestas 365 nm bangos ilgio spinduliuote per kaukę, kurioje suformuotas 40 nm linijų storio užrašas „NANO“ (b-1). Eksperimentas pakartotas du kartus – su (b-2) ir be (b-3) sidabro sluoksniu. Nustatyta, jog užrašo linijų storis su sidabro sluoksniu, veikiančiu kaip superlęšis, buvo 89 nm, o be sidabro 321 nm. Tokiu būdu buvo eksperimentiškai įrodytas superlęšio veikimas [64].

Gamtoje medžiagos, turinčios neigiamą lūžio rodiklį, neegzistuoja. Vis dėlto tokios medžiagos gali būti sukurtos dirbtinai [65]. Šios medžiagos dar vadinamos kairiarankėmis medžiagomis dėl atvirkščio elektrinio, magnetinio laukų ir bangos vektoriaus k išsidėstymo arba dukart neigiamom medžiagom, nes tokiose medžiagose neigiama yra tiek elektrinė, tiek magnetinė skvarba. Neigiamą lūžio rodiklį turinčios medžiagos priklauso *metamedžiagų* klasei. Metamedžiagos paprastai sudarytos iš *metaatomų* – keletą kartų mažesnių už bangos ilgį, periodiškai išdėstytų rezonatorių. Parinkus rezonatorių rezonansinį dažnį artimą spinduliuotės bangos ilgiui, galima sukurti tokį efektingą medžiagos atsaką, lyg ji turėtų neigiamą lūžio rodiklį.

Žinoma, kaip ir viskas gamtoje, superlęšio skiriamoji geba negali būti be galo aukšta. Dar visai neseniai virė aršios diskusijos, ar apskritai jie gali pasižymėti aukštesne skyra [13, 66]. Kai kurie metalai, pavyzdžiui, sidabras, regimajame ir ultravioletiniame ruože pasižymi neigiama dielektrine skvarba. Nors sidabro magnetinė skvarba teigiama, esant plonam sidabro sluoksniui jis iš dalies galėtų veikti kaip superlęšis. Ši idėja buvo realizuota eksperimentiškai [64]. Ant kvarcinio padėklo buvo suformuota chromo kaukė, turinti 40 nm linijos pločio užrašą „NANO“. Ant jo buvo užlietas 40 nm storio PMMA sluoksniu ir užgarintas 35 nm sidabro sluoksniu. Ant šio „sumuštinio“ viršaus buvo užlietas šviesai jautraus polimero sluoksniu (1.12 pav. (a)). Kaukę apšvietus 365 nm bangos ilgio gyvsidabrio lempa,

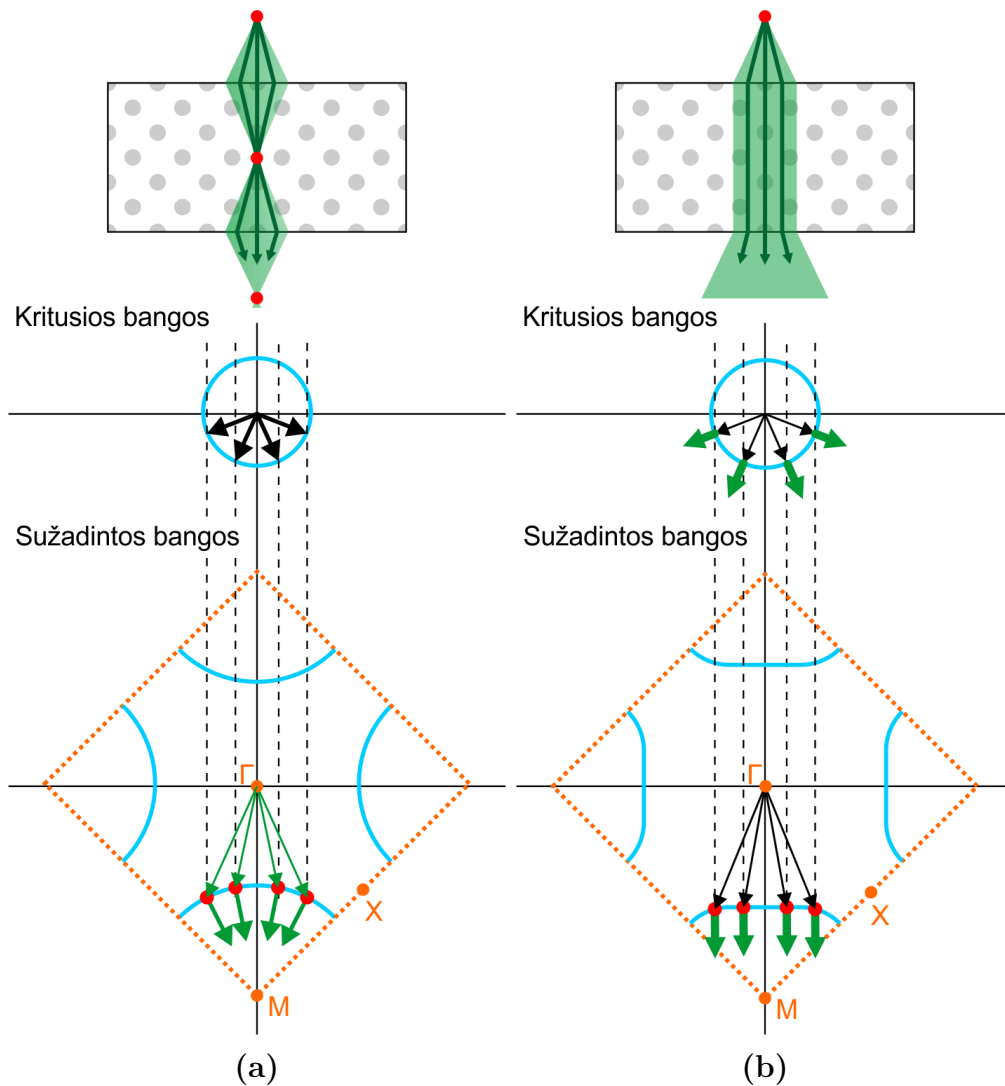
užrašas “NANO”, buvo atkurtas fotopolimere, o užrašo linijų plotis buvo 89 nm (1.12 pav. (b)). Sidabro sluoksnį pakeitus tokio pat storio polimetilmetakrilato (PMMA) sluoksniu, t.y. išėmus superlęšį, užrašo linijų plotis buvo daug didesnis – 321 nm (1.12 pav. (c)), taigi akivaizdu, jog superlęšis iš tiesų gali pagerinti skiriamąją gebą.

Metamedžiagos, panašiai kaip fotoniniai kristalai, susilaukė didelio susidomėjimo. Vis dėlto eksperimentiškai jas sunku realizuoti regimajame bei infraraudonajame ruože ne tik dėl itin mažų matmenų, bet ir dėl tinkamų medžiagų trūkumo. Šviesos dažniui didėjant metalai pradeda sugerti šviesą, nes priartėjama prie rezonansinio laisvųjų elektronų plazmos dažnio. Plokštiems superlęšiams realizuoti buvo pasiūlyta alternatyva – vietoje metamedžiagų naudoti fotoninius kristalus, kurie taip pat gali pasižymėti neigiamu šviesos lūžiu net ir neturėdami neigiamo lūžio rodiklio [50, 67].

Panagrinėkime FK kvadratinės gardelės izodažninius kontūrus (1.13 pav. (a)) [67]. Taško M aplinkoje izodažniniai kontūrai siaurėja didėjant dažniui ω ir tampa išgaubti taško Γ atžvilgiu. Kaip ir 1.2.5 skyriuje, nubrėžkime izodažninį apskritimą ore ir parinkę kelis bangos vektorius k , atidėkime jų tangentinę komponentę ilgius atitinkančias punktyrines linijas. Šių linijų ir izodažninių kontūrų sankirtos takuose nustatykime grupinio greičio kryptis. Kadangi izodažninis kontūras yra įgaubtas, t.y. atitinka tam tikro spindulio apskritimo lanką, skirtingų k bangų grupinio greičio kryptys bus nukreiptos šio apskritimo centro link, t.y. vyks šviesos fokusavimas, nors pats kristalas yra plokščias. Kad vyktų efektyvus šviesos fokusavimas, reikia, kad kristalo izodažninis kontūras būtų platesnis nei ilgiausia krentančios bangos k vektoriaus tangentinė komponentė, t.y. jis turi apimti visas galimas tangentinės komponentės vertes. Tokie plokšti fotoninių kristalų lęšiai buvo eksperimentiškai pademonstruoti mikrobangų diapazone. Parodyta, jog jie gali pasižymėti tiek įprasta [68], tiek subbangine skyra [69–71].

Šviesos fokusavimas fotoniniuose kristaluose atsiranda kai izodažniniai kontūrai yra išgaubti. Jeigu šie kontūrai yra įgaubti, atsiranda priešingas efektas – šviesos sklaidymas, t.y. toks kristalas veiks kaip sklaidantysis lęšis. O jeigu izodažniniai kontūrai yra visiškai plokšti, tuomet galimas dar vienas įdomus reiškinys – superkolimacija.

Superkolimacija – tai reiškinys, kada šviesa sklisdama kristalu nei plinta, nei glaudžiasi. Bet koks k vektorius, kritęs į tokį kristalą, yra nukreipia-

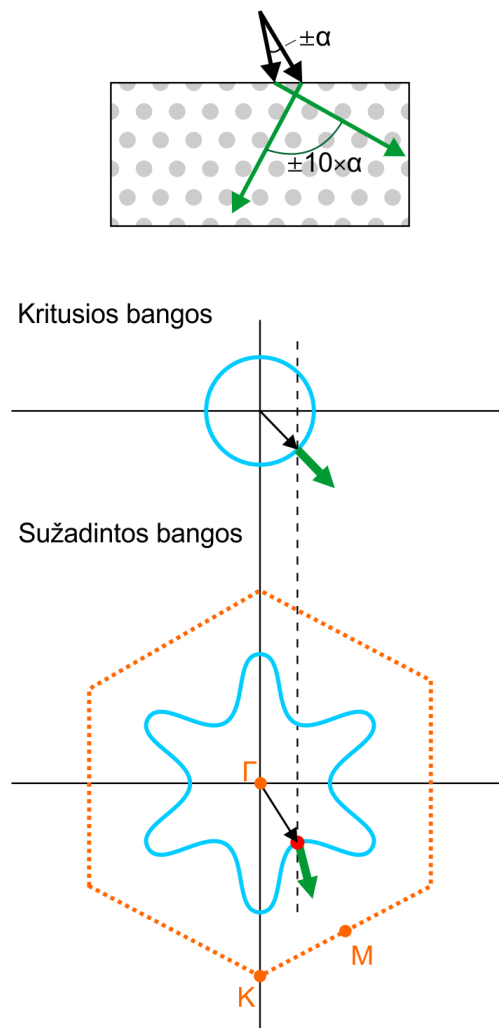


1.13 pav.: (a) Šviesos fokusavimą ir (b) superkolimaciją fotoniniuose kristaluose atitinkančių izodažninių kontūrų pavyzdžiai. Žymėjimai tokie patys kaip ir 1.6 pav.

mas plokščių izodažninių kontūrų normalės kryptimi (1.13 pav. (b)) [5–10]. Šviesos kolimacija, atsirandanti dėl terpės erdvinės dispersijos savybių, o ne dėl jos formos, gali būti panaudota įvairiuose mikrooptikos elementuose [72], pavyzdžiui: pluošto dalikliuose [73–75], interferometruose [76], filtruose [77], poliarizacijos dalikliuose [78, 79] ir pan. Eksperimentiškai įrodyta, jog taip kolimuotas pluoštas gali nusklisti mažiausiai centimetrų eilės atstumus [80–82], taip pat šis reiškinys gali būti stebimas daugiasluoksniuose FK bei metamedžiagose [83–86].

1.4.2 Superprizmės reiškinys

Dar vienas įdomus reiškinys, galintis atsirasti fotoniniuose kristaluose, yra superprizmės reiškinys. Tai reiškinys, dėl kurio FK tampa labai jautrus kritusios spinduliuotės kryptčiai arba bangos ilgiui. Superprizmių jautrumas bangos ilgio pokyčiui gali būti ~ 500 kartų didesnis nei įprastinės prizmės ir ~ 50 kartų didesnis nei difrakcinės gardelės [87].

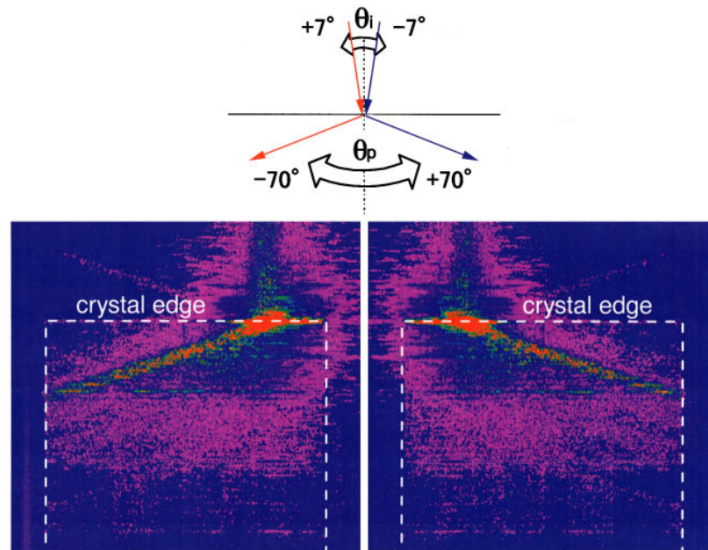


1.14 pav.: Fotoninio kristalo, pasižyminčio superprizmės reiškiniumi, izodažniniai kontūrai. Superprizmės reiškinys dažniausiai stebimas ties stipriai išlenktais izodažniniais kontūrais, kada net nedidelis kritusios bangos k vektoriaus pokytis stipriai pakeičia sužadintų bangų krypttis. Žymėjimai tokie patys kaip ir 1.6 pav.

Šio reiškinio priežastis yra itin išlenkti izodažniniai kontūrai. 1.14 pav. pateiktas tokių kontūrų pavyzdys (kaip analizuoti izodažninius kontūrus

aptarta 1.2.5 skyriuje). Pavyzdyje matomos kreivės forma dėl sudėtingos geometrijos mokslinėje literatūroje dažnai vadinama „monstru“ [50]. Kai kritusio k vektoriaus tangentinė komponentė yra monstro vidinio arba išorinio kampo aplinkoje, praėjusio k vektoriaus kryptis dėl didelio kreivės išlenkimo tampa labai jautri net ir nedideliems kritimo kampo arba bangos ilgio pokyčiams [88, 89].

Superprizmės reiškinys visada stebimas ties išsigimusiaisiais taškais k erdvėje. Šiam reiškiniui pasiekti nereikia didelio lūžio rodiklio kontrasto, priešingai – esant per dideliame kontrastui mažėja superprizmės jautrumas [51].



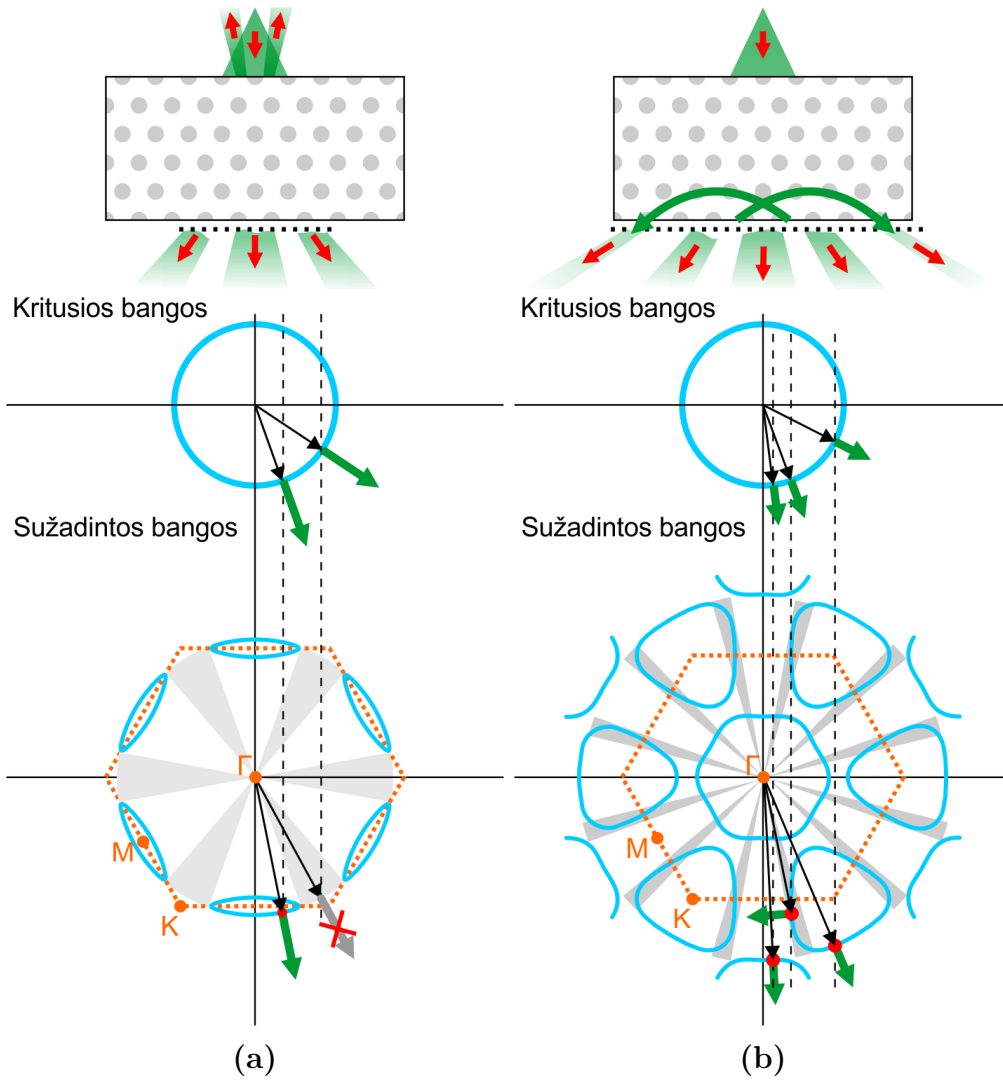
1.15 pav.: Pirmoji eksperimentinė superprizmės reiškinio demonstracija dvimačiame fotoniniame kristale, pagamintame tradiciniais litografijos metodais iš amorfinio silicio ir silicio dioksido sričių. Šviesos kritimo kampas buvo keičiamas nuo $+7^\circ$ (kairėje) iki -7° (dešinėje), o išeinantis pluoštas keitė sklidimo kampą nuo $+70^\circ$ iki -70° . Abiem atvejais šviesos sklidimas pasižymėjo neigiamu lūžiu [87].

Superprizmės reiškinys buvo pademonstruotas eksperimentiškai dvimačiuose FK [87, 90, 91], taip pat trimačiuose DFP technologijos būdu suformuotuose kristaluose [92–94]. Jis gali būti pritaikytas spektroskopijoje, taip pat bangos ilgių atskyrikliuose, naudojamuose šviesolaidinio ryšio technologijose [87, 90].

1.4.3 Erdvinis šviesos filtravimas

Šviesai sklindant FK, gali nutikti taip, kad tam tikroms k vektorių kryptims neatsiras izodažninių kontūrų, t.y. nebus jokių galimų sužadinti Blocho modų (1.16 (a) pav.). Tokiu atveju šiomis kryptimis šviesa skliti negalės ir ji bus atspindėta. Kampų intervalas, kuriais šviesa skliti negali, vadinamas kampiniu draustinių juostų tarpu (KDJT). Panaudojant KDJT galima realizuoti erdvinį šviesos pluoštų filtravimą, kada iš erdvinio šviesos spektro išfiltruojamos tam tikros, nepageidaujamos kampinės komponentės [14, 95–98]. Tokiam erdviniam filtravimui įgyvendinti reikia šviesos bangos ilgio eilės išilginių periodų, dėl šios priežasties jį sudėtinga realizuoti regimajame bei artimajame infraraudonajame ruože.

Erdvinis filtravimas gali būti realizuotas ir kitokio tipo FK, kurie neturi KDJT [15]. Tokio tipo FK išfiltruota šviesa ne atspindima, bet nukreipiama į difrakcinius maksimumus (1.16 (b) pav.) dėl stipriai išlenktų izodažninių kontūrų segmentų. Tokie FK gali turėti daug didesnius erdvinius periodus, todėl juos lengviau pagaminti esamomis technologijomis. Plačiau erdvinio filtravimo reiškiniai aptariami 6 skyriuje.



1.16 pav.: Erdviniu šviesos filtravimu pasižyminčių fotoninių kristalų izodažniniai kontūrai. (a) Erdvinio filtravimo atvejis kristaluose su kampiniais draustinių juostų tarpais. Tam tikrų krypčių bangos negali sklisti kristale, todėl yra atspindimos atgaline kryptimi. (b) Erdvinis filtravimo atvejis kristaluose be kampinių draustinių juostų tarpų. Tam tikrų krypčių bangos nukreipiamos į difrakcinius maksimumus. Žymėjimai tokie patys kaip ir 1.6 pav. Juoda punktyrinė linija skirta pabrėžti, jog erdvinis filtravimas yra tolimojo lauko reiškinys.

2

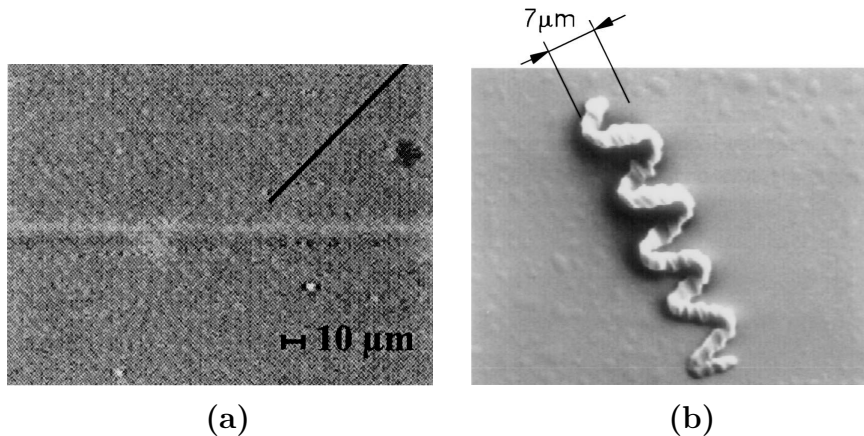
Skaidrių medžiagų apdirbimas femtosekundiniais lazerio impulsais

1962 m., praėjus vos porai metų po lazerio sukūrimo [99], buvo pastebėta, jog intensyvaus kokybės moduliacijos režimu veikiančio lazerio pluoštas gali sukelti įvairių medžiagų pažeidimus ir pakeisti jų struktūrą. Šie reiškiniai iš pradžių buvo laikomi žalingais, neturinčiais praktinės naudos, trukdančiais toliau vystyti lazerius bei didinti jų spinduliuotės galią, tačiau netrukus buvo suprasta, jog lazeriai gali būti panaudoti pramonėje kaip itin tikslūs nekontaktiniai įrankiai virinimui ar pjovimui. Tik praėjus dar porai dešimtmečių buvo atkreiptas dėmesys [100, 101] į tai, jog lazeriai gali tai, ko negali joks kitas mechaninis įrankis – apdirbti skaidrių medžiagų tūrį, nepaveikiant jų paviršiaus [102].

Skaidrios medžiagos yra tokios medžiagos, kurių draustinis energijų tarpas yra didesnis nei krentančių fotonų energija. Fotonų energijos neužtenka perkelti elektronams iš valentinės juostos į laidumo, taigi tokios medžiagos šviesos nesugeria ir iš pirmo žvilgsnio atrodo, jog jų neįmanoma paveikti lazeriu. Visgi, esant itin aukštiesiems spinduliuotės intensyvumams, susidarantiems aštriai sufokusuoto impulsinio lazerio pluošto židinyje, sukeliama netiesiniai reiškiniai, kurie leidžia apdirbti net ir tokias medžiagas. Pirmoji skaidrių medžiagų tūrio apdirbimo galimybė pademonstruota 1996 m. [100], kada panaudojant femtosekundinę Ti:Safyro sistemą (810 nm, 120 fs, 200 kHz), įvairių stiklų (germaniu legiruotų, boro, natrio-kalcio, fluorocirkonio) tūryje buvo įrašytos linijos (2.1 (a) pav.). Nustatyta, jog visuose šiuose stikluose įmanoma sukelti lūžio rodiklio pokytį, siekiantį 0,01–0,035. Tokio pokyčio pakanka įrašyti šviesolaidžiams bei kitiems optiniams ele-

mentams.

Netrukus po šios publikacijos, 1997 m. buvo pirmą sykį pademonstruota trimačių mikrodarinių formavimo galimybė šviesai jautriuose polimeruose [101]. Šie fotopolimerai susideda iš monomerų ir fotoiniciatoriaus mišinio, kurį apšvietus UV šviesa įvyksta fotopolimerizacijos reakcija, kurios metu monomerai, veikiant sužadintam fotoiniciatoriui jungiasi į polimerus, chemiškai atsparius tirpikliams. Parodyta, jog aštriai sufokusavus Ti:Safyro lazerio pluoštelį į fotopolimero lašelio tūrį, galima sukelti fotopolimerizacijos reakciją itin mažame tūryje, nepaveikiant gretimų sričių. Keičiant bandinio padėtį sufokusuoto pluošto židinio atžvilgiu, polimerizacijos reakcija sukeliama vis kitoje erdvės dalyje, tokiu būdu pataškiui suformuojamas trimatis mikrodariny (2.1 (b) pav.). Nepaveiktos sritys nuplaunamos tirpikliais, naudojant fotografijos terminus, šis etapas vadinamas ryškinimu. Remiantis pirmoje publikacijoje [101] dominavusiu mechanizmu, ši technologija pavadinta dvifotone polimerizacija.



2.1 pav.: Pirmųjų mikrodarinių pavyzdžiai, suformuoti femtosekundiniais lazeriais: (a) optiniu mikroskopu užregistruotas stiklo tūryje statmena pluoštui kryptimi suformuotas šviesolaidis [100], (b) skenuojančiu elektroniniu mikroskopu užregistruota trimatė 7 μm skersmens spiralė, pagaminta dvifotonės polimerizacijos būdu [101].

Tiek lūžio rodiklio pokyčių stikle įrašymas lazeriu, tiek fotojautrių skaidrių medžiagų polimerizacijos inicijavimas per pastarąjį nepilną dvidešimtmetį susilaukė didelio susidomėjimo, abu šie metodai buvo panaudoti šioje disertacijoje fotoninių kristalų formavimui.

2.1 Skaidrių medžiagų apdirbimo fizikiniai mechanizmai

Šviesos impulso ir kietakūnės skaidrios medžiagos sąveiką galima išskaidyti į tris charakteringus etapus. Pirmiausia medžiagoje sukuriama laisvųjų elektronų plazma, t.y. laidumo juostoje sugeneruojama pakankamai daug sužadintų elektronų. Šie elektronai elektroninės - fononinės sąveikos būdu perduoda energiją gardelei, kuri, esant pakankamam energijos kiekiui yra modifikuojama [103]. Panagrinėkime šiuos etapus išsamiau.

Laisvųjų elektronų plazmos formavimasis

Laisvųjų elektronų plazma gali formuotis vienu ar keliais mechanizmais, o kuris mechanizmas dominuos, priklauso nuo spinduliuotės bei medžiagos parametrų. Išskiriami šie trys pagrindiniai laisvųjų elektronų plazmos formavimosi mechanizmai: daugiafotonė, tunelinė ir griūtinė jonizacija.

Daugiafotonę jonizaciją sukelia daugiafotonė sugertis – reiškinys, pirmą kartą numatytas teoriškai vokiečių fizikės Marijos Goeppert-Mayer dar 1929 metais [104]. Šis reiškinys leidžia sugerti fotonus, kurių energija mažesnė už draustinių energijų tarpą, jeigu tų fotonų tankis yra pakankamai didelis. Poveikis medžiagai, sugėrus n fotonų turinčių E_ν energiją būna toks pats, lyg būtų sugertas vienas $n \times E_\nu$ energijos fotonas. Kad tokia sugertis vyktų, reikia didelio fotonų tankio, t.y. didelio šviesos intensyvumo. Daugiafotonei sugerčiai aprašyti gerai žinomas Bero-Lamberto dėsnis

$$-\frac{dI}{dz} = \alpha I \quad (2.1)$$

patikslinamas įvedant netiesinius narius

$$-\frac{dI}{dz} = \alpha I + \beta I^2 + \gamma I^3 + \dots \quad (2.2)$$

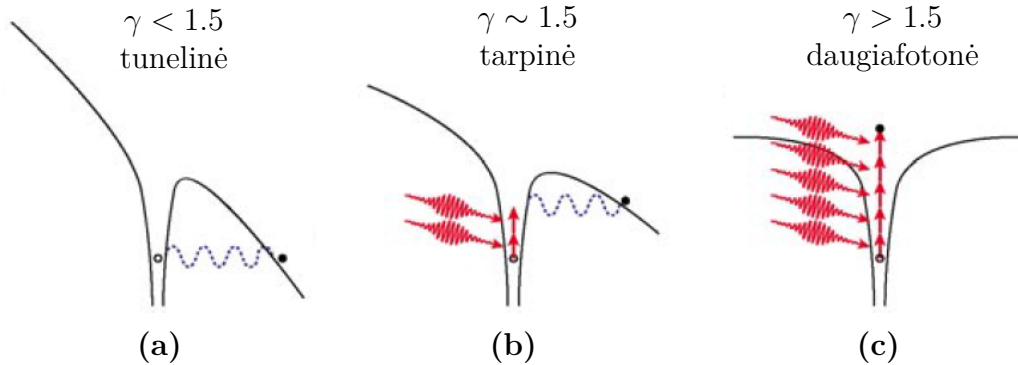
Čia α , β , γ – atitinkamai pirmos, antros ir trečios eilės sugerties koeficientai, I – šviesos intensyvumas, z – išilginė koordinatė. Dėl pakankamai intensyvių šviesos šaltinių trūkumo eksperimentiškai daugiafotonė sugertis buvo patvirtinta tik atsiradus lazeriams.

Tunelinės jonizacijos metu stiprus šviesos elektrinis laukas iškreipia elektroną su branduoliu rišantį elektrinio lauko potencialo pasiskirstymą taip, kad atsiranda didelė tikimybė elektronui tuneliuoti pro jį. Tunelinės joniza-

cijos mechanizmas dažniausiai dominuoja esant intensyviems lazerio impulsams ir žemiems dažniams. Tuo tarpu daugiafotonė jonizacija dominuoja esant aukštiems dažniams ir žemiems intensyvumams. Galimas ir tarpinis variantas, kada abu mechanizmai veikia kartu. Kuris mechanizmas dominuoja nusako Keldyšo [105] parametras

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{m c n \epsilon_0 E_g}{I} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.3)$$

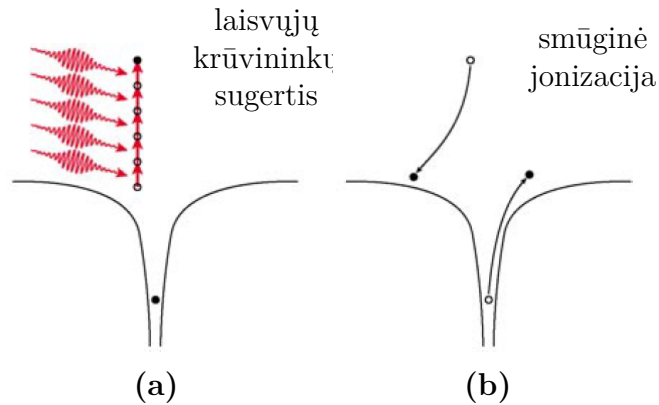
čia ω – šviesos bangos dažnis, e ir m – elektrono redukuotas krūvis ir masė, c – šviesos greitis, n – medžiagos lūžio rodiklis, ϵ_0 – dielektrinė konstanta, E_g – medžiagos draustinės juostos plotis. Keldyšo parametras, didesnis už 1.5, būdingas daugiafotonei jonizacijai, o mažesnis – tunelinei. Keldyšo parametro vertė, artima 1.5, būdinga atvejams, kada abu procesai vyksta kartu. Čia reiktų turėti omenyje, jog Keldyšo teorija aprašo tik bendras tendencijas, labiausiai tinkančias stacionariems laukams, o nestacionariems laukams, t.y. tokiems, kurie yra trumpuose lazerių impulsuose, galimi žymūs nukrypimai nuo šios teorijos [106].



2.2 pav.: Netiesinės fotojonizacijos mechanizmai ir juos atitinkanti Keldyšo parametro γ vertė. (a) Tunelinė jonizacija, (b) tarpinė jonizacija, kada kartu vyksta tiek tunelinė, tiek daugiafotonė jonizacija, (c) daugiafotonė jonizacija [103].

Be netiesinės jonizacijos, egzistuoja dar vienas jonizacijos mechanizmas – griūtinė jonizacija. Šis mechanizmas yra tiesinis, tačiau, kad jis vyktų, reikia, kad laidumo juostoje jau būtų elektronų. Elektronai į laidumo juostą gali būti perkelti daugiafotonės ar tunelinės jonizacijos būdais arba dėl gardelės defektų, šiluminio priemaišų sužadavimo ar pan. Laidumo juostos elektronas gali tiesiškai sugerti fotoną ir „susidūręs“ su valentinės juostos

elektronu perduoti jam savo energiją (2.3 pav.). Tokiu būdu valentinėje juostoje jau bus du elektronai, kurie vėl gali sugerti fotonus, sužadinti kitus elektronus ir t.t.



2.3 pav.: Griūtinės fotojonizacijos mechanizmo iliustracija. Laidumo juostos elektronas daugiapakopiškai sugeria keletą fotonų ir gali perduoti savo energiją valentinės juostos elektronams, juos perkeliant į laidumo juostą. Procesas kartojasi iš naujo, kiekvieną sykį laidumo elektronų skaičius yra padvigubinamas [103].

Energijos relaksacija

Perteklinės energijos turintys elektronai atiduoda ją gardelei. Šis elektroninės–fononinės sklaidos procesas yra maždaug 1 – 10 ps trukmės. Jeigu lazerio impulsai yra trumpesni, tuomet impulso metu elektronai nespėja perduoti savo energijos gardelei. Ilgesnių impulsų metu kartu vyksta ir elektronų sužadinimas, ir energijos perdavimas gardelei. Taip pat vyksta šilumos difuzija, dėl kurios sumažėja energijos tankis ir ji išsklaidoma aplinkinėse medžiagos srityse. Medžiaga įkaista ir, priklausomai nuo intensyvumo, gali būti išlydoma, užvirinama, suskaldoma ar kitaip paveikiama. Ilgų impulsų metu griūtinė jonizacija dažnai būna dominuojantis mechanizmas, nes būna pakankamai prikaupta užuomazginių elektronų laidumo juostoje. Trumpų impulsų lazeriu medžiagas galima apdirbti daug tiksliau, nes dėl difuzijos vėlavimo pasiekiamas žymiai didesnis energijos tankis, taigi galima žymiai lokaliau sužadinti medžiagą sunaudojant mažesnę energijos kiekį [103, 107].

Medžiagos modifikavimas

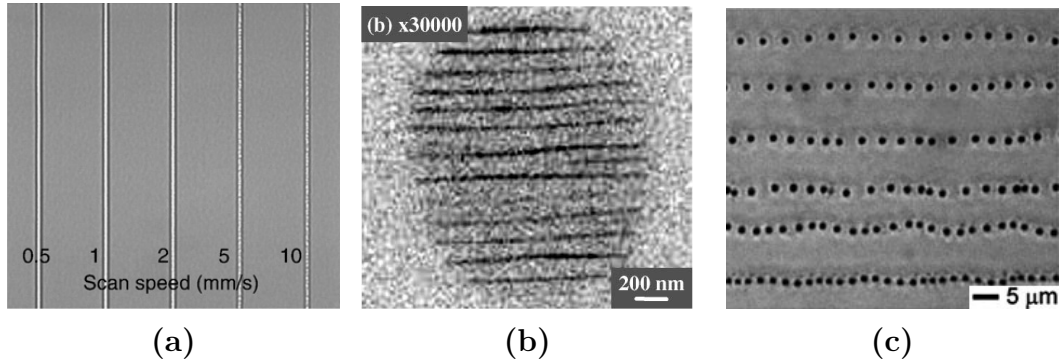
Femtosekundinės trukmės impulsai gali negrįžtamai paveikti skaidrias medžiagas (ypač stiklus) trimis pagrindiniais būdais, kurie dar dažnai vadinami modifikavimo tipais: gali susidaryti izotropinio lūžio rodiklio pokyčio sritys (1 tipas), dvejopai laužiančios sritys bei nanogardelės (2 tipas) arba tuščios ertmės (3 tipas). Kuris poveikis bus stebimas labai priklauso ne tik nuo lazerio parametrų (energijos, impulsų trukmės, pasikartojimo dažnio, bangos ilgio, poliarizacijos, fokusavimo parametrų, skenavimo greičio ir pan.), bet ir nuo medžiagos parametrų (draustinių energijų tarpo, šiluminio laidumo ir pan.) [108, 109].

Kai spinduliuotės intensyvumas yra palyginus žemas, susidaro nedaug pakitusio tolygaus lūžio rodiklio sritys [110]. Pluošto sąsmaukoje esanti medžiaga staiga išlydoma ir atvėsinama, dėl ko šiek tiek pakinta jos struktūra, tankio pasiskirstymas bei kartu lūžio rodiklis. Kartais dėl pokyčių gardelėje susidaro spalviniai centrai ir kai kurie mokslininkai jų atsiradimą siejo su lūžio rodiklio pokyčiu (Kramerso – Kronigerio sąryšis teigia, kad pasikeitus sugerčiai, pasikeičia ir lūžio rodiklis), tačiau spalvinių centrų ryšys su lūžio rodiklio modifikacijom nebuvo patvirtintas [108]. Tolygaus lūžio rodiklio pokyčio modifikacijos gerai tinka norint stiklo tūryje įrašyti šviesolaidžius [101, 111, 112], Brego gardeles [113], didelio tankio duomenis [114] ir pan.

1999 m. pastebėta, jog kai kuriuose stikluose, esant aukštesniam intensyvumui, paveiktos sritys tampa anizotropinės, pasižyminčios dvejopu lūžiu [115]. Šios sritys susideda iš difrakcinę gardelę primenančios lūžio rodiklio moduliacijos, kurios periodas yra 140 – 320 nm eilės, o kryptis statmena pluošto elektrinio lauko kryptčiai – nanogardelių [109]. Jų atsiradimo priežastis nėra iki galo aiški, tačiau manoma, jog nanogardelės atsiranda dėl interferencijos tarp lazerio pluošto elektrinio lauko ir laisvųjų elektronų plazmos bangų, dėl ko atsiranda elektronų plazmos koncentracijos moduliacija [109, 116].

Kai intensyvumas dar aukštesnis, medžiagoje gali susiformuoti tuščios kiaurymės. Pasibaigus lazerio impulsui maždaug per 10 ps elektronų plazma perduoda savo energiją gardelei. Dėl lokalaus medžiagos kaitimo susidaro itin dideli slėgiai bei aukšta temperatūra, dėl ko susidaro smūginė banga, kurios slėgis viršija Jungo modulį. Tokia banga (arba mikro sproginimas) nustumia išlydytą medžiagą tolyn nuo centro, palikdama po savęs tuščią

kiaurymę, apsuptą sutankintos medžiagos kiauto [108, 110]. Įdomu tai, kad tokių mikro sproginų metu susidaro tokios ekstremalios sąlygos (slėgis > 100 GPa, temperatūra > 10000 K), kokios aptinkamos nebent žvaigždžių ar planetų branduoliuose. Šitaip galima sukurti junginius, kurie natūraliai neaptinkami, pavyzdžiui, safyre suformuoti tūryje centruotą kubinį aliuminį (įprastinis aliuminis turi kubinę paviršiuje centruotą gardelę) [117].



2.4 pav.: Charakteringas femtosekundinės spinduliuotės poveikis skaidrių medžiagų tūriui kintant impulsų energijos. (a) Esant palyginus nedidelėms energijoms formuojasi tolygaus lūžio rodiklio pokyčio sritys. Šis režimas gerai tinka formuoti šviesolaidžiams ar kitiems optiniams elementams. Pavyzdyje matomi šviesolaidžiai, suformuoti skirtingais skenavimo greičiais [118]. (b) Esant aukštesnėms energijoms formuojasi anizotropinio lūžio rodiklio sritys, kuriose stebimos ~ 200 nm periodo nanogardelės [109]. (c) Kai pluošto energija didelė, gali susidaryti mikro sproginai, paliekantys tuščias ertmes, apsuptas tankesnės medžiagos kiautu [119].

2.2 Daugiafotonės polimerizacijos technologija

Dvifotonės polimerizacijos technologija pirmą kartą paminėta 1997 m. [101]. Tai unikali technologija, kurią naudojant galima suformuoti trimačius, įvairių formų ir aukštos erdvinės skyros ($< \lambda$) mikrodarinius. Technologija paremta fotopolimerizacijos reakcijomis šviesai jautraus fotopolimero tūryje, atsirandančiomis dėl dvifotonės sugerties aštriai sufokusuoto lazerio pluošto židinyje.

Kartais istorinis [101] dvifotonės polimerizacijos terminas kelia tam tikrų prieštaravimų. Pavyzdžiui, priklausomai nuo fotopolimero ir lazerio parametrų gali vyrauti ne dvifotonė, o trifotonė sugertis [120]. Kai kurie autoriai netgi iškėlė mintį, jog dominuoja ne daugiafotonės, o griūtinės jonizacijos mechanizmas [121], tačiau kitų autorių tyrimas [122] to nepatvirtino. Dėl šių priežasčių, nemažai autorių naudoja *daugiafotonės polimerizacijos* (DFP) arba bendresnį *tiesioginio lazerinio rašymo* terminą. Šioje disertacijoje bus naudojamas DFP terminas, nors detalus polimerizacijos reakcijų inicijavimo mechanizmas iki šiol yra mokslinių diskusijų objektas.



2.5 pav.: Daugiafotonės polimerizacijos technologijos etapai.

DFP technologija susideda iš trijų pagrindinių etapų (2.5 pav.). Pirmajame etape paruošiamas bandinys iš šviesai jautraus fotopolimero. Dažniausiai fotopolimerai yra skysti, todėl jie užlašinami ant stiklo ar kitokios medžiagos padėklo. Jeigu reikia, fotopolimeras išdžiovinamas, pakaitinamas arba kitaip paruošiamas fotopolimerizacijai. Antrajame etape vyksta mikrodarinių formavimas paveikiant reikiamas sritis sufokusuotu lazerio pluoštu. Paskutiniame etape bandinys išryškinamas, t.y. pašalinamos nesupolimerizuotos sritys ištirpinant jas tirpikliuose.

Nors yra darbų, kuriuose fotopolimerizacijos reakcijos inicijuojamos pikosekundiniais [123], nanosekundiniais [124] ar net nuolatinės veikos [125] la-

zeriais, DFP technologijoje dažniausiai naudojami femtosekundiniai lazeriai. Būtent šios impulso trukmės lazeriais galima apdirbti daugiausiai fotopolimerų bei pasiekama aukščiausia mikrodarinių raiška ir kokybė.

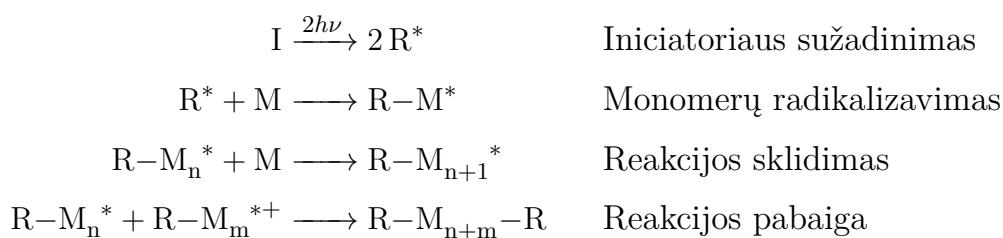
DFP technologija pasižymi itin aukšta darinių formavimo raiška, kuri nedaug nusileidžia elektronų pluošto litografijai, tačiau leidžia suformuoti ne tik dvimačius, bet ir trimačius mikrodarinius. Vis dėlto sunku įvardinti kokia galima aukščiausia technologijos skyra, kadangi dėl jos apibrėžimo dar nėra sutarta. Pavyzdžiui, dažnai yra formuojamos kabančios pavienės trumpos linijos, kurių storis gali siekti vos 30 nm [126, 127]. Taip pat formuojami fotoniniai kristalai arba panašūs dariniai, kuriuose plonos (pvz.: 65 nm) linijos yra nutolusios gana dideliais atstumais viena nuo kitos [127, 128], tačiau kilo nemažai diskusijų ar tai galima laikyti technologijos skyra.

Kai fotopolimere formuojama linija, srityse, kuriose intensyvumas viršija slenkstinį, susidaro tvirtas, chemiškai atsparus polimeras. Aplinkinėse srityse, kuriose intensyvumas buvo šiek tiek mažesnis nei slenkstinis, susiformuoja nevisiškai polimerizuotos sritys, kurios neišlieka po ryškinimo proceso. Tačiau, jei brėžiamos dvi linijos nedideliu atstumu nutolusios viena nuo kitos, tarpas tarp linijų eksponuojamas du kartus, jame esančios iš dalies polimerizuotos sritys gali tapti pakankamai tvirtos, kad išliktų po ryškinimo tirpikliuose. Šis reiškinyb riboja mažiausią tarpo tarp linijų plotį. Skyros apibrėžimo klausimas nagrinėjamas apžvalginiam straipsnyje [129]. Čia siūloma skyrą apibrėžti ne pagal ploniausios linijos storį, o pagal siauriausio tarpo storį. Dar geriau – pagal periodinės gardelės, kurioje atsiskiria linijos ir tarpai, periodą. Šiuo metu, naudojant pastarąjį skyros apibrėžimą, DFP technologijos būdu pasiekta aukščiausia skyra atitiko 120 nm periodo 55 nm storio linijas [130], tačiau čia buvo naudojama kiek kitokia technologija, perimta iš STED (priverstinio emisijos nuskurdinimo) mikroskopijos, kurioje naudojamas dar vienas, kito bangos ilgio pluoštas radikalų sužadavimo gesinimui. Dar vienas būdas pagerinti technologijos skyrą yra naudoti radikalų gesiklius – mažas, judrias molekules, kurios pasižymi sparčia difuzija ir reaguodamos su radikalais peverčia juos mažiau reakingais junginiais [A28]. Šiuo būdu buvo suformuoti 400 nm skersinio periodo fotoniniai kristalai su 60 nm pločio linijomis.

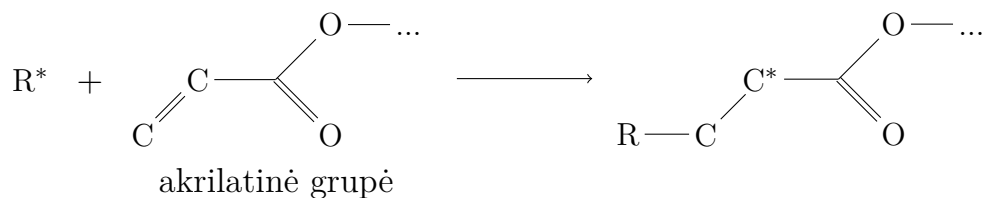
Fotopolimerizacijos reakcija

Fotopolimerizacijos reakcija – tai procesas, kurio metu šviesa sukelia palyginus mažų molekulių jungimąsi į dideles makromolekules (polimerus). DFP technologijoje dažniausiai naudojami radikaliniai fotopolimerai. Tokiu atveju pirminis mišinys susideda iš fotoiniciatoriaus, monomerų bei gali turėti ir didesnes molekules jau susijungusių monomerų (oligomerų). Mišinį apšvietus šviesa vyksta ir fotopolimerizacijos, ir polimerų grandinių šakojimosi reakcijos (angl. *cross-linking*). Šių reakcijų kvantiniai našumai gerokai skiriasi: šakojimosi reakcijoms jis artimas vienetui, t.y. vienas šviesos kvantas sunaudojamas dviem molekulėm sujungti, o fotopolimerizacijos atveju dėl grandininio reakcijų pobūdžio jis gali siekti tūkstančius, t.y. vienas šviesos kvantas sukels tūkstančių monomerų jungimąsi tarpusavyje [131].

Fotopolimerizacijos reakcija galima būtų apibendrinti šiomis lygtimis:



Čia I – fotoiniciatorius, R* – radikalas, M – monomeras. Žvaigždutė reiškia, jog junginys yra radikalas. Fotoiniciatorius naudojamas mišinio jautrumui šviesai pagerinti. Tai nedidelės molekulės, kurios sužadintos šviesos inicijuoja fotopolimerizacijos reakciją. Sugėrusios fotoną jos tampa radikalais – labai reakingom molekulėm, kurios geba jungtis su monomero molekulėmis. Paprastai tai vyksta per dvigubą anglies ryšį akrilatinėje grupėje:



Radikalui reaguojant su akrilatine grupe nutrūksta dvigubas anglies ryšys pavirsdamas viengubu. Prie vieno iš anglies atomų prisijungia radikalas, o kitas anglies atomas išoriniame sluoksnyje turi vieną nesuporuotą elektroną, t.y. dabar pati ši molekulė yra radikalas, kuris gali prisijungti prie kito dvigubo anglies ryšio ir t.t. Tokia grandininė reakcija vyksta tol, kol susijungia du laisvieji radikalai [101, 131].

3

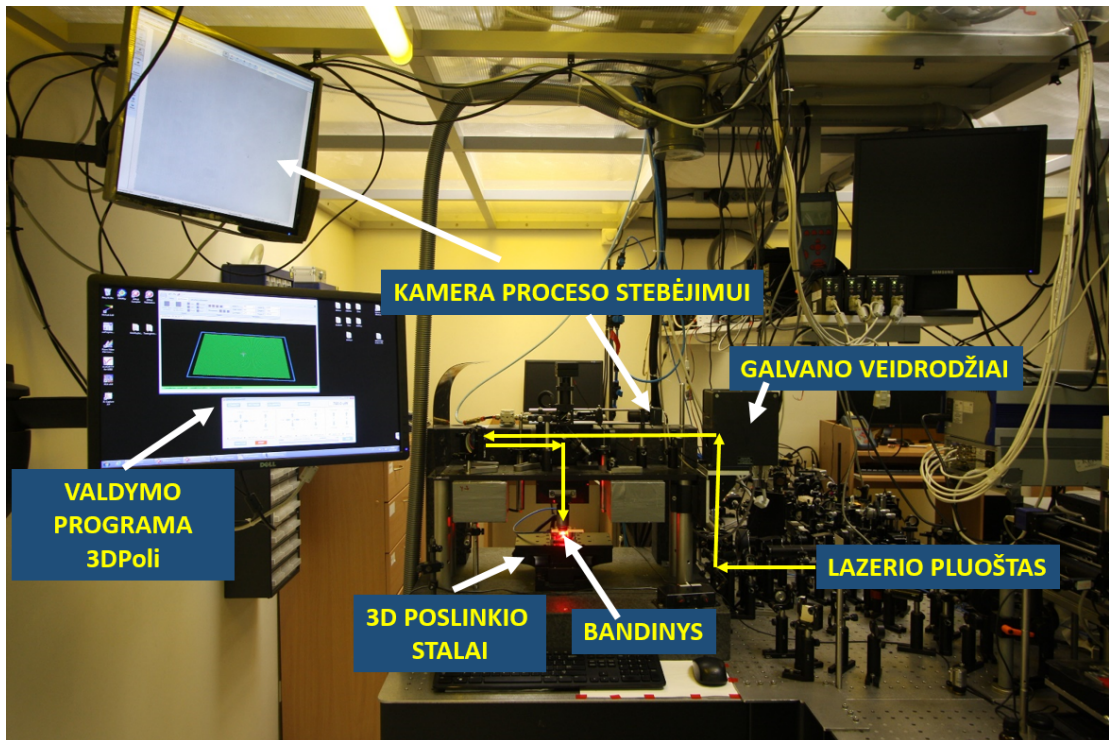
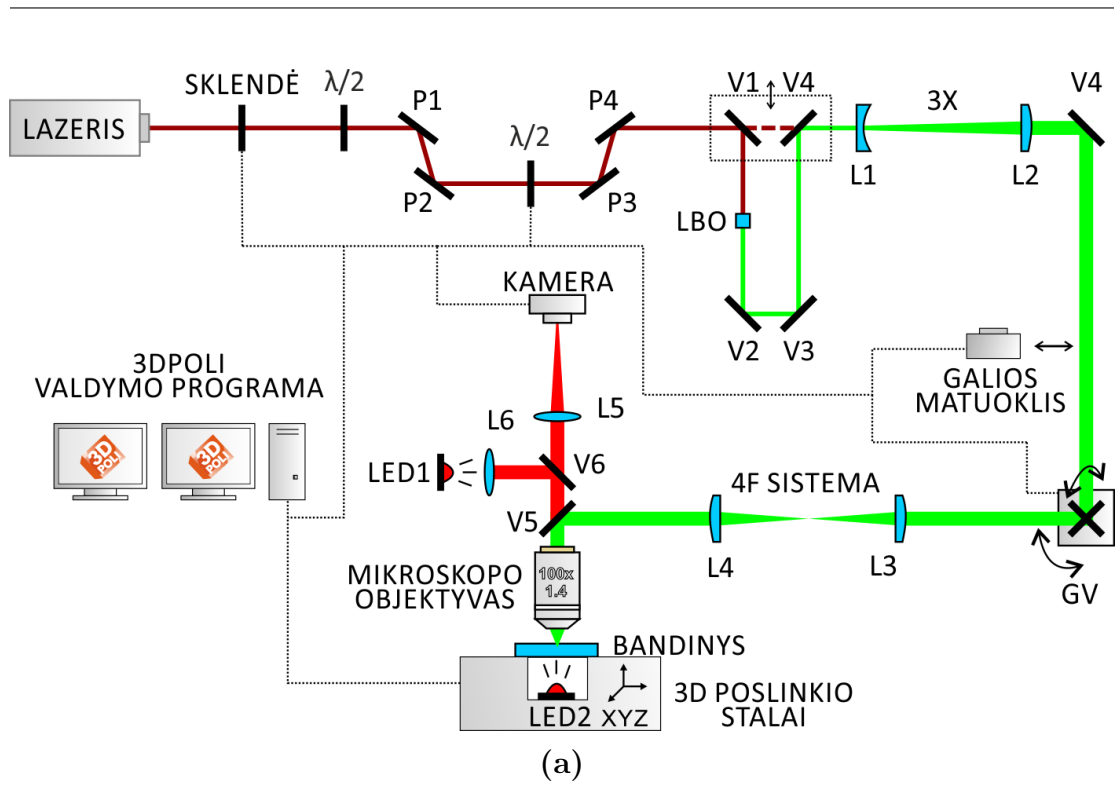
Trimačių mikrodarinių formavimo technologijų eksperimentinė įranga bei medžiagos

¹Tiek stiklų tūrio modifikacijos, tiek daugiafotonės polimerizacijos technologijas galima apibendrintai vadinti tiesioginio lazerinio rašymo technologijomis, nes abejose mikrodariniai „įrašomi“ pataškiui paveikiant medžiagą. Nors šių technologijų fizikiniai principai, aprašyti ankstesniame skyriuje, skiriasi, jų eksperimentinė įranga yra beveik identiška. Šiame skyriuje aptariama ši trimačių mikrodarinių formavimo sistemų eksperimentinė bei programinė įranga. Aprašomos naudotos medžiagos – natrio-kalcio silikatiniai stiklai bei hibridinis, organinis-neorganinis fotopolimeras SZ. Taip pat pateikiamos kitos eksperimentinės detalės bei tokiomis sistemomis suformuotų darinių pavyzdžiai.

3.1 Trimačių mikrodarinių formavimo sistemos

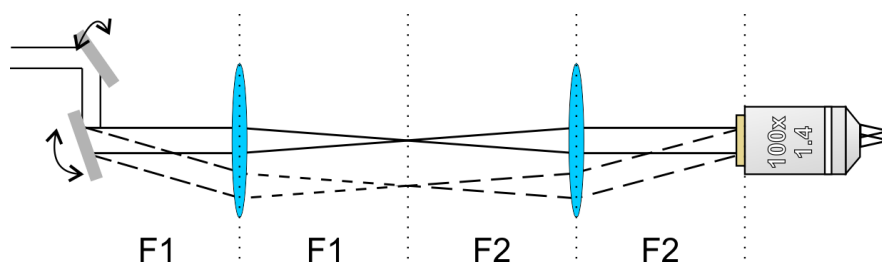
Kiekviena trimačių mikrodarinių formavimo sistema, kuri remiasi tiesioginio lazerinio rašymo technologijomis, susideda iš trijų pagrindinių dalių: lazerio ir lazerio spinduliuotės valdymo, bandinio arba pluošto poslinkio sistemos, bei programinės įrangos. 3.1 pav. pateikiama vienos iš disertacijos rengimo metu surinktų sistemų optinės grandinės schema bei jos nuotrauka. Šioje sistemoje naudotas Yb:KGW lazeris „Pharos“ (Šviesos konversija), kurio impulso trukmė 300 fs, pasikartojimo dažnis keičiamas

¹Skyriuje aprašyta trimačių mikrodarinių formavimo sistema ir jos valdymo įranga naudota [A1-A36] publikacijose.



3.1 pav.: (a) Trimačių mikrodarinių formavimo sistemos optinės grandinės schema ir (b) jos nuotrauka.

nuo 1 kHz iki 200 kHz, vidutinė galia iki 6 W (esant 200 kHz pasikartojimo dažniui), bangos ilgis 1030 nm. „Pharos“ lazeryje yra integruota sklendė – spartus elektrooptinis moduliatorius, gebantys keisti impulsų seką. Kai vienu metu naudojamos kelios sistemos, integruota sklendė keičiama išorinėmis mechaninėmis sklendėmis. Spinduliuotės galia nustatoma $\lambda/2$ plokštelėmis, įtvirtintomis motorizuotuose posūkio staliukuose bei (P1, P2) ir (P3, P4) poliarizatorių poromis. Pirmasis galios keitimo mazgas naudojamas parinkti maksimaliai galiai, o tikslesnis antrasis mazgas – konkrečiai jos vertei. Toliau pluoštas sklinda į antrosios harmonikos generavimo mazgą, susidedantį iš V1 – V4 veidrodžių ir LBO netiesinio kristalo, kur sugeneruojama 515 nm spinduliuotė. Jeigu veidrodžiai V1 ir V4 išimami, parenkama pirma lazerio spinduliuotės harmonika ir atvirkščiai. Toliau pluoštas išplečiamas 3 kartus didinančiu teleskopu, susidedančiu iš L1 ir L2 lęšių. Tai reikalinga siekiant užpildyti visą mikroskopo objektyvo apertūrą, kad būtų pasiekama aukščiausia skyra. Praėjęs pro teleskopą pluoštas nukreipiamas į galvanometrinius veidrodžius (GV) – įrenginį, kuriame du sukryžiuoti veidrodžiai dideliu greičiu geba keisti savo atsilenkimo kampą ir tokiu būdu pluošto sklidimo kryptį. Po galvanometrinių veidrodžių pluoštas sklinda per 4F sistemą. Tai dviejų lęšių sistema (3.2 pav.), leidžianti keisti pluošto atsilenkimo kampą nepakeičiant jo kritimo padėties. Praėjęs pro tokią sistemą pluoštas nenukrypsta nuo objektyvo įėjimo apertūros, keičiama tik jo kritimo kryptis.



3.2 pav.: 4F sistemos schema. Sistemą sudaro du lęšiai, įstatyti F_1 ir F_2 atstumais leidžia keisti pluošto kritimo kampą, nepakeičiant jo kritimo padėties. Čia F_1 ir F_2 – atitinkamai pirmojo ir antrojo lęšių židinio nuotoliai.

Bandinių stebėjimui naudojamas mikroskopas, susidedantis iš to paties darinių formavimui naudojamo mikroskopo objektyvo, kameros ir lęšio (L5), projektuojančio į begalybę kompensuotu objektyvu formuojamo

objekto atvaizdą į kamerą. Bandinys turi būti papildomai apšviečiamas. Skaidriems bandiniams naudojamas pralaidumo režimas, o neskaidriems – atspindžio. Apšvietimo šaltinis – raudoni 630 nm bangos ilgio šviestukai (LED1 ir LED2). Raudona apšvietimo spalva naudojama siekiant išvengti fotopolimerų apšvitinimo mėlynaja spektro dalimi, kuriai jie yra jautrūs.

Bandinio padėtis keičiama trimačiais poslinkio stalais. Šiems stalams keliami itin aukšti reikalavimai – jų tikslumas turi būti didesnis nei technologijos skyra, taip pat jie turi būti greiti bei turėti kuo mažesnius mechaninius netikslumus. Dažnai šioje technologijoje naudojami pjezoelektriniai stalai. Juose pjezokeramikinis elementas išsiplečia arba susitraukia priklausomai nuo prijungtos įtampos. Jie pasižymi itin aukštu tikslumu, tačiau yra lėti ir mažos eigos (dažniausiai 100 – 300 μm). Kitas variantas – naudoti itin tikslus linijinius stalus. Linijinių stalų kariatėlė stumdoma

3.1 lentelė.: Svarbiausi surinktų mikrodarinių formavimo sistemų parametrai.

	Sistema 1	Sistema 2
Lazeris	Pharos, Šviesos konversija	Mai Tai, Spectra-Physics (arba Pharos)
Impulsų trukmė	300 fs	80 fs
Bangos ilgis	1030 + 515 nm	800 nm
Pasikartojimo dažnis	1 – 200 kHz	80 MHz
Maks. vidutinė galia	6 W	1,5 W
Poslinkio stalai	Galvanometriniai veidrodžiai (HurryScan II, ScanLab) ir linijiniai poslinkio stalai (ANT130-XY (XY) + ANT60-L-Z (Z), Aerotech)	Pjezoelektriniai (PI-Mars P-563.3CD, Physik Instrumente) ir (M-605.2DD, Physik Instrumente)
Eiga \pm tikslumas	$\pm 20 \pm 0,006^\circ$ ir $110 \pm 0,0001$ mm (XY), $60 \pm 0,0001$ mm (Z)	$300 \pm 0,002$ μm ir $50 \pm 0,0002$ mm
Darbinis greitis	iki 10 mm/s	iki 200 $\mu\text{m/s}$
Programinė įranga	<i>3DPoli</i>	<i>3DPoli</i>

ne besisukančiu sraigtu (tai dažniausiai sutinkamas didesnės eigos poslinkio stalų veikimo principas), o magnetiniu lauku, dėl to linijiniai stalai geba pasiekti itin didelius greičius (keletą metrų per sekundę) ir užtikrinti tikslesnę bandinio padėtį. Šiame darbe naudotos tiek pjezo, tiek linijinės sistemos. 3.1 lentelėje pateikiami pagrindiniai sukurtų sistemų parametrai ir prietaisų modeliai.

3.2 Programinė įranga *3DPoli*

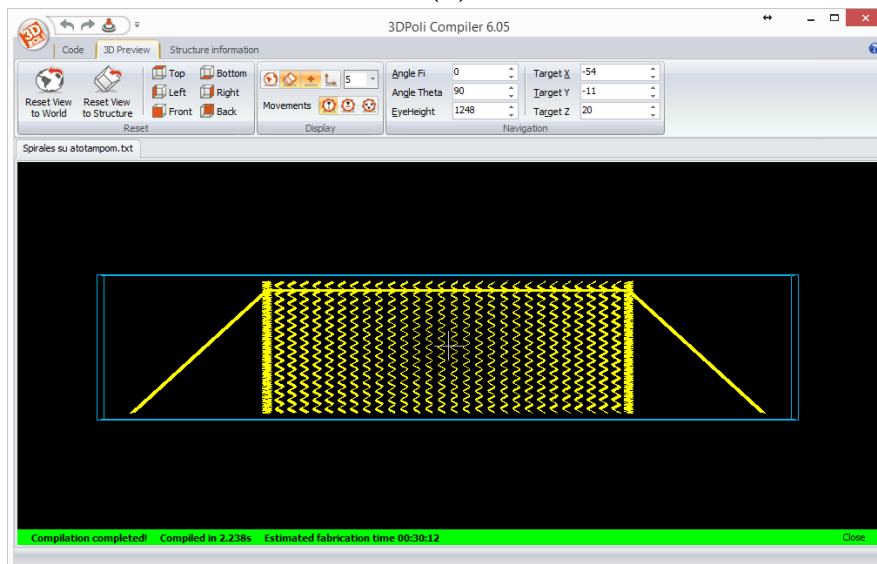
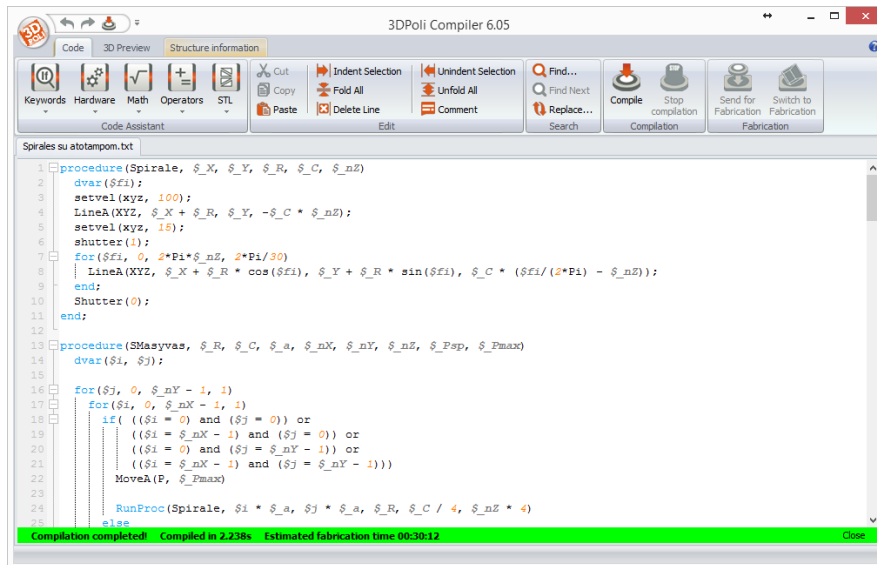
Programinė įranga yra ne mažiau svarbi mikrodarinių formavimo sistemų dalis. Nuo jos galimybių priklauso formuojamų darinių įvairovė, sudėtingumas, taip pat darbo našumas ir patogumas. Kiekviena sistema yra sudaryta iš vis kitokių prietaisų, kurie valdomi skirtingais būdais, dėl to nėra universalios, visoms sistemoms tinkančios programinės įrangos, tad valdymo programą tenka kurti patiems. Čia aprašoma *3DPoli* programa, kuri buvo naudojama visų disertacijoje nagrinėjamų darinių formavimui.

Programa sudaryta iš dviejų dalių: trajektorijos aprašymo ir prietaisų valdymo. Šios dalys išskaidytos į dvi atskiras programas, pavadintas *3DPoli Compiler* ir *3DPoli Fabrication*. Atskirtos programos yra patogios, nes vartotojas gali aprašyti norimus darinius atskirame, prie sistemos neprijungtame kompiuteryje, jų paprastesnė vartotojo sąsaja, jas paprasčiau programuoti bei yra mažesnė rizika prarasti informaciją klaidos atveju.

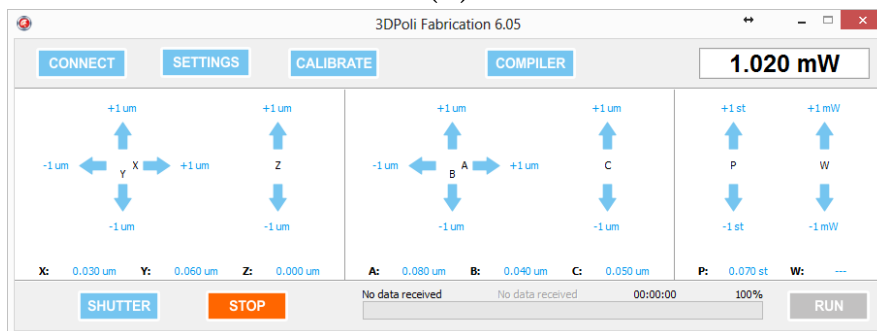
***3DPoli Compiler* mikrodarinių aprašymo programa**

3DPoli Compiler programa (3.3a ir 3.3b pav.) turi tris pagrindinius langus: judėjimo trajektorijos aprašymo, darinių trimatės peržiūros ir jų svarbiausių geometrinių parametrų sąrašo. Sąrašė pateikiami objektų matmenys, formavimo greičiai, nurodomos stalų koordinatės. Jis, kartu su trimatės mikrodarinių peržiūros langu (3.3b pav.), naudojamas įsitikinti, kad būsiami dariniai atitinka reikiamą formą. Taip pat programa automatiškai įvertina ir pateikia mikrodarinių formavimo trukmę.

Formavimo trajektorija aprašoma specialiai šiai technologijai sukurta programavimo kalba, kuri yra nesudėtinga naudoti, bet kartu turi pakankamai galimybių aprašyti bet kokios formos dariniui. *3DPoli* mikrodarinių aprašymo kalba turi įrangos valdymo komandas, logines ir matematinės operacijas, sąlygos sakinius, ciklus, kintamuosius, konstantas ir pan.



(b)



(c)

3.3 pav.: 3DPoli programos vaizdai. (a) Darinių aprašymo ir (b) darinių peržiūros langai 3DPoli Compiler programoje. (c) Įrangos valdymo programos 3DPoli Fabrication pagrindinis langas.

3DPoli gali importuoti trimačius objektus iš standartinės litografijos (STL) formato rinkmenų. Tokiu formatu apibūdintų figūrų paviršius būna suskaidytas į daugybę trikampių. Jų viršūnių koordinatės ir plokštumos normalės vektoriai išsaugoti šiuose failuose sąrašo pavidalu. Programa nuskaitytą trikampių informaciją, tuomet kiekvienoje Z plokštumoje suranda ją kertančius trikampius ir apskaičiuoja jų projekcijas. Gaunamas nebe trikampių, o linijų sąrašas, kurį programa turi sujungti į atskirus kontūrus. Turėdama kontūrų sąrašą, ji patikrina, kuriuos kontūrus reikia užpildyti. Užpildyti kontūrus galima įvairiomis kryptimis, tiek pastoviomis, tiek turinčiomis tam tikrus dėsniumus, pavyzdžiui, atitinkančiomis rąstų rietuvės geometriją. Tai patogiu norint gaminti fotoninius kristalus – pakanka vaizdų apdorojimo programa nupaišyti kubą. Programa taip pat gali optimizuoti figūrų užpildymą trumpiausio kelio algoritmu. Po užpildymo galima apibrėžti kontūrus dar sykį palei jų kraštus, kad darinių paviršius būtų glotnesnis.

STL rinkmenos patogios kai mikrodariniai yra pakankamai dideli ir tūriniai. Tokio tipo darinius sunku aprašyti komandomis. Darinių aprašymas komandomis patogus, kai jie yra periodiniai, sudaryti iš atskirų linijų arba atitinka kokią nors matematinę funkciją, pavyzdžiui spiralę. Čia itin praverčia ciklai bei kintamieji. Juos naudojant nesunku padaryti periodinius darinius, o kintamaisiais patogiu apibrėžti parametrus, kuriuos reikia varijuoti (pavyzdžiui, fotoninių kristalų periodą).

***3DPoli Fabrication* mikrodarinių formavimo programa**

3DPoli Fabrication programa (3.3c pav.) skirta įrangai valdyti ir aprašytiems mikrodariniams gaminti. Ji geba valdyti šešis dažniausiai šioje technologijoje pasitaikančius prietaisus: dvejus trimačio poslinkio stalus, posūkio staliuką, sklendę, galios matuoklį ir netikrą prietaisą – valdiklį, kuris paskirsto duomenis vieniems arba kitiems prietaisams, priklausomai nuo jų galimybių. Kadangi kiekvieno prietaiso gamintojas yra vis kitas ir jų valdymas skiriasi, *3DPoli Fabrication* kurta taip, kad bet kokį prietaisą būtų kuo paprasčiau integruoti. Prietaisai prijungiami prie programos jiems suprogramuojant adapterį – nedidelę, paprastą biblioteką, kuri veikia kaip tarpinė grandis tarp įrangos gamintojo valdymo protokolo ir *3DPoli*. Tai žymiai paprasčiau nei perprogramuoti visą programą.

Pagrindiniame *3DPoli Fabrication* programos lange yra pradinės padėties nustatymo ir sklendės valdymo mygtukai, išvedamos visų judančių ašių esamos koordinatės, taip pat rodoma lazerio spinduliuotės galia, formavimo proceso eiga, numatoma trukmė ir pan.

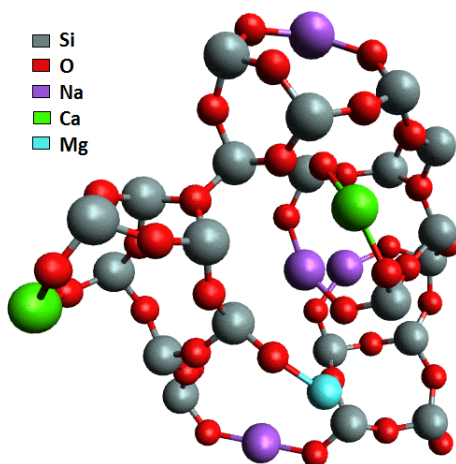
3DPoli Fabrication turi lazerio galios kalibravimo galimybę. Lazerio galia paprastai nustatoma posūkio staliuke įtvirtintos $\lambda/2$ banginės plokštelės ir poliarizatorių kombinacija, akustooptiniais arba elektrooptiniais modulatoriais. Kalibracija atliekama automatiškai išmatuotus galios pasiskirstymo taškus aproksimavus įvairiomis funkcijomis.

3.3 Natrio-kalcio silikatiniai stiklai

Stiklas, pagal plačiausią apibrėžimą, yra amorfinė nekristalinė medžiaga, kuriai būdingas stiklo virsmas: reiškinys, kada keičiant temperatūrą stiklas pereina iš gana kietos ir trapios būsenos į minkštą, elastingą, tačiau tai nėra lydymasis. Šis virsmas vyksta ties tam tikra temperatūra, vadinama stiklėjimo temperatūra. Bendru atveju stiklų klasei gali būti priskirti ir polimerai, guma, kai kurie plastikai, tačiau čia stiklais vadinami tradiciniai stiklai, kurių didžiąją dalį sudaro silicio dioksidas (SiO_2).

Amorfinis stiklas, sudarytas tik iš SiO_2 , vadinamas lydytu kvarcu. Labai dažnai į SiO_2 įterpiama įvairių priemaišų, kurios suteikia reikiamų savybių, pavyzdžiui, pakeičia stiklo spalvą, mechaninį ar cheminį atsparumą ir pan. Populiariausia ir dažniausiai pasitaikanti stiklo rūšis yra natrio-kalcio silikatiniai stiklai.

Natrio-kalcio silikatiniai (NKS) stiklai sudaro didžiąją dalį ($\approx 80 - 90\%$) viso pasaulyje sunaudojamo stiklo. Iš šio stiklo gaminami virtuviniai indai, langai, buteliai, įvairūs laboratoriniai reikmenys, mikroskopiniai stikliukai ir pan. Kaip ir dauguma stiklų, NKS stiklai gaminami labai aukštoje temperatūroje ($\approx 1600^\circ$) sulydant sudedamųjų dalių mišinį, kurio didžiąją dalį sudaro silicio dioksidas ($\approx 75\%$), natrio bei kalcio oksidai (po $\approx 8 - 15\%$), taip pat šiek tiek magnio oksido ($\approx 0.5 - 3\%$) ar kitų priemaišų. Natris ir kalcis stabilizuoja stiklą, suteikia mechaninio tvirtumo ir atsparumo vandeniui bei kitoms cheminėms medžiagoms. Papildomi elementai skirti pakeisti spalvai, cheminėms ar fizinėms savybėms, pavyzdžiui laidumui, blizgesiui, kietumui ar pan. NKS stiklo cheminės sandaros pavyzdys matomas 3.4 pav. NKS stiklai nėra tiesiogiai jautrūs šviesai, tačiau juos įmanoma ap-



3.4 pav.: Natrio-kalcio silikatinio stiklo atominė sandara. Tai amorfinė medžiaga, kurios didžiąją dalį sudaro silicio dioksidas, taip pat natrio ir kalcio oksidai [132].

dirbti femtosekundiniais lazeriais 2 aprašytais būdais.

3.4 Hibridiniai organiniai-neorganiniai fotopolimerai

DFP technologijoje labiausiai paplitę neigiami fotopolimerai – tokie fotopolimerai, kuriuose šviesos paveiktos sritys išlieka po ryškinimo proceso, o nepaveiktos – išplaunamos. Istoriskai pirmiausia buvo naudojami įvairūs akrilatai (pirmajame darbe [101] buvo naudotas uretano akrilatas) bei iš tradicinės litografijos paveldėtos medžiagos, pavyzdžiui, SU-8. Vėliau pradėtos naudoti hibridinės zolio gelio organinės–neorganinės medžiagos. Tokie tipo medžiagos paprastai turi neorganinį zolio gelio metodu susintetintą „stuburą“ iš $-\text{Si}-\text{O}-\text{Si}-$ grandinių, su prijungtomis įvairiomis organinėmis, tam tikras funkcijas turinčiomis, grupėmis. Hibridiniai fotopolimerai turi panašias į stiklo optines savybes, taip pat yra panašaus kietumo, atsparūs chemiškai ir termiškai. Šias savybes labai sunku pasiekti naudojant vien organinius polimerus. Bene labiausiai žinomas šios grupės polimerų pavyzdys – komerciniai ORMOCER (ORGaniškai MODifikuota KERamika) klasės fotopolimerai. Jie naudojami ne tik DFP technologijoje, bet ir tradicinėje UV litografijoje, taip pat odontologijoje, ličio baterijose ir pan. [133, 134].

ORMOCER fotopolimerai turi ir keletą trūkumų. Šie polimerai yra klampūs skysčiai, o paveikti UV šviesa sukietėja. Paveiktos sritys pereinamos iš skystos būsenos į kietą stipriai traukiasi [135], dėl to suformuoti dariniai pakeičia savo formą. Kai kuriais atvejais šis traukimasis gali būti

kompensuotas [136]. Kitas trūkumas – formavimo metu, judinant bandinį pluošto atžvilgiu, skystyje juda ir suformuoti dariniai. Dėl to formavimo algoritmą reikia parinkti taip, kad formuojami dariniai visada būtų pritvirtinti, tačiau net ir to kartais nepakanka, ypač kai jie aukšti arba formavimo greitis labai didelis. Galiausiai, šie polimerai yra komerciniai, dėl nežinomos sudėties nėra galimybių varijuoti jų savybių.

Šiame darbe buvo naudojamas kitoks, hibridinis organinis-neorganinis, fotopolimeras, vadinamas SZ (arba SZ2080, SZGel). SZ fotopolimeras prieš mikrodarinių formavimą yra išdžiovinamas, taip jis pakeičia savo agregatinę būseną iš skystos į kietą džiuvimo metu, dėl to paveikus šviesa jo tankio pokytis, taigi ir traukimas, yra mažesni [137]. Kadangi šis fotopolimeras yra kietas, jame darinių formavimo tvarka nėra tokia svarbi kaip skystuose fotopolimeruose, kuriuose mikrodarinius svarbu formuoti pirmiausia juos pritvirtinus prie padėklo, kad jie nenuplauktų. SZ fotopolimero sudėtis yra žinoma ir paskelbta mokslinėje literatūroje, tad ji gali būti tikslingai keičiama pritaikant ją individualiems poreikiams. Pavyzdžiui, gali būti parinktas turimam lazeriniam šaltiniui tinkamas fotoiniciatorius, įterptos tam tikrą funkciją atliekančios cheminės grupės, kurios, pavyzdžiui, leidžia selektyviai padengti darinius metalu [A27], gali būti įterpti radikalų gesikliai, leidžiantys pagerinti skyrą [A28], naudojami kitų metalų alkoksidai [A32], [A25], [A26] ir pan. SZ fotopolimeras buvo naudotas 4 ir 5 skyriuose fotoniniams kristalams formuoti, tad remdamiesi šaltiniais [134, 137–140], [A25], [A26] bei diskusijomis su šio fotopolimero kūrėjais, aptarsime šių polimerų sintezę.

Hibridinis fotopolimeras SZ susideda iš organinės ir neorganinės dalies. Neorganinė dalis – zolio-gelio procesu² susintetintas „stuburas“, sudarytas iš —Si—O—Zr—O—Si— grandinių, kuris suteikia polimerui mechaninio tvirtumo bei primenančių stiklą savybių. Prie šio stuburo prijungtos įvairios organinės akrilatinės grupės, kurios leidžia vyksti fotopolimerizacijos reakcijai, taip pat suteikia elastingumo.

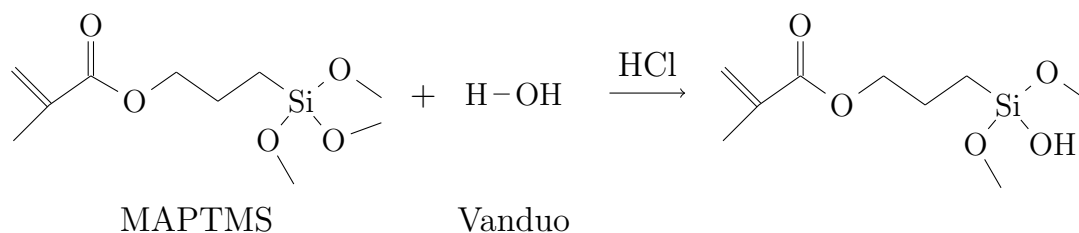
SZ sintezė susideda iš 4 pagrindinių etapų. Visos reakcijos vykdomos kambario temperatūroje. Pagrindinės dvi sudedamosios medžiagos yra metakriloksipropil-trimetoksisilanas (MAPTMS) ir kurio nors metalo alkoksidas, pavyzdžiui cirkonio propoksidas (ZPO). Šios dvi medžiagos labai skiriasi savo reaktingumu, tad pirmiausia juos reikia suvienodinti. Žemiau

²zolio gelio procesas – procesas, kurio metu koloidinio tirpalo nanodalelės („zoliai“) sujungiamos į stambesnius darinius („gelius“).

pateikiamas kiekvieno etapo aprašymas kartu su pagrindinių reakcijų schemomis.

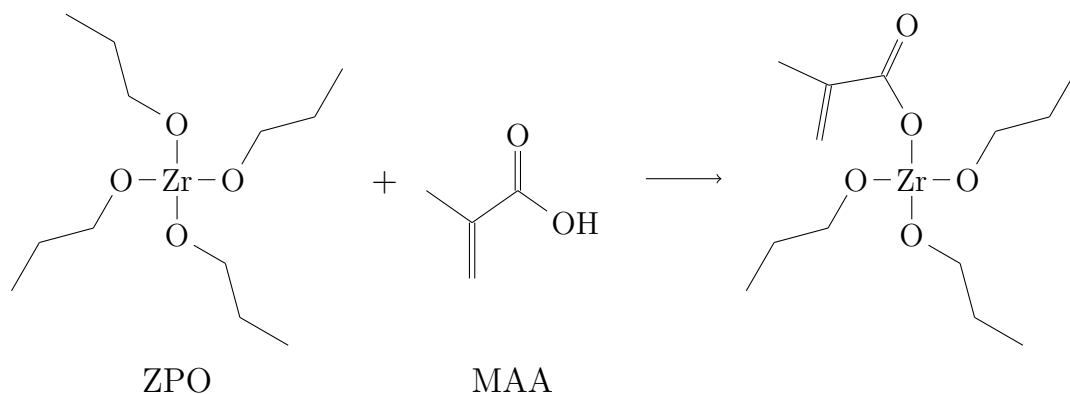
1 etapas – dalinė MAPTMS hidrolizė

Šio etapo metu dalis MAPTMS esančių metilo grupių pakeičiamos vandenyje esančiais vandenilio jonais. Susidaro šalutinis produktas – metanolis. MAPTMS molekulė yra hidrofobinė, tad MAPTMS ir vanduo yra nemaišūs skysčiai. Kad įvyktų hidrolizės reakcija, pridedama katalizatoriaus – druskos rūgšties (HCl) vandeninio tirpalo arba amoniako (NH₃). Druskos rūgštyje esantys neigiami Cl⁻ jonai priartėja prie mažiau elektroneigiamo Si atomo, o Cl⁻ atomai yra apsupami H⁺ jonų, tokiu būdu aplink metilo grupes lokaliai padidinama H⁺ jonų koncentracija ir pakeitimo reakcija vyksta sparčiau. Naudotas MAPTMS ir vandens molinis santykis 1:1.



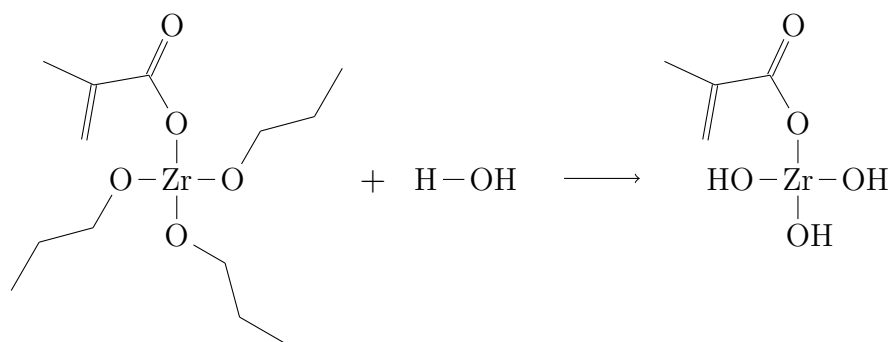
2 etapas – ZPO stabilizavimas metakriline rūgštimi

Kad galėtų vykti zolio gelio kondensacijos reakcija, reikia hidrolizuoti ZPO. Grynas ZPO labai aktyviai reaguoja su vandeniu ir susidaro baltos spalvos nuosėdos. ZPO yra toks reaktyvus, jog būdamas ore per kelias minutes sureaguoja su ore esančiu vandeniu. Dėl to ZPO pirmiausia reikia stabilizuoti – propoksido grupes pakeisti kitomis, šiuo atveju metakrilinėmis grupėmis iš metakrilinės rūgšties (MAA). ZPO turi keturias propoksido grupes iš kurių viena – trys grupės yra pakeičiamos MAA. Tokie ZPO–MAA kompleksai žymiai lėčiau reaguoja su vandeniu ir hidrolizė tampa įmanoma. MAA esančios metakrilinės grupės taip pat dalyvauja fotopolimerizacijos reakcijoje.



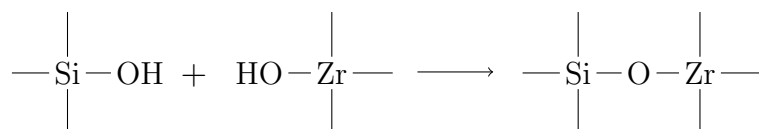
3 etapas – ZPO-MAA ir MAPTMS sumaišymas ir antrinė hidrolizė

Šiame etape iš dalies hidrolizuoti MAPTMS ir ZPO-MAA kompleksai sumaišomi tarpusavyje ir galutinai hidrolizuojami dejonizuotu vandeniu. Susidaro šalutiniai produktai – propanolis ir metanolis. Svarbu, kad pirmame etape nebūtų hidrolizuotos visos MAPTMS alkoksido grupės, nes tokiu atveju prasidės nepageidaujama kondensacija vien iš $-\text{O}-\text{Zr}-\text{O}-$ grandinių.



4 etapas – kondensacija

Šiame etape hidrolizuoti MAPTMS ir ZrPO-MAA kompleksai sumaišomi tarpusavyje, taip pat įdedamas fotoiniciatorius. Mišinys filtruojamas pro 200 nm filtrą. Prieš naudojimą bandinys išdžiovinamas 50 – 80°C temperatūroje. Tuo metu vyksta paskutinė, kondensacijos, reakcija, kada formuojamas ilgas šakotas neorganinis $-\text{O}-\text{Si}-\text{O}-\text{Zr}-\text{O}-$ tinklas. Išdžiūvęs fotopolimeras yra žele konsistencijos ir yra paruoštas naudoti.

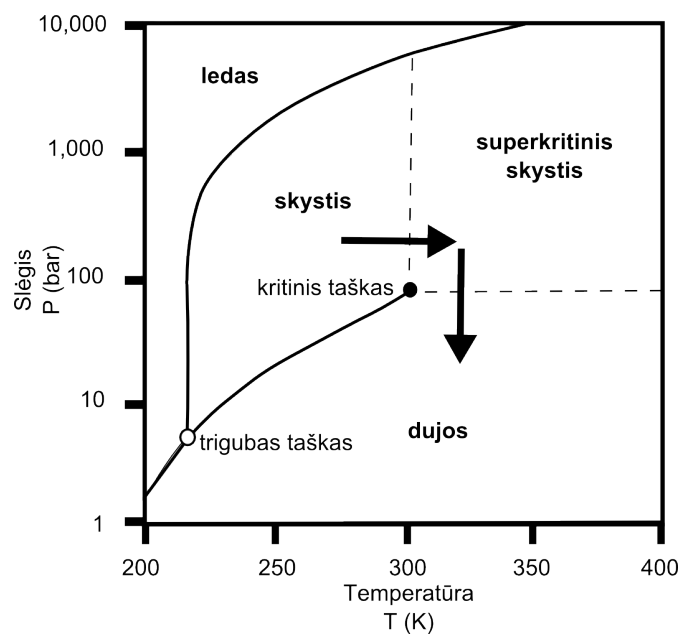


3.5 Papildoma įranga ir pavyzdžiai

DFP technologijos būdu suformuoti dariniai ryškinami tirpikliuose – įvairiuose alkoholiuose arba ketonuose. Ištraukus juos iš tirpiklio jie džiūva, o džiuvimo metu atsiranda stiprios kapiliarinės jėgos, dažnai sugniuždančios ir deformuojančios mikrodarinius. Joms išvengti naudojami du bandinių džiovinimo metodai: liofilizacija ir kritinio taško džiovinimas (KTD). Šie metodai daugiausia naudojami biologinių bandinių džiovinimui prieš juos apžiūrint elektroniniu mikroskopu. Liofilizacija – tai metodas, kada kapiliarinėms jėgoms jautrus objektas neištraukiamas iš tirpiklio, bet kartu su juo užšaldomas. Užšaldytas bandinys patalpinamas į vakuuminę kamerą, kurioje tirpiklis sublimuojasi. KTD metodu džiovinami bandiniai talpinami į hermetišką kamerą, kuri užpildoma skystu anglies dvideginiu (CO_2). Kai CO_2 pakeičia visą tirpiklį, kamera pradeda kaitinti. Padidėja slėgis ir temperatūra. Kai tiek slėgis, tiek temperatūra viršija savo kritines vertes (CO_2 atveju atitinkamai 73,9 bar ir 304,25 K), CO_2 pereina į superkritinę būseną (3.5 pav.). Tai būseną, kurioje neįmanoma medžiagos fazės priskirti dujinei ar skystai. Jeigu kameroje palengva mažinamas slėgis (superkritinis skystis lėtai išleidžiamas iš kameros), o temperatūra paliekama pastovi, CO_2 iš superkritinės būsenos pereina į dujinę. Tokiu būdu iš skystos tirpiklio fazės pereinama prie superkritinės ir tuomet prie dujinės, išvengiant kapiliarinių jėgų. Remiantis prietaisų gamintojų rekomendacijomis ir jų vartotojų publikacijomis [141, 142], teigiančiomis, kad KTD būdu pasiekiami rezultatai yra kokybiškesni nei liofilizacijos, šiame darbe pasirinktas šis metodas. Buvo naudoti komerciniai kritinio taško džiovintuvai K850 (Quarum Technologies) ir JCPD-5 (JEOL).

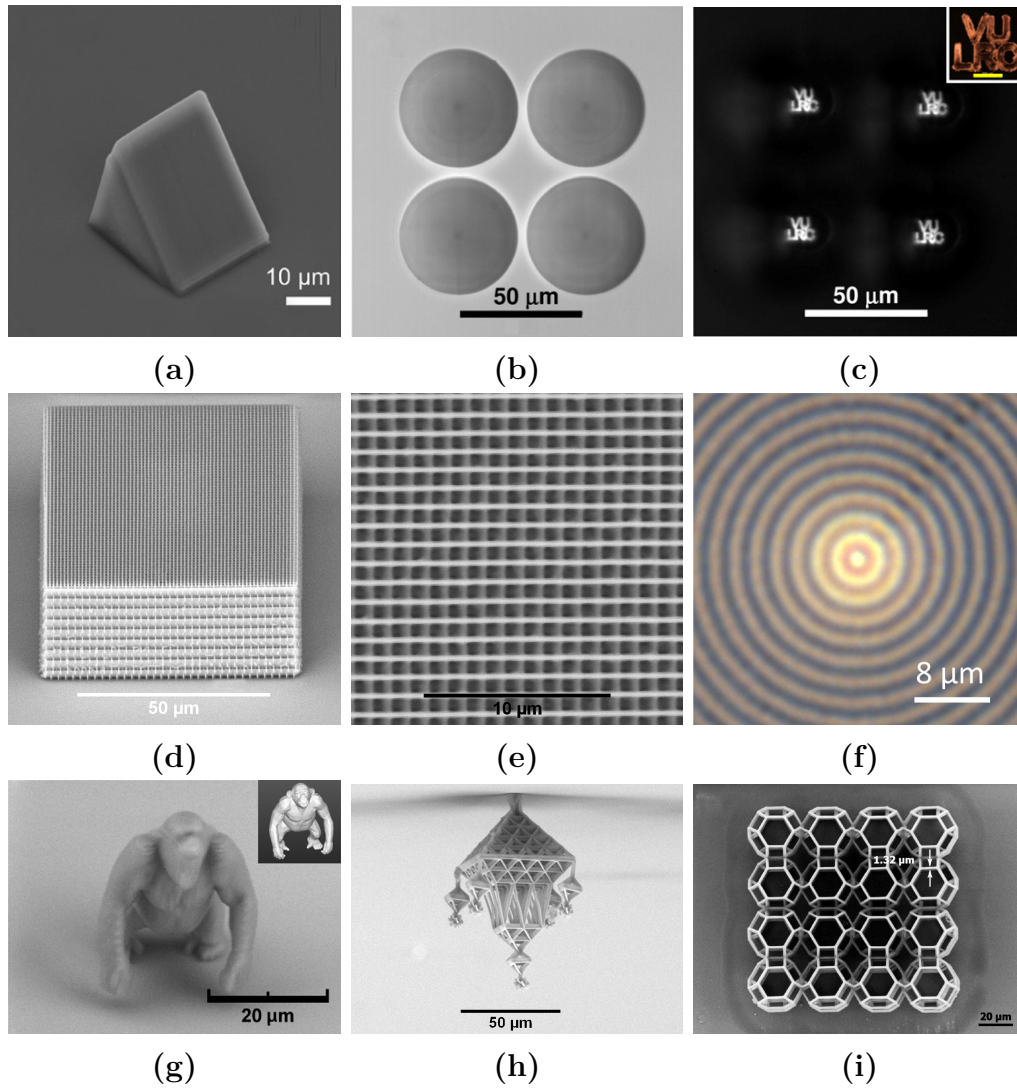
Suformuotų mikrodarinių sandaros charakterizavimui naudoti elektroniniai mikroskopai Hitachi TM1000 ir JEOL JSM-7600F, taip pat optiniai mikroskopai Olympus BX51 ir Keyence VK-X200. Kad elektroniniais mikroskopais būtų įmanoma apžiūrėti bandinius, jie prieš tai padengiami 5 – 10 nm storio aukso sluoksniu (Quarum Technologies Q150R).

Aprašytomis sistemomis ir jų valdymo programine įranga *3DPoli* suformuotų mikrodarinių pavyzdžiai pateikti (3.6 pav.). Tai daugiausia mikrooptikos, fotonikos bei mikrobiologijos taikymams skirti dariniai, suformuoti tiek fotopolimeruose, tiek stikluose. Detalesnės darbe nagrinėjamų fotoninių kristalų formavimo sąlygos bei jų charakterizavimo metodai aprašyti



3.5 pav.: CO₂ temperatūros –slėgio fazių diagrama [143]. Rodyklėmis pa-
vaizduota KTD proceso eiga. Skystas aukšto slėgio CO₂ kaitinamas kol per-
eina į superkritinę būseną. Tada mažinamas slėgis kol CO₂ pereina į dujinę
būseną. Taip išvengiama kapiliarinių jėgų.

tolimesniuose skyriuose.



3.6 pav.: Įvairių aprašytomis sistemomis suformuotų mikrodarinių pavyzdžiai. Mikrooptikos komponentai: (a) mikroprizmė [A32] (b) mikrolęšių masyvas ir (c) jais atvaizduotas užrašas [A21]. Fotonikos elementai: (d) Iš hibridinio fotopolimero su tantalu pagamintas fotoninis kristalas ir (e) jo paviršius [A26], (f) stiklo tūryje įrašytas ašisimetrinis fotoninis kristalas. (g) Mikrogorila, padaryta iš STL formato failo [A9]. (h) Polimerinis sodas. (i) Karkasas ląstelėms auginti [A18].

4

Struktūrinės spalvos dirbtiniuose polimeriniuose fotoniniuose kristaluose

¹ Struktūrinės spalvos – tai spalvos, atsirandančios dėl medžiagos paviršiaus geometrinės sandaros, o ne dėl pačios medžiagos sugerties savybių. Šios spalvos pirmiausia buvo aptiktos natūralioje gamtoje, pavyzdžiui, opaluose, mėlynuose *Morpho* drugelių sparnuose, žuvų žvynuose, įvairiuose vabaluose, paukščiuose ir pan. [28, 31] (žr. 1.1 skyrių). Ryški, neblunkanti, visiškai fizikinės prigimties spalva gali būti panaudota plačiame taikymų intervale: įvairiuose jutikliuose (pH, ištirpusių jonų, biomolekulių, garų, drėgmės, temperatūros [18, 41, 42]), tekstilėje (jau naudojama), apsaugos nuo dokumentų padirbimo priemonėse, naujos kartos ekranuose ir pan., todėl natūralių struktūrinių spalvų atkartojimas pastaruoju metu susilaukia nemažai dėmesio [29, 43].

Paprastai struktūrinės spalvos atsiranda dėl fotoninių darinių, turinčių pilną arba dalinį pirmosios eilės draustinių juostų tarpą (DJT) regimajame ruože, kada atspindimos tam tikro, draudžiamo, dažnio spektrinės šio ruožo komponentės [144]. Daugumoje fotoninių kristalų tipų DJT (pilnas arba dalinis) atsiveria ties $f = a/\lambda \approx 0,5$ normuotu dažniu, kur a yra FK periodas, o λ – bangos ilgis. Norint DJT atverti matomajame ruože, reikia $a \approx \lambda/2 \leq 500$ nm periodų, o vidutinis jį sudarančių elementų dydis turėtų būti apie 100 nm. Vadinasi, tokių elementų formavimui reikia itin aukštos skyros technologijų. Vienmačiu ar dvimačiu atvejais galima pasinaudoti įvairiomis dangų garinimo ar litografijos technologijomis, tačiau trimačiams dariniams suformuoti vis dar stinga pakankamos skyros technologijų.

¹Skyrius paremtas [A6] ir [A7] publikacijomis.

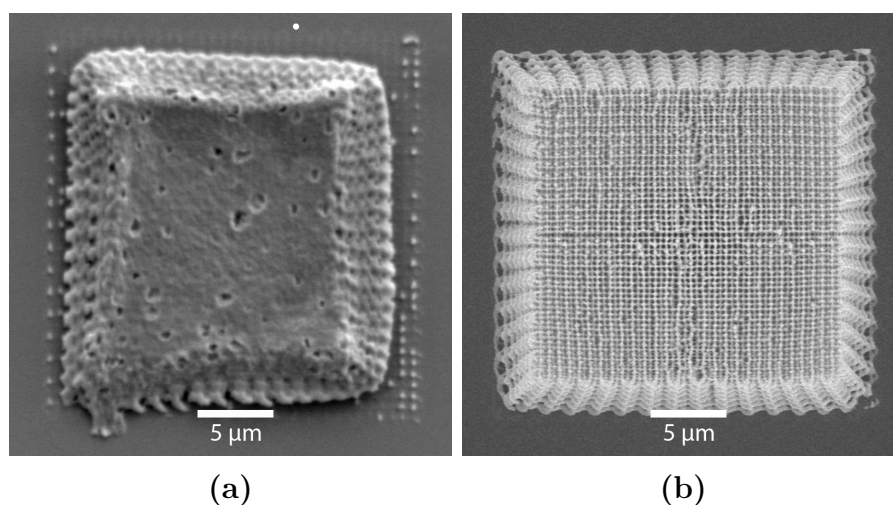
Viena iš galimų trimačių darinių formavimo technologijų yra daugiafotonės polimerizacijos technologija (žr. 2.2 skyrių), tačiau naudojantis net ir šia aukštos skyros technologija reikalinga skyra tiesiogiai sunkiai pasiekama. Ji gali būti pasiekta naudojant papildomus, gan sudėtingus metodus, pavyzdžiui, metodus perimtus iš STED (savaiminės spinduliuotės priverstinio gesinimo) mikroskopijos [129]. Stiprus atspindys fotoniniuose kristaluose taip pat gali būti išgautas naudojant aukštesnės eilės dalinius DJT. Šis būdas buvo pademonstruotas rąstų rietuvės geometrijos FK infraraudonajame ruože [145, 146], kur *fcc* (paviršiuje centruota kubinė) gardelė buvo ištempta išilgai *z* krypties ir paversta *fcc* (paviršiuje centruota tetragoninė) gardele². Ištempta *fcc* gardelė leido ne tik atverti aukštesnės eilės dalinius DJT, bet ir palengvino tokių kristalų formavimą. Vis dėlto, šį būdą panaudoti aukštesnės eilės DJT perkėlimui į regimąjį ruožą yra sudėtinga, nes skersiniai gardelės periodai tampa per maži. Šiame skyriuje aprašomi fotoniniai kristalai, kurie pasižymi struktūrinėmis spalvomis. Jos stebėtos polimeriniuose rąstų rietuvės FK, turinčiuose *fcc* gardele, kurių skersinis periodas yra maždaug dvigubai didesnis nei pirmos eilės DJT turinčių FK, t.y. maždaug 600 – 1000 nm. Įdomu tai, jog šių spalvų priežastis negali būti paaiškinta vien aukštesnės eilės DJT, tačiau tiksli jų atsiradimo priežastis nėra aiški.

Eksperimentinės dalies aprašymas

Struktūrinėms spalvoms išgauti buvo pasirinkta rąstų rietuvės trimačių fotoninių kristalų geometrija (žr. 1.2.6 skyrių), kurios skersinis periodas a_{xy} , o išilginis – a_z . Norint išlaikyti *fcc* geometriją, tarp išilginio ir skersinio periodų turi galioti sąryšis $a_z = \sqrt{2}a_{xy}$. Tokių kristalų formavimui buvo naudota daugiafotonės polimerizacijos technologija, aprašyta 2.2 skyriuje. Šiame darbe buvo naudotas Ti:Safyro osciliatorius (*Mai Tai, Spectra Physics*), kurio centrinis bangos ilgis 800 nm, impulso trukmė ≈ 100 fs, o pasikartojimo dažnis 80 MHz. Vidutinė pluošto galia prieš $NA = 1,35$ skaitinės apertūros objektyvą siekė 2 mW. Bandinio padėtis pluošto atžvilgiu buvo keičiama trimačio poslinkio pjezoelektriniu staliuku. Naudotas hibridinis organinis-neorganinis fotopolimeras SZ, aprašytas 3.4 skyriuje, su

²Paviršiuje centruota tetragoninė gardelė (*fcc*) nėra Bravės gardelė, kadangi ji gali būti apibūdinta mažiau vietos užimančia tūryje centruota (*bcc*) Bravės gardele, tačiau jos sąvoka vistiek dažnai naudojama dėl savo panašumo į *fcc* gardele.

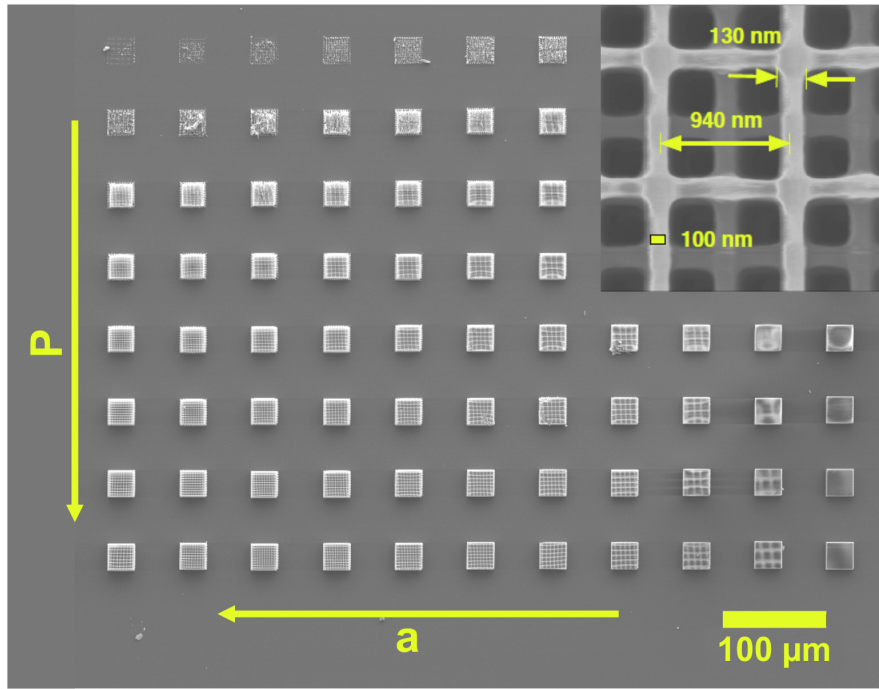
4,4'-Bis(dietilamino)benzofenono iniciatoriumi. Fotopolimero lūžio rodiklis $n \approx 1,5$. Bandinius išryškinius, jie buvo džiovinami kritinio taško džiovintuvu (*JCPD-5*, *JEOL*, žr. 3.5 skyrių). Šis žingsnis buvo būtinas, siekiant išvengti darinių gniuždymo dėl kapiliarinių jėgų [147]. Tuo galima įsitikinti žvelgiant į 4.1 pav., kuriame pateikti fotoninių kristalų pavyzdžiai, suformuoti vienodomis sąlygomis, tačiau išdžiovinti ore ir naudojant kritinio taško džiovintuvą.



4.1 pav.: Kritinio taško džiovintuvo įtaka aukštos skyros fotoninių kristalų formavimui. (a) fotoninis kristalas išdžiovintas ore, (b) identiškais parametrais suformuotas fotoninis kristalas, išdžiovintas kritinio taško džiovintuvu.

Rezultatai ir jų aptarimas

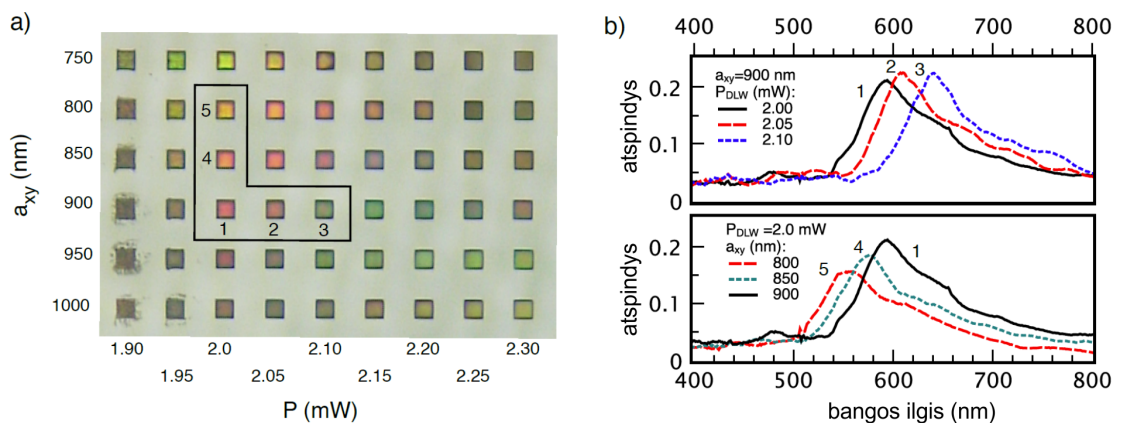
Suformuotų FK pavyzdžiai pateikti 4.2 pav. Fotoniniai kristalai buvo formuojami masyvais, kuriuose vienoje koordinatėje buvo varijuojamas *fcc* gardelės skersinis (atitinkamai ir išilginis) periodas, o kitoje – linijų storis keičiant lazerio spinduliuotės galią. Kiekvienas FK buvo $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ dydžio ir turėjo $N = 25$ sluoksnius. 4.2 pav. ir 4.3(a) pav. pateikti tokio masovo atvaizdai užregistruoti atitinkamai elektroniniu ir optiniu mikroskopais. Iš 4.3(a) pav. galima matyti, jog kai kurie kristalai pasižymi ryškiais spalvomis, juos stebint optiniu mikroskopu atspindžio režime. Spalvos ryškiausios kristaluose, esančiuose arti įstrižainės, jungiančios kairį viršutinį ir dešinį apatinį kampus. Mikroskopo objektyvo skaitinė apertūra buvo lygi



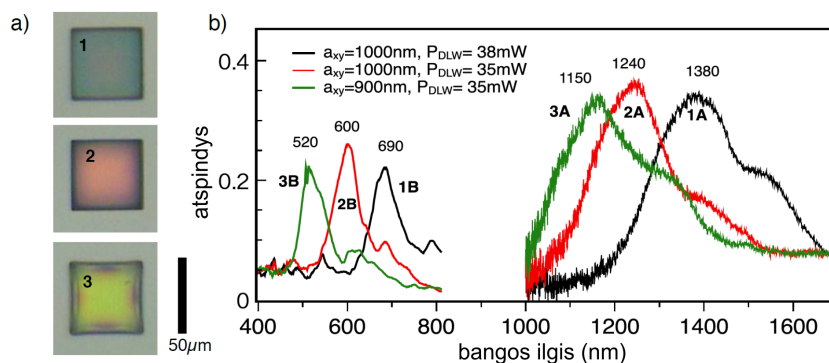
4.2 pav.: Skenuojančiu elektroniniu mikroskopu užregistruotas fotoninių kristalų masyvo ir vieno iš kristalų priartintas atvaizdas. Masyve varijuojamos galios (P) ir kristalų periodo (a) vertės.

$NA = 0,3$, tai kristalo paviršiaus normalės atžvilgiu atitiko $\pm 17^\circ$ erdvinį šviesos kūgio kampą. Tokio plataus apšvietimo sąlygomis stebimos ryškios spalvos reiškia silpną jų priklausomybę nuo apšvietimo kampo. Spalvos susilieja į ryškiai baltą tik pakeitus objektyvo skaitinę apertūrą į $NA > 0,5$.

Keleto charakteringų bandinių, 4.3(a) pav. apibrauktų linija, atspindin-



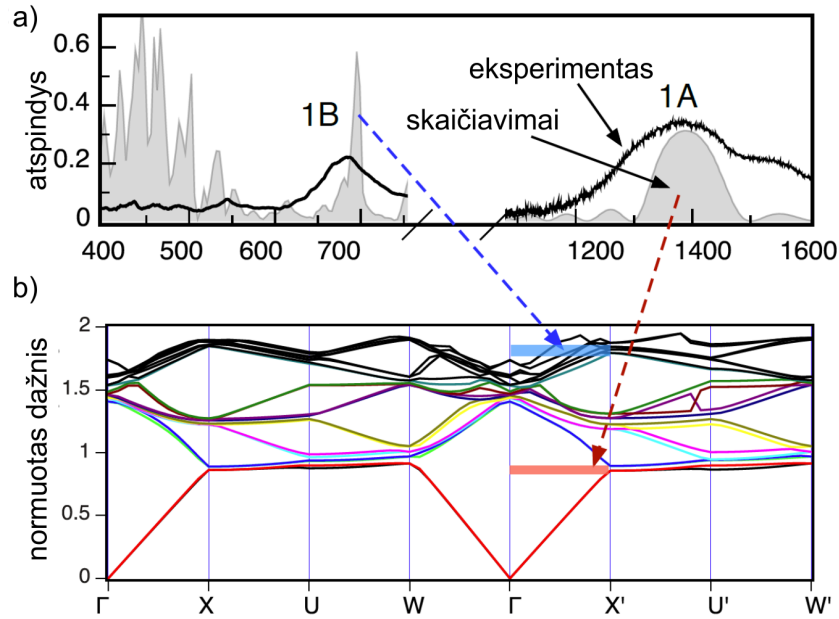
4.3 pav.: (a) Atspindžio režimu veikiančiu optiniu mikroskopu užregistruotas fotoninių kristalų masyvo atvaizdas, kuriame varijuojamas gardelės periodas ir formavimo galia. (b) Juoda linija apibrauktų ir skaičiais pažymėtų kristalų regimojo ruožo atspindžio spektrai.



4.4 pav.: (a) Įvairių spalvų fotoninių kristalų optinio mikroskopo atvaizdai ir (b) jų atspindžio spektrai regimojoje ir infraraudonoje spektro ruože su užrašytais apytiksliais centriniais atspindžio smailių bangos ilgiais. Atspindžio smailės sunumeruotos (1A, 2A, 3A) infraraudonajame ir (1B, 2B, 3B) regimajame spektro ruože.

džio spektrai pateikti 4.3(b) pav. Spektrai išmatuoti 250 – 800 nm ruože naudojantis FE-3000 mikroskopu (*Otsuka Electronics*) su $NA = 0,4$ skaitinės apertūros objektyvu. Buvo stebimos aiškios atspindžio smailės, kurių amplitudė $\sim 20\%$. Šios smailės slenkasi į raudonąją pusę didinant formavimo galią (didinant linijų storį) bei didinant fcc gardelės periodą, tai gerai atitinka Maksvelo lygčių invariantiškumo dėsnius [45]. Atspindžio smailių spektrinės padėtys kokybiškai koreliuoja su bandinių spalvomis. Tiesa, iš pirmo žvilgsnio žalsva bandinio su $a_{xy} = 900$ nm skersiniu periodu ir suformuoto $P = 2,10$ mW galia spalva neatitinka jo atspindžio spektro, kurio atspindžio maksimumas yra ties 640 nm. Šis neatitikimas greičiausia atsiranda dėl sumažėjusio žmogaus akies jautrumo šiai ir ilgesnių bangų sritims, todėl ryškiau matoma žalsva spalva, nors jai atspindžio koeficientas yra kur kas mažesnis.

Neseniai buvo pademonstruoti spalvoti fcc geometrijos fotoniniai kristalai, pagaminti sujungus DFP ir STED technologijas, kuriuose struktūrinės spalvos buvo pasiektos pasinaudojant fundamentiniu (žemiausios eilės) daliniu DJT [129]. Gardelės skersinis periodas buvo 300 – 450 nm eilės. Šiame darbe suformuotų FK periodas buvo maždaug dvigubai didesnis, tačiau vis tiek pasižymėjo ryškiomis struktūrinėmis spalvomis. Akivaizdu, kad čia jų prigimtis negali būti paaiškinta pirmosios eilės draustiniu energijų tarpu. Atliktas skaitmeninis tokių darinių modeliavimas (žr. toliau) parodė, jog šiame darbe suformuotų fotoninių kristalų dalinis DJT atsiveria artimajame infraraudonajame ruože. Skaičiavimams patvirtinti, dalies bandinių atspindžio



4.5 pav.: (a) FDTD (*Lumerical*) skaitmeninio modeliavimo metodu apskaičiuoti ir eksperimentiniai fotoninio kristalo atspindžio spektrai, kurio gardelės parametrai tokie kaip 4.2 pav. (b) To paties kristalo fotoninių juostų diagrama, apskaičiuota sklaidimo plokščiomis bangomis metodu (*MIT Photonic Bands*).

džio spektrai buvo pamatuoti infraraudonajame ruože naudojantis Furjė transformacijos infraraudonojo ruožo spektrometru su integruotu mikroskopu (FTIR, Nicolet Nexus). Šiems matavimams paruošti bandiniai buvo didesni ($50 \times 50 \mu\text{m}^2$) siekiant užtikrinti pakankamą atspindžio signalo stiprumą. Matavimų rezultatai, kartu su regimojo ruožo atspindžio spektrais, apibendrinti 4.4(b) pav. Galima matyti, jog kiekviename bandinyje infraraudonajame ruože atsiranda stipri atspindžio smailė. Pagal bandinio numerį (4.4(a) pav.) jos pažymėtos 1A, 2A, 3A infraraudonajame ruože, o regimajame – atitinkamai 1B, 2B, 3B. Žvelgiant į spektruose matomų smailių padėtis galima pastebėti, jog kiekvienas B maksimumas atsiranda ties maždaug dvigubai trumpesniu bangos ilgiu nei A. Toks sąryšis perša mintį, jog matomojo spektro atspindžio maksimumai, atsakingi už struktūrinės spalvas, atsiranda dėl antros eilės draustinių juostų tarpų.

Vis dėlto šiuose bandiniuose, sprendžiant iš teorinių skaičiavimų, antros eilės draustiniai juostų tarpai neturi atsiverti. Teoriniai skaičiavimai buvo atlikti *MIT Photonic Bands* (MPB) [148] bei baigtinių skirtumų laiko plotmės (*FDTD Solutions, Lumerical*) programomis. Skaičiavimams buvo naudotas *fcc* geometrijos rąstų rietuvės fotoninio kristalo modelis. FK,

suformuoto 2 mW lazerio spinduliuotės galia, išmatuotas skersinis periodas buvo lygus $a_{xy} = 940$ nm, o linijų storis – $d_{xy} = 130$ nm, tai atitinka maždaug 5 % fotopolimero traukimąsi, kuri yra tipiška tokių polimerų traukimosi vertė [149]. Išilginiai matmenys buvo įvertinti pagal jų fiksuotą santykį su skersiniais matmenimis.

4.5(a) pav. pateikti eksperimentiškai išmatuoti ir teoriškai apskaičiuoti atspindžio spektrai išilgai $\Gamma - X'$ kristalografinės krypties, t.y. šviesai krentant statmenai FK paviršiui. Galima pastebėti, jog spektrinės A ir B smaيليų padėtys kokybiškai atitinka skaitmeninius skaičiavimus. Skaičiavimai taip pat numato ryškias atspindžio smailes labai trumpų bangos ilgių srityje, tačiau realiuose dariniuose jie paprastai būna stipriai nuslopunami dėl įvairių netolygumų atsirandačios sklaidos, pavyzdžiui, dėl fotopolimero paviršiaus šiurkštumo. Atspindžio smailės taip pat esama 800 – 1000 nm bangos ilgių ruože, tačiau, šioje iliustracijoje aiškumo dėlei šie duomenys praleisti, kadangi eksperimentiškai jų šiame spektriniame ruože nebuvo galimybės pamatuoti.

4.5(b) pav. pateikta fotoninių energijos juostų diagrama. Joje naudojamas normuotas dažnis $f_n = \sqrt{2}a_{xy}/\lambda$. Atspindžio spektre matomų smaيليų atitikmenys juostinėje diagramoje pažymėti rodyklėmis. Infraraudonojo ruožo atspindžio maksimumas 1A atitinka fundamentinį draustinį juostų tarpą išilgai $\Gamma - X'$ krypties, esantį ties $f_n = 0,93$ (pažymėtą raudona spalva). Vis dėlto regimojomo ruožo atspindžio smailė 1B, atsakinga už struktūrinės spalvas, neturi atitinkančio DJT juostinėje diagramoje (pažymėta mėlyna spalva). Tai reiškia, jog šioje spektrinėje srityje yra daug Blocho modų, kurios gali būti sužadinamos ir krentančios bangos gali skliti tokiu kristalu, o struktūrinės spalvos neturi būti stebimos. Jos galėtų atsirasti, jeigu dėl kurios nors priežasties į antrosios eilės DJT ruožą patenkančios modos būtų neefektyviai žadinamos, tuomet tik dalis kritusios spinduliuotės patektų į FK, o kita dalis būtų atspindėta.

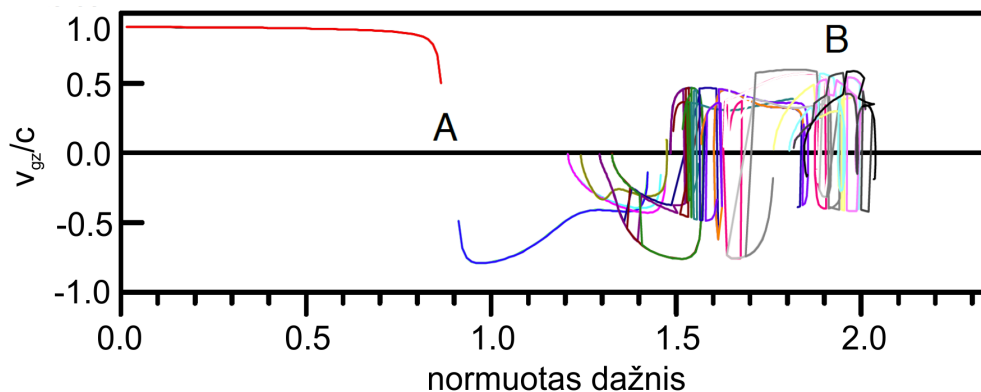
Neefektyvus Blocho modų žadinimas gali būti stebimas kada Blocho modų greitis stipriai skiriasi nuo žadinančios spinduliuotės sklidimo greičio. Tai galioja ne tik FK, bet ir įprastinėms homogeniškomis medžiagoms – jeigu medžiagų lūžio rodikliai skiriasi, t.y. skiriasi šviesos sklidimo greitis medžiagose, tuomet visada stebimas šviesos atspindys nuo šių medžiagų ribos. Blocho modų greitis FK yra apibrėžiamas $v_g = d\omega/dk$ išraiška, kurioje ω yra ciklinis bangos dažnis. Kuo fotoninės juostos yra lėkštesnės, tuo mažesnis

jų greitis. Itin plokščios Blocho modos yra atsakingos už lėtosios šviesos reiškinį FK (žr. 1.3.2 skyrių). Taigi, esant mažam Blocho modų greičiui, jos būtų žadinamos neefektyviai ir krintanti spinduliuotė būtų atspindėta, net jeigu kristale nebūtų pilnų arba dalinių DJT.

Patikrinti šiai hipotezei buvo apskaičiuota grupinio greičio dispersija išilgai $\Gamma - X'$ krypties. Grupinis greitis, apibrėžiamas kaip $v_g = d\omega/dk$, kur ω yra ciklinis bangos dažnis, artėja prie nulio horizontaliuose fotoninių juostų segmentuose. Kadangi mus domina bangos sklaidimo savybės statmena kristalo paviršiui kryptimi z , pakanka nagrinėti tik išilginę grupinio greičio komponentę v_{gz} . Skaičiavimams naudota MPB programa leidžia nustatyti tiek Blocho modų dažnius $f(k)$ (arba $\omega(k)$), tiek juos atitinkančius grupinius greičius $v_g(k)$. Tokiu būdu buvo apskaičiuota $v_{gz}(f)$ priklausomybė, kuri atvaizduota 4.6 pav. Galima matyti, jog grupinis greitis šiek tiek sumažėja ties 1BZ kraštu netoli fundamentinio draustinio juostų tarpo ($f_n = 0,93$), kuris atsakingas už atspindžius artimajame infraraudonajame ruože (pažymėtus A1, A2, A3 4.4 pav.), tačiau pagrindinė šių smailių prigimtimi išlieka dalinis DJT, o ne lėtosios šviesos reiškinys. Esant didesniems nei fundamentinis DJT dažniams, $v_{gz}(f)$ keičia ženklą į neigiamą, nes šioje srityje yra neigiama fotoninių juostų išvestinė (tai nereiškia, jog terpė turi neigiamą lūžio rodiklį kaip metamedžiagose, kur grupinio ir fazinio greičio kryptis yra antilygiagrečios). Esant dar didesniems dažniams, ypač $f \geq 1,45$ ruože, grupinis greitis linkęs greitai osciliuoti tarp teigiamų ir neigiamų verčių, dažnai kirsdamas lėtąją šviesą atitinkantį $v_{gz}(f) = 0$ tašką. Šių kirtimų tankį galima vertinti kaip kokybinį būsenų tankio su mažu grupiniu greičiu matą. Kaip galima matyti iš grafiko, yra du spektriniai ruožai su dideliu osciliacijų tankiu (ties $f = 1,55 - 1,6$ ir $f = 1,8 - 2$). Pirmojo ruožo centras yra ties $\lambda \approx 0,85 \mu\text{m}$ bangos ilgiu, kur eksperimentinis atspindys nebuvo matuotas, bet skaitmeniniai skaičiavimai numato atspindžio smailę. Antroji tanki sritis yra ties $\lambda \approx 0,7 \mu\text{m}$ bangos ilgiu, o tai atitinka matomojo ruožo atspindžio smailę 1B. Kadangi Maksvelo lygtims galioja invariantiškumo principas, skaičiavimo rezultatus galima sugretinti ir su kitais bandiniais.

Išvados

Šiame skyriuje pademonstruota galimybė išgauti struktūrines spalvas polimeriniuose rąstų rietuvės geometrijos fotoniniuose kristaluose, turin-



4.6 pav.: Grupinio greičio išilginės komponentės v_{gz} priklausomybė nuo normuoto dažnio išilgai $\Gamma - X'$ krypties. Skirtingos spalvos atitinka skirtingas fotonines juostas.

čiuose santykinai didelius ($\sim 600 - 1000$ nm) *fcc* gardelės periodus. Didesni *fcc* gardelės periodai palengvina fotoninių kristalų formavimą. Ankstesniuose darbuose [146] tokių kristalų formavimui supaprastinti siūlyta išžesti elementarųjį narvelį, tačiau norint paslinkti draustinius energijos tarpus į regimąjį ruožą reikia labai mažų skersinių periodų, dėl ko labai aukšta formavimo technologijų skyra vis tiek išlieka reikalinga. Šiame darbe buvo išlaikyta *fcc* gardelės geometrija, o fotoniniai kristalai suformuoti įprastine daugiafotonės polimerizacijos technologija.

Stebėtų struktūrinių spalvų kilmė negali būti tiesiogiai paaiškinta antros ar aukštesnių eilių daliniais draustinių juostų tarpais, kadangi fotoninių juostų diagramoje ties numatomomis šių tarpų sritimis egzistuoja daug galimų Blocho modų, t.y. aukštesnių eilių dalinių draustinių juostų tarpų fotoninių juostų diagramoje nėra. Struktūrinės spalvos matomos ir FDTD motodu apskaičiuotuose atspindžio spektruose, todėl jų kilmė taip pat negali būti paaiškinta eksperimentinėmis suformuotų darinių geometrinėmis paklaidomis. Esant mažam fotoninių juostų polinkiui, jas atitinkančių Blocho modų greitis yra mažas. Nustatyta, jog už struktūrinės spalvas atsakingų atspindžio smalių spektrinės padėtys sutampa su tankiomis grupinio greičio osciliacijų sritimis. Mažas dalies Blocho modų grupinis greitis reiškia, jog jos beveik nėra sužadamos. Tokiu būdu, ties antros ar aukštesnių eilių draustinių juostų tarpų spektrinėmis sritimis gali būti stebimas stiprus šviesos atspindys. Vis dėlto, šiai stebėtų struktūrinių spalvų kilmės hipotezei patvirtinti reikia papildomų teorinių ir eksperimentinių tyrimų.

Aprašyti rezultatai gali būti naudingi siekiant suformuoti dielektrinius

darinius, turinčius struktūrinės spalvas. Suformuotuose fotoniniuose kristaluose dielektrinių sričių tūris buvo santykinai mažas lyginant su visu kristalo tūriu, tad tokio tipo kristalai gali būti potencialiai pritaikyti jutikliams kurti.

5

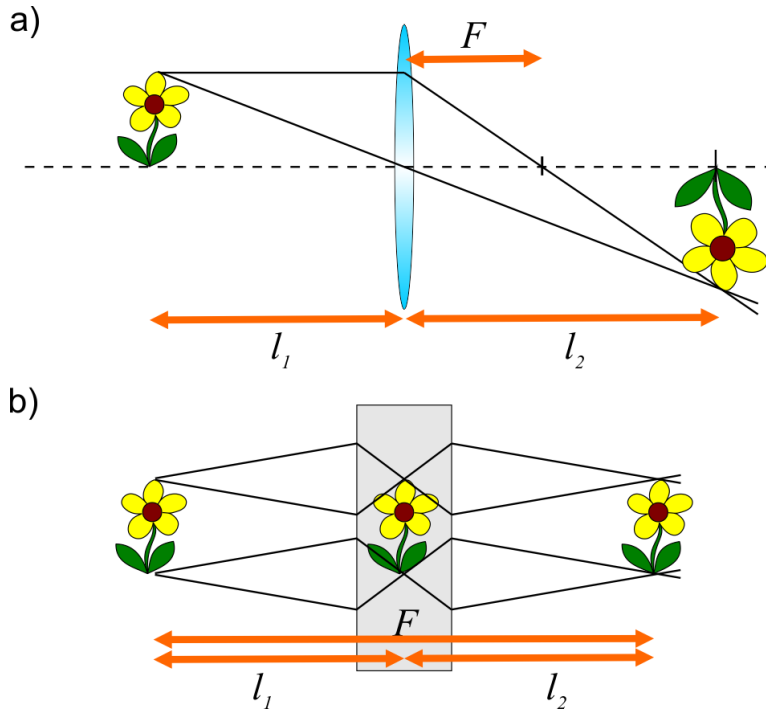
Šviesos pluoštų fokusavimas plokščiais fotoniniais kristalais

¹ Fotoniniai kristalai, turintys artimus šviesos bangos ilgiui gardelės periodus, leidžia kontroliuoti tiek chromatines, tiek erdvines šviesos bangų dispersijos savybes. Kontroliuojant erdvinės dispersijos savybes, galima įvairiai valdyti šviesos pluoštų sklidimą. Pavyzdžiui, parinkus tam tikrą FK geometriją, galima sudaryti anomalią erdvinę dispersiją juose sklindantiems pluoštams [67], šitaip sukuriant nedifraguojančius (superkolimuotus) pluoštus [10], neigiamo šviesos lūžio [69, 94], fokusavimo plokščiais lęšiais [68] bei superlęšiais [150] reiškinius. Plačiau žr. 1.4 skyriuje.

Fokusavimo reiškinyse fotoniniuose kristaluose paremtas bangos kampinių komponentų fazės transformacija. Žvelgiant į bangos vektorių diagramas, izodažniniai kontūrai homogeniškoje terpėje yra įgaubti, o plokščio lęšio reiškiniu pasižyminčiuose FK šie kontūrai yra išgaubti. Kadangi bangos sklidimo kryptis yra nukreipta išilgai grupinio greičio krypties ir statmena izodažniniams kontūrams, dėl išgaubtos jų formos atsiranda fokusavimas. Tokiuose kristaluose atstumas tarp objekto ir FK (l_1) bei tarp kristalo ir atvaizdo (l_2) surišti sąryšiu $l_1 + l_2 = F$, kur F yra plokščio FK židinio nuotolis. Šis sąryšis labai skiriasi nuo įprastinės plonojo lęšio (bei Frenelio) formulės $1/l_1 + 1/l_2 = 1/F$ (5.1 pav.).

Iki šiol pilnas abėjų ašių fokusavimas FK eksperimentiškai buvo pademonstruotas tik mikrobangų diapazone [5] bei akustikoje [151], o vienos ašies fokusavimas vienmačiais kristalais – tik artimajame infraraudonajame spektro ruože [152]. Šiame skyriuje eksperimentiškai demonstruojamas

¹Skyrius paremtas [A2] ir [A3] publikacijomis.



5.1 pav.: Fokusavimas įprasiais (a) ir fotoninių kristalų superlęšiais (b). Objektas, nutolęs l_1 atstumu nuo lęšio arba FK superlęšio atvaizduojamas l_2 atstumu. F žymi židinio nuotolį.

pilnas abiejų ašių fokusavimas plokščiais trimačiais polimeriniais FK regimajame ruože.

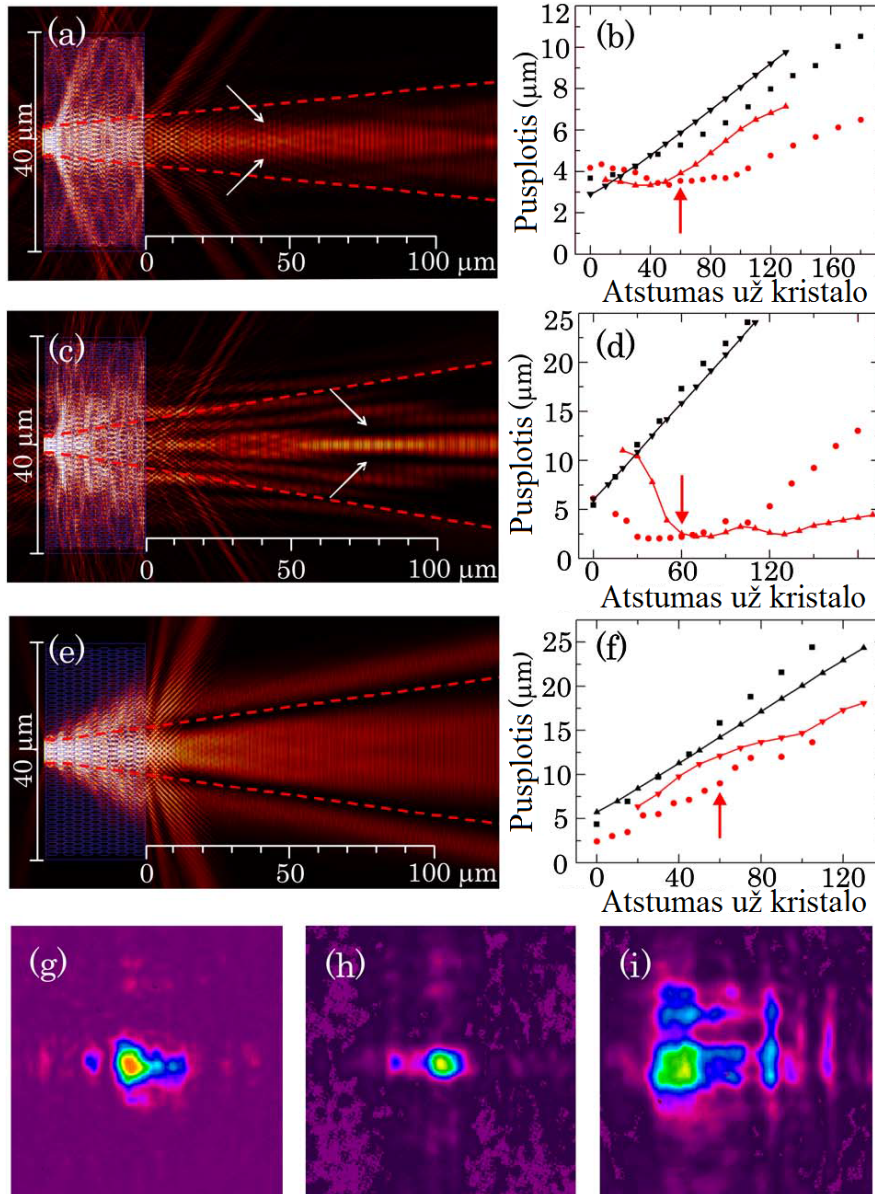
Paprastai šviesos fokusavimo reiškiniai nagrinėjami kristaluose, kurių periodai yra artimi bangos ilgiui, kada pirmosios arba antrosios eilės fotoninių juostų izodažniniai kontūrai yra anomaliai išgaubti. Jeigu izodažniniai kontūrai yra plokšti, stebimas superkolimacijos reiškinys. Galima įvertinti, kokio dydžio kristalo periodai turi būti, norint stebėti šiuos reiškinis pirmojoje fotoninėje juostoje matomojoje spektro srityje. Superkolimacijos ir fokusavimo reiškiniai dažniausiai stebimi ties kiek ilgesniais bangos ilgiais nei 1BZ kraštas, t.y. $\lambda_{superkolimacijos} > \lambda_{fokusavimo} > \lambda_{1BZ}$. Jeigu kristalinė gardelė yra kvadratinė, 1BZ kraštas yra ties $\lambda_{1BZ} = 2\bar{n}d_0$ bangos ilgį atitinkančiu banginiu vektoriumi, čia λ yra bangos ilgis vakuume, \bar{n} – vidutinis kristalo lūžio rodiklis, o d_0 – gardelės periodas. Taigi 500 nm bangos ilgio šviesai $\bar{n} = 1,35$ vidutinio lūžio rodiklio kristalo periodas turėtų būti artimas 185 nm. Suformuoti tokius mažus gardelės periodus dabartinėmis technologijomis yra sudėtinga, todėl šiame darbe pasiūlytas alternatyvus kelias, paremtas šviesos fokusavimu dėl aukštesnės eilės fotoninių juostų dispersijos savybių. Tokiu būdu analogiškiems šviesos fokusavimo reiški-

niams galima panaudoti palyginus didelius periodus turinčius FK. Didesnis FK periodų dydis atveria kelią suformuoti tokius kristalus tiesioginio lazerinio rašymo technologijomis, kitą vertus, aukštesnės eilės fotoninės juostos paprastai yra daug jautresnės eksperimentinėms paklaidoms, todėl suformuotų darinių geometrinė kokybė turi būti kuo aukštesnė. Taip pat, aukštesnės eilės fotoninių juostų analizė tampa sudėtingesnė, nes sudėtingesni ir jautresni yra aukštesnės eilės fotoninių juostų skaičiavimo metodai.

Siekiant patikrinti numatytą fokusavimo dėl aukštos eilės juostų dispersijos galimybę, buvo atlikti baigtinių skirtumų laiko plotmės (FDTD) skaičiavimai. Lygiai kaip ir ankstesniame skyriuje buvo pasirinkta rąstų rietuvės FK geometrija. Tokių kristalų lūžio rodiklio pasiskirstymas, susidedantis iš pakaitomis x ir y kryptimis nukreiptų linijų sluoksnių, gali būti išreikštas kaip atskirų x ir y lūžio rodiklio pasiskirstymų suma $\Delta n(x,y,z) = \Delta n_x(x,z) + \Delta n_y(y,z)$. Ši FK geometrija leidžia skaičiavimus supaprastinti ir trimatį atvejį pakeisti dvimačiu išskaidant bangos komponentes į dvi nepriklausomas grupes, tokiu būdu žymiai paspartinant skaičiavimus [153]. Toks redukuotas lūžio rodiklio profilis susideda iš elipsės pavidalo $n = 1,5$ lūžio rodiklio sričių, apsuptų oro $n = 1$. Naudoti šie geometriniai parametrai: skersinis periodas $d_{\perp} = 0,9 \mu\text{m}$, išilginis periodas $d_{\parallel} = 6 \mu\text{m}$, užpildymo santykis 70 %, kristalų plotis $80 \mu\text{m}$, aukštis $30 \mu\text{m}$ (5 išilginiai periodai). Pluoštas fokusuojamas sulig pirmuoju kristalo paviršiumi, jo pusplotis, priklausomai nuo bangos ilgio, siekė $1,6 - 3,0 \mu\text{m}$.

Harmoninės lauko dedamosios veikiamos periodinės lūžio rodiklio moduliacijos sužadina atitinkamas Blocho modas. Lauko sklidimą bendrais bruožais galima nagrinėti imant tris pagrindines lauko komponentes, kurių banginiai vektoriai $\vec{k} = \vec{k}_0 - \vec{q}, \vec{k}_0, \vec{k}_0 + \vec{q}$, kur $\vec{q} = (\pm q_x, q_z)$ yra atvirkštinės gardelės vektoriai (parinkti taip, kad būtų netoli rezonanso) [153]. Paraksialiniame artinyje rezonansinė sąlyga tokioms bangoms yra $2q_{\parallel} k_0 \bar{n} / q_{\parallel}^2 \equiv 2d_{\perp}^2 \bar{n} / d_{\parallel} \lambda_{rez} = 1$, tai apibrėžia rezonansinį bangos ilgį, atitinkantį BZ kraštą $\lambda_{rez} = 2d_{\perp}^2 \bar{n} / d_{\parallel}$. Panašiai kaip ir 1BZ atveju, superkolimacijos ir fokusavimo reiškinius galima tikėtis išvysti artimuose rezonansui bangos ilgiuose, tik aukštesnėse juostose: $\lambda_{superkolimacijos} > \lambda_{fokusavimo} > \lambda_{rez}$. Konkretūs bangos ilgiai priklauso ir nuo kitų parametru, pavyzdžiui, nuo lūžio rodiklio bei jo erdvinio pasiskirstymo.

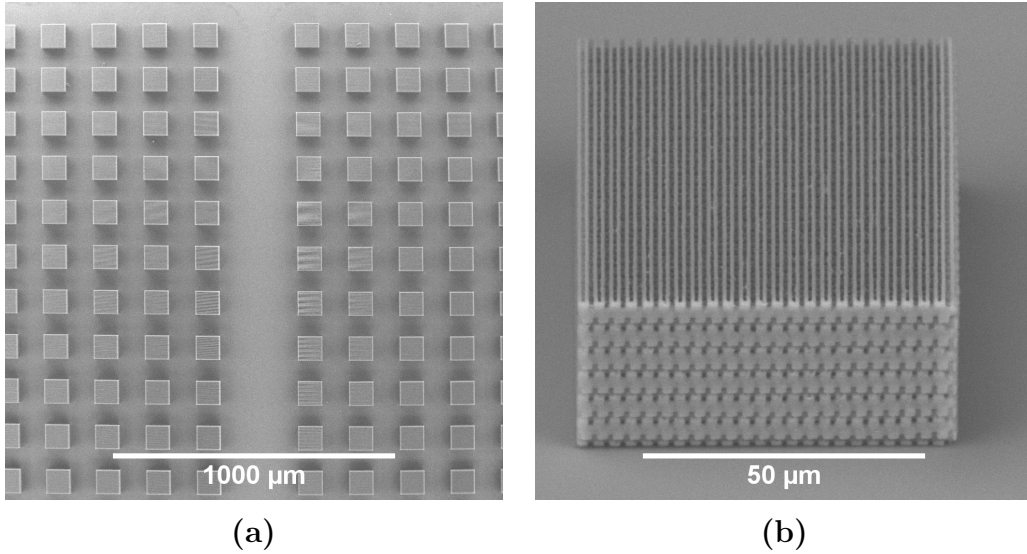
Atliekant FDTD skaičiavimus pirmiausia buvo nustatytas superkolimacijos bangos ilgis: $\lambda_{SK} = 610 \text{ nm}$. Jis buvo surastas nagrinėjant siauro



5.2 pav.: (a), (c), (e) Lauko intensyvumo skirstiniai ties 532 , 570 ir 780 nm kristale ir už jo apskaičiuoti 2D FDTD metodu. (b), (d), (f) Pluošto pusploto priklausomybė nuo atstumo už kristalo. Raudona spalva žymi pluoštą praėjusį pro kristalą, o juoda – atraminį. Linijomis sujungti taškai atitinka skaitmeninius skaičiavimus, o taškais – eksperimentinius matavimus. (g, h, i) Skersiniai intensyvumo skirstiniai plokštumoje, nutolusioje 60 μm atstumu nuo kristalo, užregistruoti CCD kamera ties atitinkamai 532 , 570 ir 700 nm bangos ilgiais. Šis atstumas pažymėtas raudonomis rodyklėmis (b, d, f) grafikuose.

pluošto sklidiną modeliuojamame fotoniniame kristale, turinčiame 20 išilginių periodų. Nustatyta, jog 610 nm bangos ilgio spinduliuotė sklisdama kristalu nekeičia savo pločio. Remiantis ankstesne analize, pluošto fokusuavimas turi būti stebimas šiek tiek trumpesnių bangos ilgių srityje, tarp

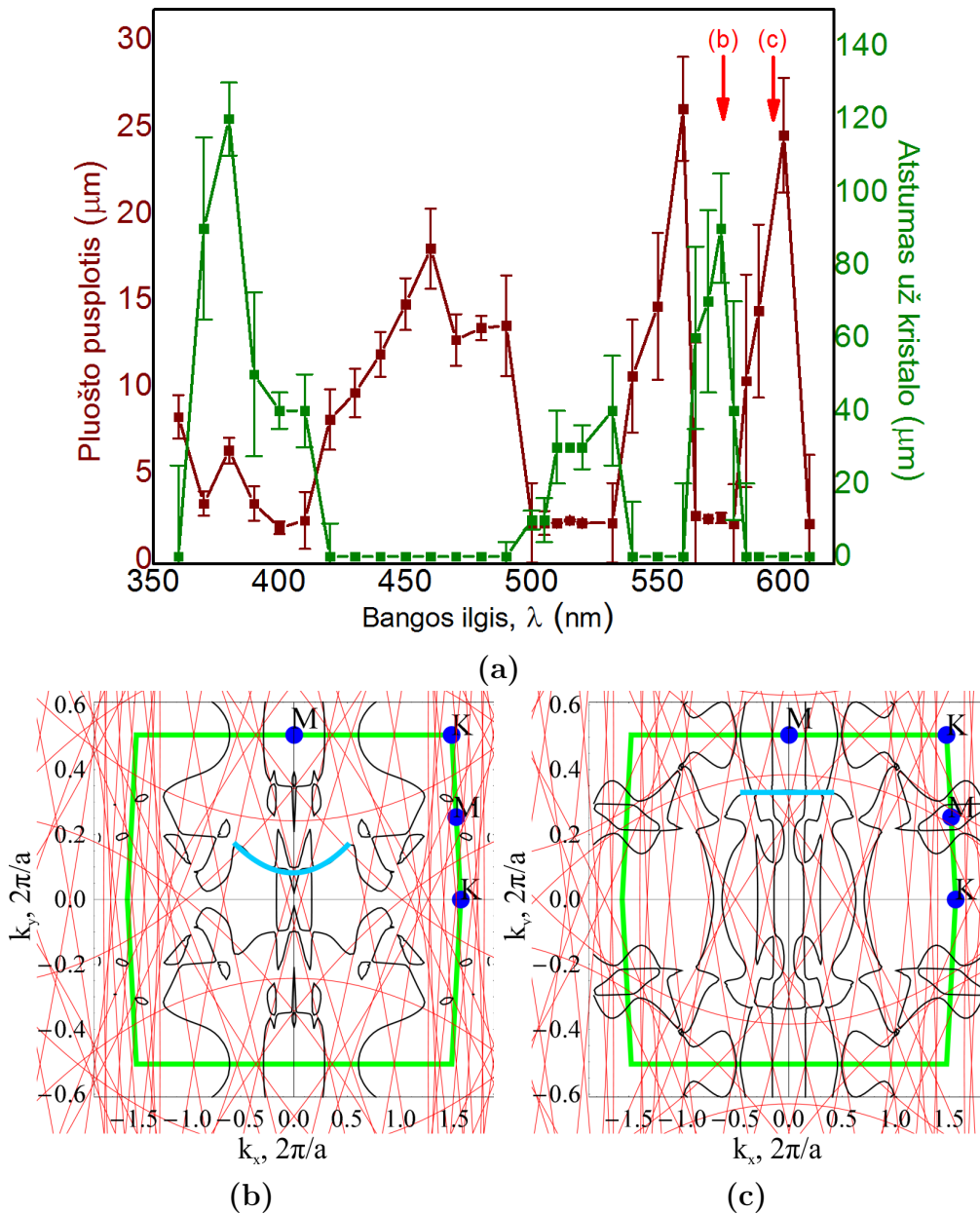
$\lambda_{rez} = 365$ nm ir $\lambda_{SK} = 610$ nm, todėl skaičiavimai buvo atlikti laisvai pasirinktiems 532 ir 570 nm bangos ilgiams bei, palyginimui, 700 nm. Šio tyrimo rezultatai pateikti 5.2 pav. Nustatyta, jog 532 nm pluoštas yra fokusuojamas ≈ 40 μm atstumu nuo kristalo, o 570 nm pluošto siauriausia vieta ir už ≈ 70 μm . 700 nm pluoštas patenka į normalios dispersijos režimą ir fokusuojimusi nepasižymi.



5.3 pav.: (a) Hibridiniame fotopolimere suformuoto fotoninių kristalų masyvo fragmentas užregistruotas skenuojančiu elektroniniu mikroskopu. Bandiniai buvo formuojami dideliais masyvais siekiant surasti optimalius formavimo ir geometrinius parametrus. (b) Vieno iš kristalų padidintas atvaizdas.

FK, turintys aukščiau paminėtus geometrinius parametrus, buvo suformuoti naudojantis daugiafotonės polimerizacijos technologija (žr. 2.2 skyrių). Kristalai buvo formuojami hibridiniame fotopolimere, aptartame 3.4 skyriuje. Fotopolimerizacijos reakcijų sužadinimui buvo naudojamas tioksanten-9-ono iniciatorius, kurio sugerties maksimumas yra ties ≈ 270 nm, todėl dvifotonės sugerčiai sukelti buvo naudojama antroji YB:KGW lazerio harmonika, kurios centrinis bangos ilgis lygus 515 nm. Pluoštas buvo fokusuojamas $63\times$ NA 1,4 skaitinės apertūros objektyvu. Bandinių skenavimo greitis buvo 500 $\mu\text{m/s}$, o optimali šviesos fokusavimo reiškiniai stebėti galia siekė 40 μW (po objektyvo). Ši galia nustatyta eksperimentiškai, formuojant FK masyvus, kuriuose buvo varijuojamas FK skersinis periodas, formavimo galia bei periodų skaičius (5.3 (a) pav.). Tokio FK pavyzdys matomas (5.3

(b) pav.).



5.4 pav.: (a) Skaitmeniškai FDTD metodu apskaičiuota pluošto mažiausio skersmens pusės intensyvumo aukštyje priklausomybė nuo bangos ilgio (ruda) bei jo atstumas nuo fotoninio kristalo antrojo paviršiaus (žalia). (b, c) Atitinkamai 580 ir 610 nm izodažniniai kontūrai pirmojoje Brijueno zonoje (pažymėta žalia spalva). Mėlynai paryškinti kontūrai, lemiantys pluošto fokusavimą bei kolimaciją. Raudonai pažymėtos atitinkamų bangos ilgių lauko harmonikos homogeniškos terpės artinyje.

FK charakterizavimui naudotas superkontinuumo šaltinis, kaupinamas

800 nm Ti:Safyro lazerio pluoštu. Konkretaus bangos ilgio spinduliuotė buvo parenkama monochromatoriumi (parinkti 532 nm, 570 nm ir 700 nm bangos ilgiai). Siekiant sumažinti pluošto plotį, jis buvo fokusuojamas $20\times$ NA 0,4 mikroskopo objektyvu į pirmąjį kristalo paviršių. Priklausomai nuo bangos ilgio, pluošto sąsmaukos pusplotis buvo tarp 1,6 ir 3 μm . Skersiniai intensyvumo profiliai buvo registruojami skirtinguose atstumuose nuo bandinio CCD kamera, kuri, kartu su atvaizdavimo sistema, buvo sumontuota ant transliacinio staliuko. Užregistruoti intensyvumo skirstiniai buvo aproksimuojami Gauso funkcija ir taip įvertinamas jos pusplotis. Eksperimentinių matavimų rezultatai apibendrinti ir palyginti su skaitmeniniais FDTD rezultatais 5.4 (a) pav. Nors kiekybinis sutapimas tarp eksperimento ir teorinių skaičiavimų nėra tobulas, galima matyti tas pačias kokybines tendencijas.

Pluošto siaurėjimas (fokusavimas) buvo stebimas 532 nm ir 570 nm pluoštams ≈ 50 μm atstumu nuo kristalo, o 700 nm bangos ilgio pluoštas sklido monotoniškai plisdamas. Tačiau, net pastaruoju atveju, skėstis buvo šiek tiek mažesnė nei to paties atraminio (praėjusio tik per stiklo padėklą, be FK bandinio) pluošto dėl erdvinio filtravimo reiškinio (žr. 6 skyrių). Siauriausi pluoštų puspločiai buvo $\approx 2,1$ μm , $\approx 3,4$ μm atitinkamai 532 nm ir 570 nm bangos ilgio pluoštams. Tai apytiksliai atitinka NA $\approx 0,1$ skaitinės apertūros lęšį. Praėjusio pluošto fokusavimas buvo būdingas tik aukščiau aprašytų parametrų fotoniniams kristalams, jis nebuvo stebimas to paties dydžio, tačiau kitokių geometrinių parametrų FK. Taip pat fokusavimas nepriklausė nuo kristalo skersinės padėties.

Eksperimentų metu pluošto fokusavimas buvo stebimas tik ties tam tikrais bangos ilgiais $\lambda_{rez} < \lambda < \lambda_{SK}$ intervale. 5.4a pav. pateikti pluošto sąsmaukos puspločio bei židinio nuotolio skaitmeninių skaičiavimų rezultatai. Netolygaus viso bangos ilgių intervalo fokusavimo priežastis yra tai, kad buvo dirbama su labai aukštos eilės (50–100) juostomis. Kuo aukštesnė juostų eilė, tuo daugiau atsiranda sąveikaujančių juostų, dėl kurių interferencijos atsiranda įvairūs iškreipimai. 5.4 (b,c) pav. pateikti izodažninių kontūrų skaičiavimo rezultatai, apskaičiuoti *MIT Photonic Bands* programa [148]. Nors izodažniniai kontūrai yra gana netvarkingi ir sunkiai analizuojami, tam tikrus dėsningumus galima atsekti. Mėlynai paryškintos izolinijų dalys, kurios, priklausomai nuo parametrų, yra plokščios (superkolimacijos reiškinys) arba išgaubtos (fokusavimas). Raudonai pažymėtos

lauko harmonikos homogeniškos terpės artinyje. Dar ryškesniam pluoštų fokusavimo efektui stebėti reikėtų atsižvelgti į sferines aberacijas, t.y. kuo labiau priartėti prie $n = -1$ homogeniškos medžiagos artinio.

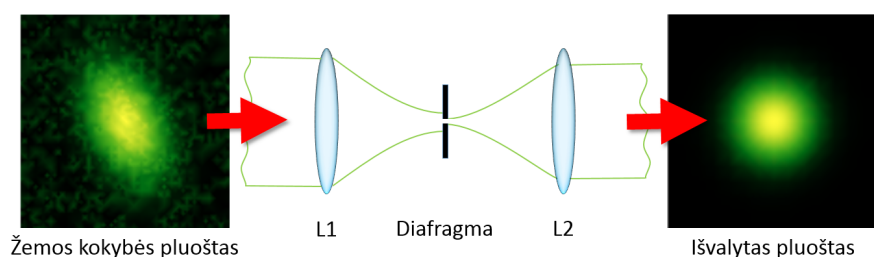
Išvados

Apibendrinant, šiame skyriuje buvo parodyta pirmoji (mūsų žiniomis) fokusavimo plokščiais fotoninių kristalų lęšiais eksperimentinė demonstracija regimojoje elektromagnetinio spektro dalyje. Nors efektas realizuotas aukštesnių fotoninių juostų dispersijos savybėmis, buvo stebimas akivaizdus pluošto fokusavimas $\approx 50 - 70 \mu\text{m}$ atstumu už fotoninio kristalo 532 nm bei 570 nm bangos ilgio pluoštams, tai atitiko skaitmeniškai numatytus bangos ilgus fokusavimosi reiškiniui stebėti. Didesnio bangos ilgio (700 nm) pateko į normaliosios dispersijos intervalą ir fokusavimusi nepasižymėjo. Fokusuojančių kristalų veikimas nepriklausė nuo pluošto skersinės padėties kristale, o pakeistų geometrinių parametrų, tačiau to paties dydžio FK fokusavimusi nepasižymėjo. Tai reiškia, jog pašalinės priežastys (pavyzdžiui, įdubęs bandinių paviršius arba bangų difrakcija už kliūties), negali būti stebėto pluošto fokusavimosi priežastis.

6

Šviesos erdvinio spektro valdymas fotoniniais kristalais

¹ Elektromagnetinių bangų erdvinis filtravimas yra plačiai naudojamas metodas, leidžiantis pašalinti nepageidaujamas kampines komponentes iš pluošto erdvinio spektro. Nuo erdvinio spektro sudėties priklauso spinduliuotės skėstis, kryptingumas bei kaip gerai ji gali būti sufokusuota, todėl daugelyje taikymų siekiama turėti kuo aukštesnės kokybės pluoštus, susidedančius iš kiek įmanoma žemesnių erdvininių dažnių. Erdvinis filtravimas plačiai taikomas lazerinėse sistemose pluoštų kokybei gerinti, taip pat informacijos apdorojimui, vaizdų atkūrimui, erdvinio spektro analizei, antenų kryptingumui padidinti ir pan. [14, 154, 155].



6.1 pav.: Erdvinio pluoštų filtravimo schema. Lęšis L1 atlieka Furjė transformaciją, diafragma, įstatyta lęšių bendrame židinyje, nukerta nepageidaujamus erdvinius dažnius, o lęšis L2 atlieka atvirkštinę Furjė transformaciją.

Labiausiai paplitęs šviesos filtravimo diafragma būdas (6.1 pav.). Jis paremtas lęšio savybe atlikti Furjė transformaciją židinio plokštumoje. Šioje

¹Skyrius paremtas [A1], [A4], [A5] ir [A7] publikacijomis.

plokštumoje skirtingos krypties (erdvinio dažnio) komponentės fokusuojamos skirtingose vietose. Žemiausio erdvinio dažnio komponentės yra arčiausiai optinės ašies, o aukštesnio dažnio komponentės nutolusios didesniais atstumais. Įstačius optinėje ašyje centruotą diafragmą praleidžiamos tik žemiausio dažnio komponentės, o aukštesnių dažnių užblokuojamos. Atvirkštinė Furjė transformacija atliekama dar vienu, židinio nuotolio atstumu nutolusiu, lęšiu.

Pluoštų filtravimas dviem lęšiais ir diafragma yra paprastas ir plačiai taikomas metodas. Vis dėlto jis turi keletą trūkumų: (1) tokios filtravimo sistemos matmenys yra bent dviejų židinio nuotolių ilgio (paprastai 10 – 40 cm), todėl šis filtravimo metodas nėra tinkamas mažuose prietaisuose, pavyzdžiui, puslaidininkiniuose lazeriuose; (2) diafragma turi būti įstatyta itin tiksliai, jos padėtis neturi kisti dėl aplinkos veiksnių; (3) kadangi diafragma yra lęšio židinyje, dėl aukšto šviesos intensyvumo tokio tipo filtravimo sistemos netinkamos didelės galios spinduliuotei filtruoti; (4) kai kuriuose elektromagnetinio spektro ruožuose sunku pagaminti kokybišką fokusavimo optiką.

Pasiūlyta daug įvairių alternatyvių elektromagnetinių bangų filtravimo metodų. Pavyzdžiui, naudojant interferometrų [156], metamedžiagas [157], dažais legiruočių skystųjų kristalų elementus [158], gardeles rezonatoriuose [159, 160], daugiasluoksnių darinių ir prizmės kombinacijas [96], metalinių gardelių darinius (mikrobangoms) [161], dvimačius kristalus su [162] arba be [98] defektų, vienmačius daugiasluoksnius [163] arba gradientinius fotoninius kristalus [164].

6.1 Erdvinis šviesos pluoštų filtravimas fotoniniais kristalais

Erdvinį šviesos pluoštų filtravimą galima realizuoti ir trimačiuose fotoniniuose kristaluose, modifikuojant erdvinę dispersiją $\omega(\vec{k})$ juose taip, kad tam tikromis kryptimis pluoštas sklįsti negalėtų. 1.4.3 skyriuje buvo aptarti du filtravimo atvejai. Pirmasis ir akivaizdžiausias būdas yra deformuoti izodažninius kontūrus taip, kad atsirastų kampiniai draustinių juostų tarpai (KDJT). Dėl KDJT dalis erdvinio spektro dedamųjų negali sklįsti FK ir yra atspindimos atgaline kryptimi (1.16 (a) pav.). Tokio tipo filtravimas buvo pasiūlytas dvimačiuose ir trimačiuose fotoniniuose kristaluose [14, 95, 96, 163]. Kad atsivertų KDJT, reikia, kad kristalo išilginis periodas

būtų trumpesnis už bangos ilgį: $d_{\parallel} < \lambda$. Regimojoje srityje tai atitinka maždaug 400 – 600 nm ilgio išilginius periodus, kuriuos vis dar yra labai sunku pasiekti šiuolaikinėmis technologijomis. Greičiausiai dėl to erdvinis filtravimas tokiais fotoniniais kristalais iki šiol nėra parodytas optikoje eksperimentiškai. Neseniai jis buvo pademonstruotas akustikoje, kur išilginiai periodai siekia keletą milimetrų ir kristalų gamyba yra paprastesnė [165, 166].

Erdvinį filtravimą fotoniniais kristalais galima pasiekti ir kitokiu mechanizmu, pasiūlytu [15]. Šiuo atveju kristalai neturi KDJT, juose išfiltruotos komponentės yra ne atspindimos, o nukreipiamos į difrakcinius maksimumus (1.16 (b) pav.). Tokio tipo filtravimui pasiekti nereikia tokių mažų išilginių periodų kaip kristaluose su KDJT, dėl to juos lengviau pagaminti esamomis technologijomis. Šis erdvinio filtravimo reiškinys buvo eksperimentiškai pademonstruotas akustinėms [165] bei regimojo ruožo [167] bangoms.

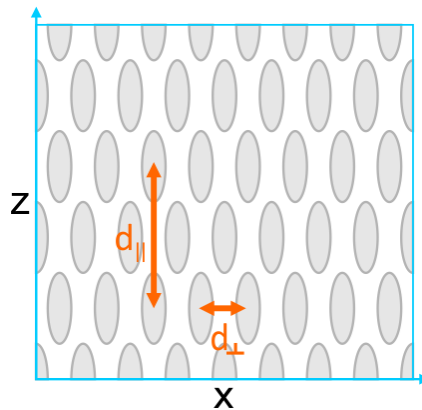
6.2 Skyriaus apžvalga

Šiame disertacijos skyriuje detalai nagrinėjamas erdvinio filtravimo reiškinys fotoniniuose kristaluose be kampinių draustinių juostų tarpų. Pirmiausia aptariami svarbiausi tokių fotoninių kristalų geometriniai parametrai, toliau aprašomi FK teoriniam modeliavimui naudoti skaitmeniniai metodai bei pateikiamos FK formavimo natrio-kalcio silikatiniuose stikluose eksperimentinės detalės.

Tolimesnis turinys išskaidytas į tris dalis: (1) erdvinio filtravimo efektyvumo didinimas panaudojant tiesinę išilginio periodo moduliaciją, vadinamą *čirpavimu*; (2) pasiūloma nauja fotoninių kristalų geometrija, turinti ašinę simetriją; (3) aptariamas ašinės simetrijos kristaluose aptiktas superkolimacijos efektas.

6.3 Svarbiausi erdviniam filtravimui skirtų fotoninių kristalų geometriniai parametrai

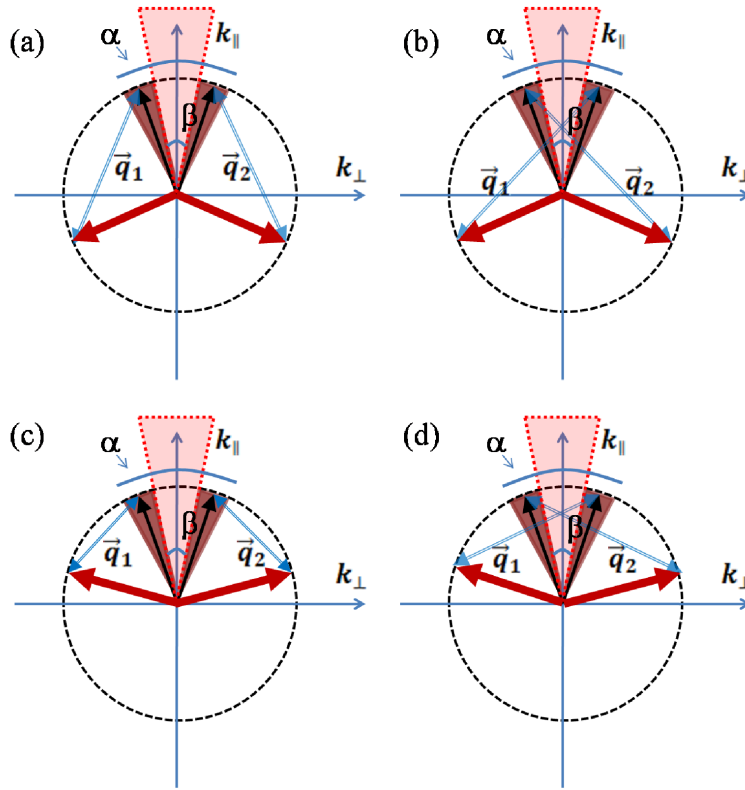
Visi šiame skyriuje nagrinėjami fotoniniai kristalai turi panašaus tipo geometrinę sandarą. 6.6 skyriaus dalyje nagrinėjami FK yra dvimačiai, jų geometrinė sandara šiek tiek primena 1.2.6 skyriuje aprašytą rąstų rietuvės fotoninių kristalų geometriją, tačiau čia linijos yra nukreiptos tik viena kryptimi. Tokios geometrijos pavyzdys pateiktas 6.2 pav. Vieną išilginį periodą d_{\parallel} sudaro du linijų sluoksniai, o kiekvienas sluoksnis yra sudarytas iš d_{\perp} periodu nutolusių linijų. Pirmasis ir antrasis periodo sluoksniai yra paslinkti vienas kito atžvilgiu per pusę skersinio periodo, t.y. pirmojo sluoksnio lūžio rodiklio maksimumai atitinka lūžio rodiklio minimumus antrajame sluoksnyje.



6.2 pav.: Vienos ašies erdviniam filtravimui skirtų dvimačių fotoninių kristalų geometrinė sandara. d_{\parallel} žymi išilginį periodą, d_{\perp} – skersinį.

6.7 ir 6.8 skyriaus dalyse naudota panaši fotoninių kristalų geometrija, kuri skiriasi tik tuo, kad yra apibrėžta ne dvimatėje Dekarto, o cilindrinėje koordinatų sistemoje. Ji šiose skyriaus dalyse bus aptarta išsamiau.

Erdvinio filtravimo reiškinių abiejų tipų kristaluose galima interpretuoti ir vektoriškai. Krentančios bangos, kurių bangos vektoriai \vec{k} , yra rezonansiškai sklaidomos (atspindimos arba nukreipiamos), jeigu išsklaidytų bangų vektoriai $\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q}$ yra apytiksliai tokio paties ilgio kaip ir kritusios bangos, t.y. jie nepakeičia savo energijos $|\vec{k}'| \approx |\vec{k}|$. Vektoriai \vec{q} yra atvirkštinės gardelės vektoriai. Tokio tipo interpretacija apibendrinta 6.3 pav.

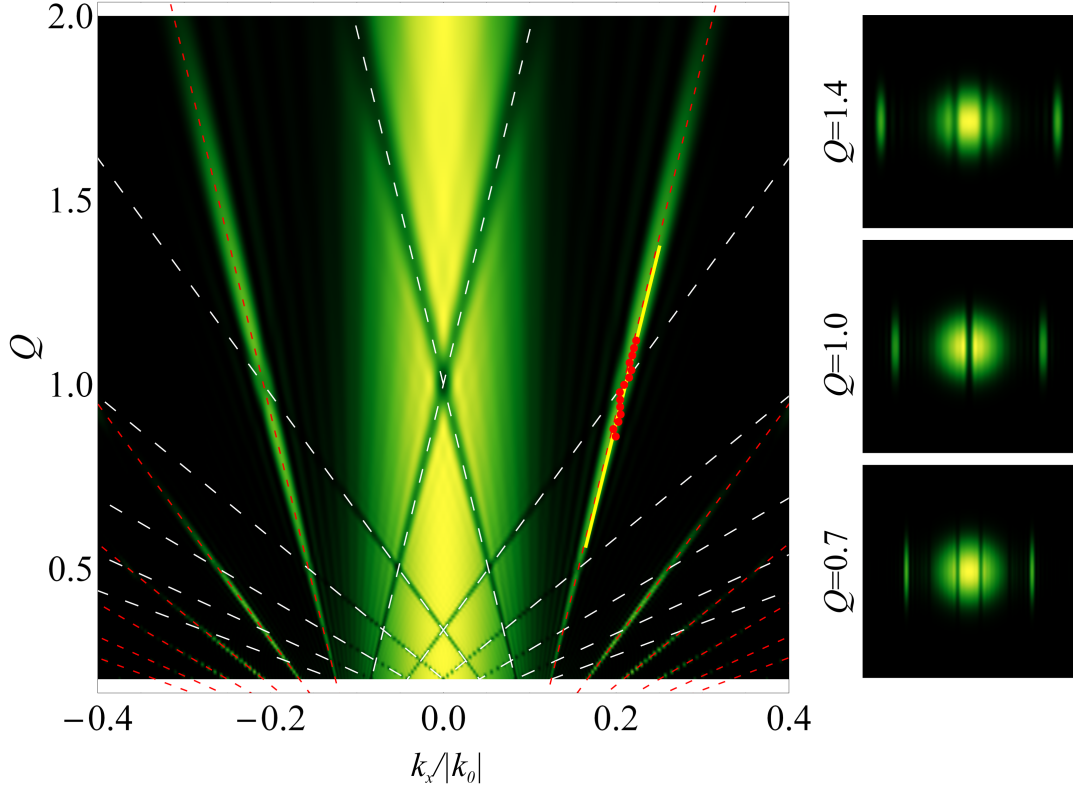


6.3 pav.: Vektorinė erdvinio filtravimo bei kampinių draustinių juostų tarpų reiškinio interpretacija dvimatę trikampę gardelę turinčiuose fotoniniuose krisaluose (a, b) su ir (c, d) be kampinių draustinių juostų tarpų. Filtravimas vyksta kada bangos tenkina rezonansinės sklaidos sąlygą $|\vec{k} + \vec{q}| \approx |\vec{k}|$, čia \vec{q} yra atvirkštinės gardelės vektoriai, pažymėti mėlynai. Tamsiai raudonos trikampės sritys žymi išfiltruotas sritis, kurių energija perkeliama storomis raudonomis rodyklėmis pažymėtomis kryptimis.

Remiantis vektorine filtravimo reiškinio interpretacija nesunku geometriškai įvertinti filtravimo α ir difrakcijos β kampus. Jie apskaičiuojami sprendžiant lygčių sistemą:

$$\begin{cases} \vec{k}' = \vec{k} + \vec{q} \\ |\vec{k}'| = |\vec{k}| = |\vec{k}_0| \\ \sin(\alpha) = \frac{k_{\perp}}{|\vec{k}_0|} \\ \sin(\beta) = \frac{k'_{\perp}}{|\vec{k}_0|} \end{cases} \quad (6.1)$$

Lygčių sistemos sprendinys yra kvadratinės lygties šaknis, kuri paraksialiniu atveju gali būti supaprastinta, tokiu atveju filtravimo ir difrakcijos



6.4 pav.: Kairėje: skersinis teorinių tolimojo lauko intensyvumo skirstinių žemėlapis esant skirtingiems Q parametrui. Dalis spinduliuotės perkeliama iš tamsių sričių pluošto centre į šviesius difrakcinius maksimumus. Žemėlapis apskaičiuotas teoriniais metodais aptariamais 6.4 skyriuje. Abscisių ašyje atidėta normuota skersinė bangos vektoriaus dedamoji $k_x/|k_0|$, atitinkanti kampo sinusą. Punktyrinės linijos žymi filtravimo ir difrakcijos kampus, apskaičiuotus 6.2 formulėmis. Raudonais taškais pažymėtos eksperimentiškai išmatuotos kampų vertės, o geltona ištisinė linija pažymėta tiesinė jų aproksimacija. Dešinėje pusėje pateikti atskiri Q verčių atvejai, kuriuose matomi skersiniai tolimojo lauko skirstiniai.

kampai lygūs:

$$\sin(\alpha) = \frac{q_{\perp}}{2|k_0|} (Q - 1) = \frac{\lambda}{2d_{\perp}} (Q - 1), \quad (6.2a)$$

$$\sin(\beta) = \frac{q_x}{2|k_0|} (Q + 1) = \frac{\lambda}{2d_{\perp}} (Q + 1), \quad (6.2b)$$

$$\sin(\beta) = \sin(\alpha) + \frac{\lambda}{d_{\perp}}, \quad (6.2c)$$

čia Q yra geometrinis rodiklis:

$$Q = \frac{2d_{\perp}^2 n}{\lambda d_{\parallel}}. \quad (6.3)$$

Kai $Q = 1$ filtravimo kampas $\alpha = 0$. Toks FK filtras filtruoja žemiausiuo-

sius dažnius, o aukštesnio dažnio – praleidžia, tačiau paprastai siekiama atvirkštinio varianto. Kai $Q > 1$, filtravimo ir difrakcijos kampai yra to paties ženklo (6.3 (c) pav. atvejis). Jie yra priešingo ženklo, jei $Q < 1$ (6.3 (d) pav. atvejis). Šių sąryšių galiojimu galima įsitikinti pažvelgus į 6.4 pav., kuriame matosi teorinės bei eksperimentinės šių kampų priklausomybės nuo Q . Teoriniai ir eksperimentiniai metodai aptariami tolimesniuose puslapiuose.

6.4 Skaitmeniniai fotoninių kristalų modeliavimo metodai

Fotoninių kristalų modeliavimui naudojami įvairūs skaičiavimo metodai, pavyzdžiui, skleidimas plokščiomis bangomis (PWE), laikinis baigtinių skirtumų (FDTD) ar baigtinių elementų metodas (FEM) [47]. Tai labai universalūs ir daug galimybių turintys metodai, kurie tinka įvairiems fotoninių kristalų tipams modeliuoti, tačiau yra sudėtingi ir dažniausiai gana ilgai užtrunka. Erdvinio spektro filtravimui skirti fotoniniai kristalai turi pakankamai didelius periodus lyginant su bangos ilgiu, o lūžio rodiklio moduliacija yra vos $\Delta n = 10^{-2} - 10^{-3}$ eilės, tad tokius kristalus modeliuoti yra santykinai paprasčiau ir galima naudoti supaprastintus metodus. Šiame skyrelyje aptarsime keletą tokių metodų, kurie gerai tinka erdviniam filtravimui modeliuoti bei, kaip bus matyti tolimesniuose skyreliuose, gerai atitinka eksperimentinius rezultatus.

Perdavimo matricių metodas

Perdavimo matricių metodas gerai tinka daugiasluoksnių darinių modeliavimui, kur kiekvienas sluoksnis šviesą sklaido nežymiai. Kadangi atgalinė sklaida tokiuose kristaluose nežymi, įprastinis perdavimo matricių metodas [45] suprastintas ir skaičiuojamos tik į priekį sklindančios bangos komponentės. Taip pat laikyta, jog šviesos sklidimas yra paraksialinis. Panašus metodas taikytas [168] fotoninių kristalų rezonatorių skaičiavimui.

Tarkime, kad į XZ kryptimis moduluotą dvimatį kristalą krenta plokščia banga $A(x,z)$. Kadangi kristalas X kryptimi yra periodinis, tai pagal Blocho teoremą (1.2 lygtis), sklindantis laukas taip pat turi būti periodinis gardelės atžvilgiu. Tokį lauką bet kurioje Z plokštumoje galime išskleisti

Furjė eilute:

$$A(x, z) = e^{ik_x x} [a_0(z) + a_{-1}(z)e^{-iq_x x} + a_{+1}(z)e^{iq_x x} + a_{-2}(z)e^{-2iq_x x} + a_2(z)e^{2iq_x x} + \dots], \quad (6.4)$$

Lauko skleidinio Furjė koeficientų amplitudės a_m , atitinkančios kampines lauko komponentes su skersiniais bangos vektoriais $k_x + mq_x$, sudaro vektorių-stulpelį:

$$\vec{A}(z) = (\dots, a_{-2}, a_{-1}, a_0, a_{+1}, a_{+2}, \dots)^T. \quad (6.5)$$

Toliau panagrinėsime, kaip kinta lauko amplitudės jam sklindant pilnu kristalo periodu sulig kiekvienu periodo elementu. Laikysime, jog kiekvieno sluoksnio sklaida įvyksta be galo ploname sluoksnyje, o šviesa nuo vieno iki kito sluoksnio sklinda homogeniška terpe. Toks artinys galimas, kadangi lūžio rodiklio moduliacija yra nedidelė.

A. Sklaida viename sluoksnyje

Laukui sklindant fotoniniu kristalu, jo komponentės 6.5 yra veikiamos periodinės skersinės kristalo moduliacijos, t.y. vyksta jų tarpusavio sąveika. Tarkime, jog kristalinė gardelė yra harmoninė funkcija, tuomet sąveikaus tik gretimos lauko dedamosios (harmonikos). Apibrėžkime sąveikos (sklaidos) stiprumą koeficientu s , nusakantį, kokią lauko dalį sluoksnis išsklaido. Jį galima susieti su lūžio rodiklio moduliacija (žr. 6.4). Apsiribokime penkiomis lauko 6.5 komponentėmis, tuomet sklaidos matricą galime užrašyti taip:

$$\hat{S} = \exp \begin{pmatrix} 0 & is & 0 & 0 & 0 \\ is & 0 & is & 0 & 0 \\ 0 & is & 0 & is & 0 \\ 0 & 0 & is & 0 & is \\ 0 & 0 & 0 & is & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.6)$$

Skaičiavimai tampa žymiai spartesni, jeigu priekyje esanti eksponentė išskleidžiama Teiloro eilute. Paėmus tik trijų pirmųjų eilių narius, sklaidos

matrica įgauna tokią išraišką:

$$\hat{S} = \exp \begin{pmatrix} 1 - s^2/2 & is & s^2/2 & 0 & 0 \\ is & 1 - s^2 & is & s^2/2 & 0 \\ s^2/2 & is & 1 - s^2 & is & s^2/2 \\ 0 & s^2/2 & is & 1 - s^2 & is \\ 0 & 0 & s^2/2 & is & 1 - s^2/2 \end{pmatrix}. \quad (6.7)$$

Pastaroji matrica yra suprastinta 6.7 matricos išraiška. Ji tiksliai neišlaiko energijos sklaidos metu. Šios matricos tikrinių verčių moduliai nėra lygūs vienetui, tačiau paklaida yra labai nežymi (s^4 eilės, $s \approx 0,1$) ir esminės įtakos skaičiavimams nedaro.

B. Lauko sklidimas tarp sluoksnių

Šiame modelyje naudojamas paraksialinis Helmholco lygties $(\nabla^2 + k^2)A = 0$ artinys:

$$\frac{\partial A(x, z)}{\partial z} = -\frac{i}{2k_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} A(x, z). \quad (6.8)$$

Įstatykime į jį 6.4 lauko išraišką, taip sudarysime lygčių sistemą a_m koeficientams:

$$d_z a_m(z) = -\frac{i}{2k_0} (mq_x + k_x)^2 a_m(z). \quad (6.9)$$

Suintegruokime šią lygčių sistemą pusės išilginio periodo nuotolyje $L = d_z/2$. Gausime diagonalią lauko sklaidimo matricą:

$$\hat{P} = e^{ik_z L} \text{Diag} \left(e^{-iL(k_x - 2q_x)^2}, e^{-iL(k_x - q_x)^2}, e^{-iLk_x^2}, e^{-iL(k_x + q_x)^2}, e^{-iL(k_x + 2q_x)^2} \right). \quad (6.10)$$

Vektoriaus k_z ilgis apskaičiuojamas pagal Pitagoro teoremą ir yra lygus $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$. Kadangi naudojame paraksialinį artinį, šią išraišką galima suprastinti išskleidžiant ją Teiloro eilute, tuomet $k_z = k_0 - k_x^2/(2k_0)$.

C. Skersinis gardelės poslinkis

Kas antras kristalo sluoksnis yra paslinktas per pusę periodo prieš tai buvusio sluoksnio atžvilgiu. Sklaidos matricą reikėtų suskaičiuoti ir tokiems sluoksniams, tačiau siekiant paspartinti skaičiavimus padaroma matematinė gudrybė: atskaitos sistema surišama su pirmąja sklaidos matrica, o kada laukas pasiekia antrąjį sluoksnį, jis matematiškai paslenkamas per pusę

periodo, padauginamas iš jau suskaičiuotos pirmosios sklaidos matricos ir atstatomas atgal. Poslinkio operatoriaus matrica apibrėžiama taip:

$$\hat{M} = \text{Diag}(e^{-2im_x q_x}, e^{-im_x q_x}, 1, e^{+im_x q_x}, e^{+2im_x q_x}). \quad (6.11)$$

Laukas grąžinamas atgal į pradinę koordinačių sistemą padauginant jį iš M^{-1} matricos.

D. Pilnas periodas

Pilna lauko perdavimo matrica \hat{T}_i nusklidus pilną periodą suskaičiuojama lauką paveikiant iš eilės (iš dešinės į kairę) visais aptartais operatoriais:

$$\hat{T}_i = \hat{P}\hat{M}^{-1}\hat{S}\hat{M}\hat{P}\hat{S}. \quad (6.12)$$

Pilna kristalo perdavimo matrica yra kiekvieno periodo perdavimo matricių sandauga $\hat{T} = \prod_i^N \hat{T}_i$. Centrinė šios matricos komponentė $T_{0,0}$ apibūdina centrinės dedamosios pralaidumą, o nediagonaliniai elementai apibūdina sklaidą į difrakcinius maksimumus, pavyzdžiui $T_{0,1}$ arba $T_{0,-1}$ atitinka sklaidą į pirmosios eilės difrakcines komponentes.

Furjė transformacijos skaičiavimo metodas

Perdavimo matricių metodas gerai tiko dvimačiams kristalams modeliuoti. Jį galima papildyti ir pritaikyti skaičiuoti trimačius kristalus, susidedančius iš sukryžiuotų, X ir Y ašių kryptimis nukreiptų gardelių, t.y. turinčių rąstų rietuvės geometriją. Tačiau, jeigu kristalo sluoksniai turi sudėtingesnę sklaidos parametro s skirstinį, pavyzdžiui, ašinės simetrijos žiedų sistemos, heksagoninės gardelės, gardelės su defektais arba norima įvertinti, kaip keisis erdvinis spektras keičiant kristalo poziciją pluošto atžvilgiu, aprašytas perdavimo matricių metodas nėra pakankamas. Tokio tipo skaičiavimams buvo panaudotas šiek tiek kitoks išskaidytų žingsnių metodas, kuriame laukas gali būti paveikiamas bet kokio skersinio pasiskirstymo sklaidos matrica.

Kaip ir ankstesniame metode, šviesos sklidimas išskaidomas į sklaidą nuo be galo plono sluoksnio, atitinkančio efektyvą sklaidą viename kristalo sluoksnyje, ir sklidimą vienalyte terpe iki sekančio sklaidančio sluoksnio. Nagrinėjamas visas tolimasis laukas kampų intervale nuo $-\frac{\pi}{2}$ iki $\frac{\pi}{2}$. Jį atitinka dvimatė k -erdvė, turinti $N_t \times N_t$ taškų, kurios plotis $-|k_0|..|k_0|$. Tokio

pločio k -erdvę atitinka reali $-\frac{\pi}{2|k_0|}N_t \cdot \frac{\pi}{2|k_0|}N_t$ pločio erdvė, taip pat turinti $N_t \times N_t$ taškų. Vieno taško plotis k -erdvėje yra $dk = \frac{2|k_0|}{N_t-1}$, o realioje erdvėje $dx = \frac{\pi N_t}{|k_0|(N_t-1)}$.

Iš pradžių suskaičiuokime pradinio lauko pasiskirstymą \hat{A}_0 realioje erdvėje. Jeigu nagrinėjamas pluoštas turi Gauso pasiskirstymą, matricos \hat{A}_0 elementai turės pavidalą:

$$\hat{A}_{ij} = \exp\left(-\frac{(x_i - x_0)^2 + (y_j - y_0)^2}{w^2}\right), \quad (6.13)$$

čia w – Gauso pluošto plotis, o x_0 ir y_0 žymi pluošto poslinkį nuo optinės ašies. Indeksai i ir j numeruoja matricos elementus, o x_i ir y_j atitinka šių indeksų realios erdvės koordinates.

Tarkime, jog matrica \hat{A} apibrėžtas pluoštas atitinka lauko pasiskirstymą ties pirmuoju kristalo sluoksniu, t.y. toje vietoje yra pluošto sąsmauka. Pluoštas praėjęs pro pirmąjį sluoksnį yra išsklaidomas, o efektingą sluoksnio sklaidą atitinka dvimatė $N_t \times N_t$ dydžio sklaidos matrica:

$$\hat{S} = \exp\left(is\hat{M}\right), \quad (6.14)$$

čia s – sklaidos koeficientas, o $s\hat{M}$ matrica atitinka vieno sluoksnio sklaidos koeficiento pasiskirstymą realios erdvės plokštumoje. Ši matrica gali turėti bet kokią pasiskirstymą. Ašinės simetrijos kristalų atveju ji atitinka koncentrinių apskritimų sistemą, jos elementai turi pavidalą:

$$\hat{M}_{ij} = \cos(2\pi\sqrt{x_i^2 + y_j^2}). \quad (6.15)$$

Išsklaidytas pirmajame sluoksnyje pluoštas toliau sklinda vienalyte terpe iki sekančio sluoksnio, turinčio kitą erdvinį skirstinį. Sklidimą šioje kristalo dalyje atitinka sklaidimo matrica \hat{P} , kurios elementai lygūs:

$$\hat{P}_{ij} = \exp\left(i\frac{dz}{2}\sqrt{k_0^2 - k_{xi}^2 - k_{yj}^2}\right). \quad (6.16)$$

Sklaidos matrica \hat{S} ir sklaidimo matrica \hat{P} apibrėžtos skirtingose erdvėse (realioje ir atvirkštinėje). Perėjimas nuo realios prie atvirkštinės erdvės bei atgal vyksta atliekant diskretinę Furjė \mathcal{F} ir jos atvirkštinę \mathcal{F}^{-1} transformaciją. Taigi laukas A_1 , praėjęs vieną pilną kristalo sluoksnį, bus lygus:

$$\hat{A}_1 = \mathcal{F}^{-1} \left(\hat{P} \mathcal{F}(\hat{S}\hat{A}_0) \right). \quad (6.17)$$

Lygiai taip pat apskaičiuojamas laukas, praėjęs pro visus likusius kristalo sluoksnius.

Pagrindinis šio metodo privalumas – galimybė skaičiuoti bet kokio skersinio pasiskirstymo kristalus, nesvarbu, ar jie sudaryti tik iš vienos krypties linijų, ar iš sukryžiuotų linijų, ar koncentrinų apskritimų, ar išvis netvarkių sluoksnių. Bet kokį pasiskirstymą gali turėti ne tik kristalo sluoksniai, bet ir krentantis pluoštas. Taip pat, jeigu kristalas neturi transliacinės simetrijos, galima nagrinėti, kaip atrodys pluoštas paslinkus kristalą nuo optinės ašies. Kita vertus, dėl sudėtingų operacijų bei didelių matricų, susidedančių iš milijono ar daugiau elementų, skaičiavimai trunka ilgai. Tais atvejais, kai sistema turi ašinę simetriją, galima pasinaudoti vienamčiu šio metodo analogu cilindrinėje koordinačių sistemoje.

Henkelio funkcijų skaičiavimo metodas

Jeigu kristalo ir į jį krentančio pluošto sistema turi ašinę simetriją, tuomet pakanka skaičiavimus atlikti cilindrinėje rZ ašių sistemoje. Tam reikia modifikuoti 6.4 skyriaus metodą. Diskretinė Furjė transformacija gerai tinka Dekarto erdvėje, tačiau ji nėra tinkama cilindrinėje koordinačių sistemoje. Cilindrinėje sistemoje funkcijas galima išskleisti Beselio funkcijomis, o perėjimas nuo realios prie dažnių erdvės gali būti vykdomas Henkelio transformacijomis [169, 669 psl.].

Henkelio tiesioginės ir atvirkštinės transformacijos aprašomos integralais:

$$f_2(k) = \int_0^{\infty} f_1(r) J_p(kr) r dr \quad (6.18a)$$

$$f_1(r) = \int_0^{\infty} f_2(k) J_p(rk) k dk \quad (6.18b)$$

Čia J_p yra p eilės pirmos rūšies Beselio funkcija, r – radialinė koordinatė, o k – erdvinis dažnis. Šias funkcijas sudaro tolydūs integralai, kuriuos sunku suskaičiuoti dėl juose esančių osciliuojančių Beselio funkcijų. Padarus kelias prielaidas galima pereiti prie diskretinės Henkelio transformacijos [170, 171], kuri tiktų pakeisti diskretinę Furjė transformaciją 6.4 metode.

Tarkime, jog funkcija $f_1(r)$ yra reikšminga $0 \leq r \leq R$ erdvės dalyje, o už šios erdvės ribų ji lygi nuliui. Tai atitinka realias eksperimentines sąlygas su baigtinio pločio pluoštais. Tokią pačią prielaidą padarykime ir erdvinių dažnių sričiai $0 \leq k \leq K$. Mūsų atveju $K = |k_0|$, o $R = \alpha_{p(N_t+1)}/|k_0|$. Baigtinėje erdvėje abi 6.18 funkcijas galima išskleisti p -eilės Beselio funkcijomis [169, 689 psl.]:

$$f(r) = \sum_{i=1}^{\infty} c_{pi} J_p(\alpha_{pi} \frac{r}{a}), \quad 0 \leq r \leq a \quad (6.19a)$$

$$c_{pi} = \frac{2}{a^2 J_{p+1}^2} \int_0^a f(r) J_p(\alpha_{pi} \frac{r}{a}) r dr. \quad (6.19b)$$

Čia α_{pi} – i -toji p -eilės Beselio funkcijos šaknis. Begalines sumas tam tikru tikslumu galime pakeisti baigtinėmis N_t narių sumomis. Suskaičiavę N_t Beselio šaknų, funkcijų vertes nagrinėkime α_{pn}/R bei α_{pm}/K taškuose. Beselio funkcijos šaknys nutolusios viena nuo kitos panašiais atstumais, tad r ir k erdves padalinsime į beveik vienodais intervalais nutolusius N_t taškų. Funkcijos 6.18 dabar atrodoys taip:

$$f_2(\frac{\alpha_{pm}}{R}) = \frac{1}{\pi V^2} \sum_{n=1}^{N_t} \frac{f_1(\alpha_{pn}/K)}{J_{p+1}^2(\alpha_{pn})} J_p(\frac{\alpha_{pn} \alpha_{pm}}{S}) \quad (6.20a)$$

$$f_1(\frac{\alpha_{pn}}{K}) = \frac{1}{\pi K^2} \sum_{m=1}^{N_t} \frac{f_2(\alpha_{pm}/R)}{J_{p+1}^2(\alpha_{pm})} J_p(\frac{\alpha_{pm} \alpha_{pn}}{S}) \quad (6.20b)$$

Čia $S = 2\pi KR$. Perrašykime šias lygtis įvedę funkcijas

$$F_2(m) = f_2(\frac{\alpha_{pm}}{R}) |J_{p+1}(\alpha_{pm})|^{-1}, \quad (6.21a)$$

$$F_1(n) = f_1(\frac{\alpha_{pn}}{K}) |J_{p+1}(\alpha_{pn})|^{-1}. \quad (6.21b)$$

ir dvimatę matricą

$$T_{mn} = \frac{2J_p(\alpha_{pm} \alpha_{pn}/S)}{|J_{p+1}(\alpha_{pn})| |J_{p+1}(\alpha_{pm})| S}. \quad (6.22)$$

Tuomet lygtys 6.21 įgaus pavidalą:

$$F_2(m) = \sum_{n=1}^{N_t} T_{mn} F_1(n), \quad (6.23a)$$

$$F_1(m) = \sum_{n=1}^{N_t} T_{mn} F_1(n). \quad (6.23b)$$

Tai diskretinės Henkelio transformacijos išraiška [170]. Pakeitę 6.4 skyriuje aptartame metode Furjė transformaciją į Henkelio transformaciją, galime skaičiuoti ašinės simetrijos sistemas. Skaičiavimai vyksta daug greičiau, nes ašinės simetrijos atveju pakanka atlikti veiksmus su N_t taškų turinčiomis matricomis, o metode naudojamos $N_t \times N_t$ matricos. Matrica 6.22 ašinės simetrijos metode yra vienintelė $N_t \times N_t$ taškų turinti matrica. Ji priklauso tik nuo skaičiuojamos erdvės dydžio ir taškų skaičiaus, tad ją tereikia suskaičiuoti vieną kartą norimam taškų skaičiui.

Skaidos parametro sąryšis su lūžio rodikliu

Skaidos parametras s gali būti apytiksliai susietas su lūžio rodiklio pokyčiu tokia išraiška:

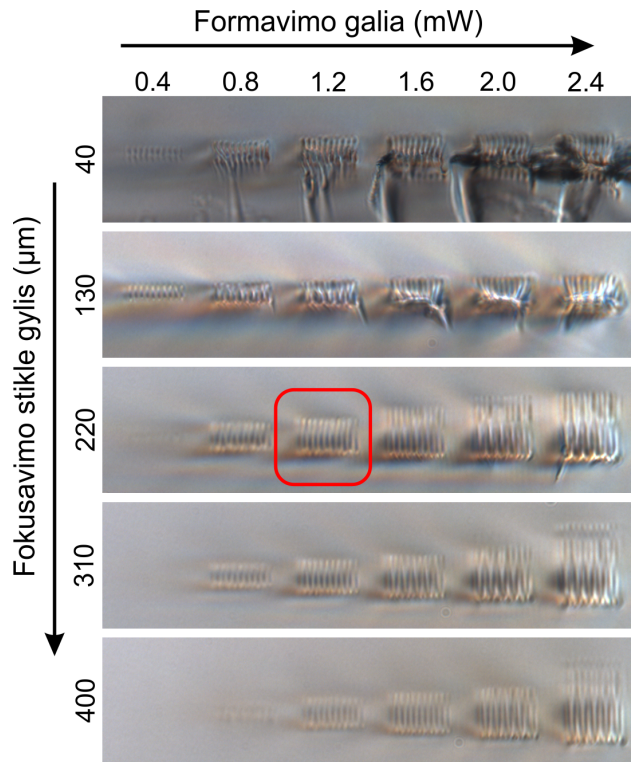
$$s \approx \frac{\pi \Delta n l}{2\lambda}, \quad (6.24)$$

čia l yra paveiktos srities (vokselio) aukštis, Δn – lūžio rodiklių tarp paveiktos ir nepaveiktos srities skirtumas, λ – bangos ilgis vakuume. Tolimesniuose skyriuose lūžio rodiklio pokytis buvo įvertintas naudojantis šia išraiška, kadangi tiesiogiai išmatuoti jį $\sim 0,5 - 1 \mu\text{m}$ pločio srityse yra sudėtinga. Pažymėtina, jog išraiška yra efektinė, susijusi su vieno taško gebėjimu sklaidyti šviesą. Parametras s ir kartu lūžio rodiklio pokyčio vertė bus didesnė, jei taškas bus stipriai nevienalytis, pavyzdžiui, turės tuščią ertmę.

6.5 Fotoninių kristalų formavimas natrio-kalcio silikatinuose stikluose

Erdviniam filtravimui skirti fotoniniai kristalai buvo formuojami natrio-kalcio silikatinuose stikluose ($n = 1,52$) panaudojant femtosekundinio aštriai sufokusuoto pluošto sukeltas lūžio rodiklio modifikacijas. Atsižvelgiant į eksperimentines galimybes, tinkamiausias skersinis periodas tokio tipo kristaluose yra maždaug $1 - 2 \mu\text{m}$ dydžio. Tuo galima įsitikinti pažiūrėjus į

išilginio periodo išraišką: $d_{\parallel} = \frac{2d_{\perp}^2 n}{\lambda Q}$ (žr. 6.3). Kai skersinis periodas yra $1 \mu\text{m}$, išilginis periodas yra $\approx 5 \mu\text{m}$ dydžio, o esant $2 \mu\text{m}$ periodui – apie $20 \mu\text{m}$. Didesnius bei mažesnius periodus turinčius FK sunkiau suformuoti praktiškai.



6.5 pav.: $40\times$ NA 0,95 objektyvu suformuotų $2 \mu\text{m}$ periodo linijų išilginiai profiliai esant skirtingoms formavimo galioms ir fokusavimo stikle gyliams. Kadangi skirtinguose gyliuose fokusuojamas pluoštas pereina per skirtingą stiklo storį, atsiranda sferinės aberacijos ir kinta formuojamų sričių matmenys bei lūžio rodiklis. Raudonai pažymėta sritis, kurioje buvo formuojami fotoniniai kristalai.

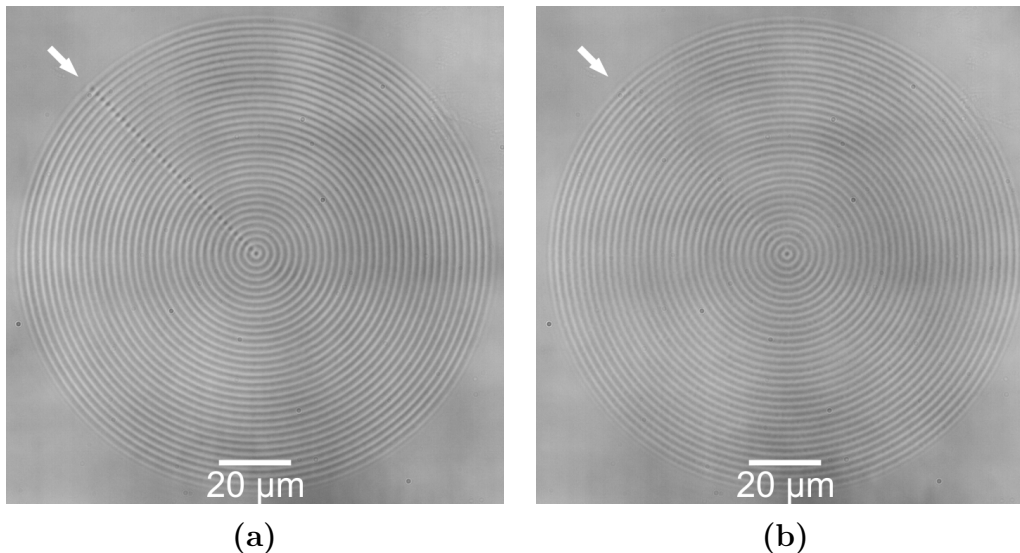
Fotoniniai kristalai, turintys $2 \mu\text{m}$ skersinį periodą, buvo formuojami fokusuojant pluoštą $40\times$ NA 0,95 mikroskopo objektyvu, o $1 \mu\text{m}$ – $63\times$ NA 1,4. Pastarasis yra pritaikytas dirbti su imersine alyva, todėl lazeriu paveiktos sritys nepriklauso nuo jų formavimo gylio stikle, tačiau šio objektyvo maksimalus darbinis nuotolis tėra $\approx 360 \mu\text{m}$, dėl to formuojami dariniai negali būti ilgesni. Šiuo objektyvu suformuotų sričių lūžio rodiklio pokytis siekia apie $3 \cdot 10^{-3}$, jo dydis įvertintas lyginant suformuotų kristalų savybes su teoriniu modeliu (žr. 6.4). $40\times$ NA 0,95 objektyvas turi ilgesnį darbinį nuotolį ($\approx 585 \mu\text{m}$), taip pat dėl žemesnės skaitinės apertūros pasižymi pla-

6.1 lentelė.: Šiame disertacijos skyriuje tirtų fotoninių kristalų formavimo parametrai naudojant du skirtingus objektyvus.

Objektyvas	d_{\perp}	Darbinis nuotolis	Greitis	Galia	Lazerio dažnis	Δn
63× NA 1,4	1 μm	$\approx 360 \mu\text{m}$	2,5 mm/s	70 mW	50 kHz	$3 \cdot 10^{-3}$
40× NA 0,95	2 μm	$\approx 585 \mu\text{m}$	0,8 mm/s	1,2 mW	1 kHz	$8 \cdot 10^{-3}$

tesnėmis bei ilgesnėmis paveiktomis sritimis, todėl labiau tinkamas 2 μm periodo kristalams. Pagrindinis jo trūkumas – sferinės aberacijos, atsirandančios formuojant darinius skirtinguose gyliuose. Kadangi su šiuo objektyvu nenaudojamas imersinis skystis, skirtingos pluošto kampinės komponentės fokusuojamos skirtingose vietose priklausomai nuo stiklo sluoksnio storio, tokiu būdu paveiktų sričių matmenys bei lūžio rodiklis kinta priklausomai nuo gylio. 6.5 pav. pateikta šio reiškinių iliustracija, kurioje matoma išilginių linijų profilių priklausomybė nuo formavimo galios ir fokusavimo stiklo gylio. Galima pastebėti, jog optimaliame objektyvo fokusavimo gylyje (130 μm) linijoms suformuoti reikia mažiausiai spinduliuotės galios, o padidinus galią atsiranda daug stiklo skilimų. Esant mažesniai fokusavimo gyliui skilimų taip pat yra daug, o suformuotos linijos ne tokios ryškios. Kai fokusuojama giliau, linijų profiliai ištįsta, jiems suformuoti reikia daugiau lazerio spinduliuotės galios. Kita vertus, šioje srityje kur kas mažiau stiklo skilimų. Eksperimentiškai buvo nustatyta, kad formuojant 2 μm skersinio periodo fotoninius kristalus $\approx 220 \mu\text{m}$ gylyje, jų efektyvumas yra didžiausias, o tinkamiausia formavimo galia siekė $\approx 1,2 \text{ mW}$, kai lazerio pasikartojimo dažnis 1 kHz, formavimo greitis 800 $\mu\text{m/s}$, bangos ilgis 1030 nm. Tokiais parametrais suformuotų darinių lūžio rodiklio pokytis įvertintas $8 \cdot 10^{-3}$ – apie 2,5 karto didesnis nei imersinio objektyvo atveju. Naudojant aukštos skaitinės apertūros, bet ne imersinius objektyvus, maksimalus kristalo ilgis yra ribojamas ne objektyvo darbinio nuotolio, o sferinių aberacijų, tačiau jas įmanoma kompensuoti naudojant skystųjų kristalų fazės moduliatorių [172, 173] ar kitais kompensavimo būdais. Šiame darbe sferinės aberacijos nebuvo kompensuojamos, todėl ilgesniems kristalams buvo naudojamas 63× NA 1,4 objektyvas, o trumpesniems – 40× NA 0,95. Formavimo parametrai apibendrinti 6.1 lentelėje.

Ašinės simetrijos kristalų (žr. 6.7 skyrių) formavimo trajektorija išsiki-

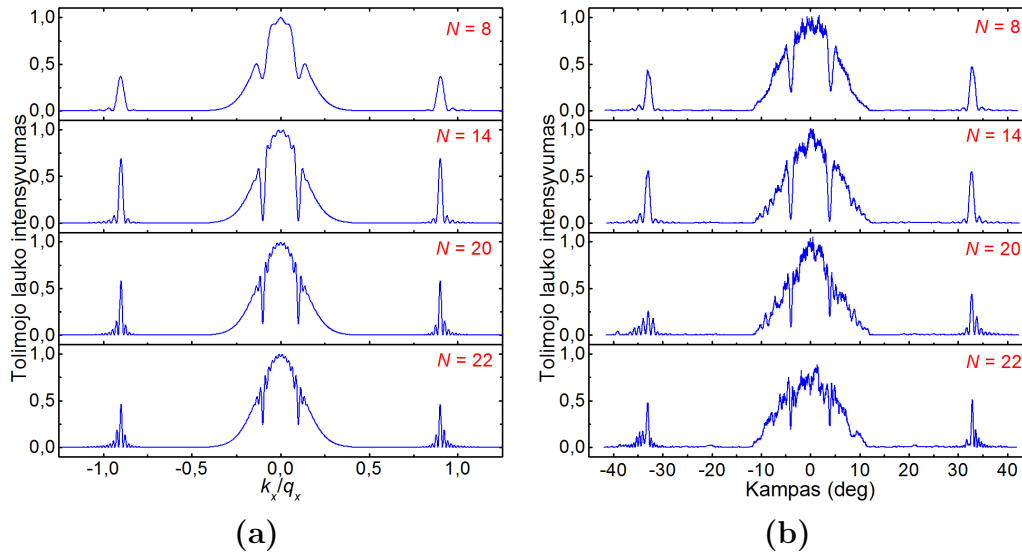


6.6 pav.: Siūlės defektas $2\ \mu\text{m}$ periodo koncentrinuose žieduose, suformuotose natrio-kalcio silikatinio stiklo tūryje $1\ \text{kHz}$ pasikartojimo dažnio lazerio spinduliuote, esant (a) $200\ \mu\text{m/s}$ ir (b) $800\ \mu\text{m/s}$ formavimo greičiui. Rodykle pažymėti trajektorijos pradžios ir pabaigos taškai, defektas stebimas kai šie taškai sutampa. Jo galima beveik išvengti parinkus tinkamą lazerio dažnio ir greičio kombinaciją (b).

ria tuo, kad jos pradžios ir pabaigos taškai sutampa, nes dariniai susideda iš koncentrinų žiedų. Sandūros vietoje atsiranda „siūlės“ defektas, matomas 6.6 (a) pav. Jo prigimtis paprasta – dėl lazerinės spinduliuotės poveikio keičiantis lūžio rodikliui, keičiasi ir medžiagos tankis. Kadangi medžiagos kiekis yra fiksuotas, viename taške pasikeitus medžiagos tankiui, gretimų sričių tankis irgi turi pasikeisti, t.y. medžiaga yra išstumama į aplinkines sritis. Šiuo atveju paskutiniame trajektorijos taške medžiaga yra išstumama ir link trajektorijos pradžios taško. Defekto visiškai išvengti yra sunku, tačiau nustatyta, jog jį galima ženkliai susilpninti parinkus tinkamą lazerio dažnį ir formavimo greitį. Kai lazerio pasikartojimo dažnis žemas, o greitis didelis, impulsų persiklojimo erdvėje tankis yra mažas, taigi atskirų impulsų sukuriamas poveikis yra mažiau priklausomas nuo gretimų impulsų. Tuo įsitikinti galima pažiūrėjus į 6.6 pav. 6.6 (a) pav. siūlės defektas yra žymus, čia formavimo greitis siekė $200\ \mu\text{m/s}$ (impulsų pasikartojimo dažnis $1\ \text{kHz}$). 6.6 (b) pav. formavimo greitis buvo 4 kartus didesnis ir siekė $800\ \mu\text{m/s}$, šiuo atveju siūlės defektas yra beveik nepastebimas. Kad impulsų tankis visame žiede būtų tolygus, formavimo greitis pakoreguojamas taip, kad tarp pradžios ir pabaigos taškų būtų toks pats atstumas kaip ir kitose trajektorijos dalyse.

6.6 Erdvinis filtravimas čirpuotais fotoniniais kristalais

Erdviniam filtravimui skirtų fotoninių kristalų be KDJT formavimas yra žymiai paprastesnis už kristalų su KDJT formavimą, nes nereikia už bangos ilgį trumpesnių periodų ($d_{\parallel} < \lambda$). Kita vertus, kristalai be KDJT turi vieną trūkumą – jų filtravimo efektyvumas yra ribotas. Tokiuose kristaluose tiek filtruojama, tiek pašalinta spinduliuotė sklinda ta pačia z ašies kryptimi, tik skirtingais kampais. Didinant kristalo ilgį, pašalintos komponentės pradeda sklaidyti atgal į pradines spinduliuotės modas, dėl to egzistuoja ribinis filtravimo efektyvumas, kurio neįmanoma padidinti ilginant kristalą. Šis reiškinys nėra būdingas kristalams su KDJT, nes juose išfiltruotos komponentės nukreipiamos atgaline z ašies kryptimi ir neturi galimybės būti grąžintos atgal į pirminę spinduliuotę. Tokiuose kristaluose filtravimo sritys monotoniškai didėja sulig periodų skaičiumi, kol pasiekia sotį.



6.7 pav.: Kampiniai Gauso pluošto, praėjusio pro nečirpuotus fotoninius kristalus, tolmojo lauko intensyvumo skirstiniai esant skirtingiems fotoninių kristalų ilgiams, išreikštiems išilginių periodų skaičiumi N . (a) Skaitmeniniai ir (b) eksperimentiniai rezultatai. Galima matyti, jog fotoniniai kristalai turi tam tikrą, optimalų ilgį, kuriam esant išfiltruotos sritys yra giliausios.

Erdvinio filtravimo priklausomybė nuo FK ilgio kristaluose be KDJT apibendrinta 6.7 pav., kur pateikti teoriniai bei eksperimentiniai tolmojo

lauko intensyvumo skirstiniai skirtingo ilgio kristaluose. Matyti, jog išfiltruotos sritys gilėja sulig sluoksnių skaičiumi, kol pasiekia maksimalų gylių (6.7 pav. $N=8,14$). Toliau didinant periodų skaičių išfiltruotos sritys pradeda seklėti, taip pat atsiranda daugiau triukšmų (6.7 pav. $N=20,22$). Šis energijos išmetimo – gražinimo procesas yra periodinis kristalo ilgio atžvilgiu, tačiau kuo ilgesnis kristalas, tuo triukšmingesnės tampa išfiltruotos sritys.

Norint pasiekti efektyvesnį erdvinį filtravimą, reikia nuslopinti atgalinės sklaidos reiškinį, t.y. energijos mainai tarp skirtingų modų turi būti leistini tik tam tikrame sklaidimo nuotolyje ir nutraukti kristalui pasiekus tam tikrą ilgį. Šiuo atveju optimalus kristalo ilgis yra 14 periodų, esant tokiam jo ilgiui pasiekiamas didžiausias filtravimo gylius. Kita vertus, filtravimo gyliui didėjant, mažėja išfiltruotos srities plotis. Šiam pločiui padidinti galima naudoti čirpuotus kristalus [15]. Čirpuotais kristalais vadinami kristalai, kurių išilginių periodų ilgis yra tiesiškai varijuojamas. Keičiant išilginį periodą, kinta kristalo filtravimo kampas (žr. 6.1 formulę), vadinasi kiekvienas periodas filtruoja šiek tiek kitokius kampus. Kristalui pasiekus tam tikrą ilgį, jeigu periodai yra pakankamai skirtingi, filtruojami kampai nebeperšidengia ir pašalinta spinduliuotė nebegali grįžti atgal. Apibendrinant, šio metodo pagrindiniai privalumai šie: (1) galima žymiai padidinti išfiltruotų sričių plotį (jis priklausys nuo išilginių periodų ilgių ir viso kristalo ilgio); (2) nuslopinamas atgalinės sklaidos reiškinys, kadangi atgalinei sklaidai efektyviai vykti reikia tų pačių išilginių periodų.

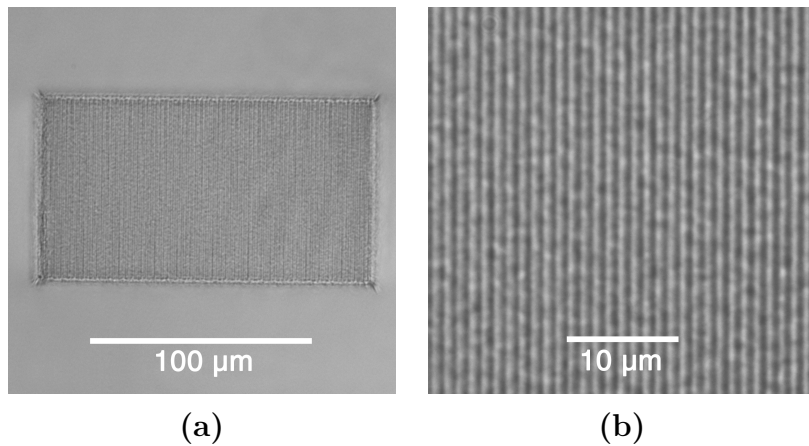
Ši skyriaus dalis skirta patvirtinti čirpuotų kristalų idėją eksperimentiškai bei kiekybinei erdvinio filtravimo efektyvumo analizei.

Čirpuotų fotoninių kristalų formavimas ir charakterizavimas

Čirpuotiems fotoniniams kristalams formuoti buvo naudojama 3 skyriuje aprašyta tiesioginio lazerinio rašymo sistema. Buvo pasirinktas imersinis $63\times NA 1,4$ skaitinės apertūros objektyvas, kuriuo fokusuojant lazerio spinduliuotę skirtinguose stiklo gyliuose išvengiama sferinių aberacijų, tad visuose stiklo gyliuose intensyvumo skirstinys židinyje išlieka toks pats. Tai labai svarbu formuojant ilgus čirpuotus fotoninius kristalus. Kita vertus, dėl mažesnio darbinio nuotolio maksimalus čirpuotų kristalų ilgis buvo ribotas. Smulkiau formavimo parametrai aptariami 6.5 skyriuje.

Čirpavimo teigiamai įtakai įrodyti buvo pasirinkta dvimatė fotoninių kristalų geometrija (6.2 pav.). Ją sudarė 100 sluoksnių, susidedančių iš viena kryptimi nukreiptų periodinių linijų, kurių skersinis periodas d_{\perp} . Kristalų matmenys parinkti $140 \times 70 \mu\text{m}$. Išilginių periodų ilgis buvo keičiamas tiesiškai ir kito Δz intervalu, t.y. i -tojo periodo ilgis $d_{\parallel,i}$ lygus $d_{\parallel,i} = d_{\parallel,1} + i \cdot \Delta z$. Išilginio periodo variacijos stiprumui apibūdinti buvo įvestas bedimensinis čirpavimo koeficientas C , lygus $C = \Delta z / \bar{d}_{\parallel}$, kur \bar{d}_{\parallel} yra vidutinis išilginis periodas $\bar{d}_{\parallel} = (d_{\parallel,1} + d_{\parallel,N})/2$.

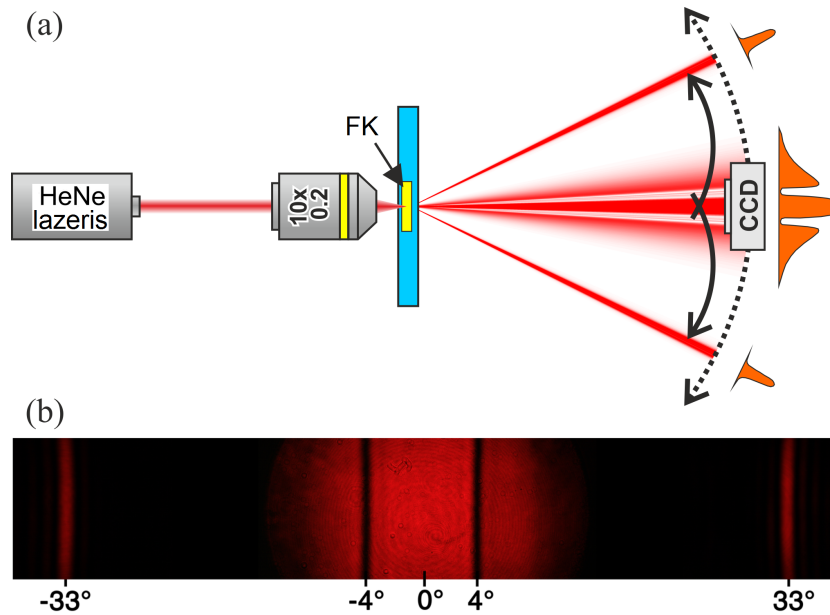
$63\times$ NA 1,4 objektyvu suformuotų linijų storis siekė $\approx 0,5 \mu\text{m}$, todėl čirpuotų fotoninių kristalų periodas parinktas $1 \mu\text{m}$. Taip pat pasirinktas fiksuotas vidutinis išilginis periodas, lygus $\bar{d}_{\parallel} = 6 \mu\text{m}$. Jis, remiantis 6.2 formulėmis, atitinka $\pm 4^{\circ}$ centrinį filtravimo kampą 633 nm bangos ilgio HeNe lazerio pluoštui. Tokių FK optiniu mikroskopu užfiksuotas vaizdas matomas 6.8 pav.



6.8 pav.: Čirpuoto fotoninio kristalo pavyzdžiai, užregistruoti optiniu mikroskopu. (a) viso kristalo vaizdas ir (b) padidintas jo fragmentas.

Suformuotų fotoninių kristalų veikimas charakterizuotas sistema, kurios schema pavaizduota 6.9 (a) pav. Ją sudaro HeNe nuolatinės veikos lazeris, generuojantis 633 nm spinduliuotę. Spinduliuotė fokusuojama $10\times$ NA 0,3 objektyvu į bandinį. Fokusavimas lemia platų krentančios spinduliuotės kampinį (erdvinį) spektrą. Praėjęs pro bandinį kampinis spektras registruojamas CCD kamera, nutolusia nuo bandinio $\approx 3 \text{ cm}$ atstumu. Dėl didelių kameros matmenų bei mažo detektoriaus dydžio kamera sumontuota ant

posūkio staliuko, kurio sukimosi ašis sutampa su kristalo padėtimi. Toli-
mojo lauko, kurio pavyzdys pateiktas 6.9 (b) pav., kampinis intensyvumo
skirstinys išmatuojamas sujungiant keletą įvairiais kampais užregistruotų
CCD kameros vaizdų, kurių kiekvieno taško padėtis perskaičiuojama į kam-
pinę vertę. Taip užregistruojamas platus, aukštos skyros kampinis spektras.

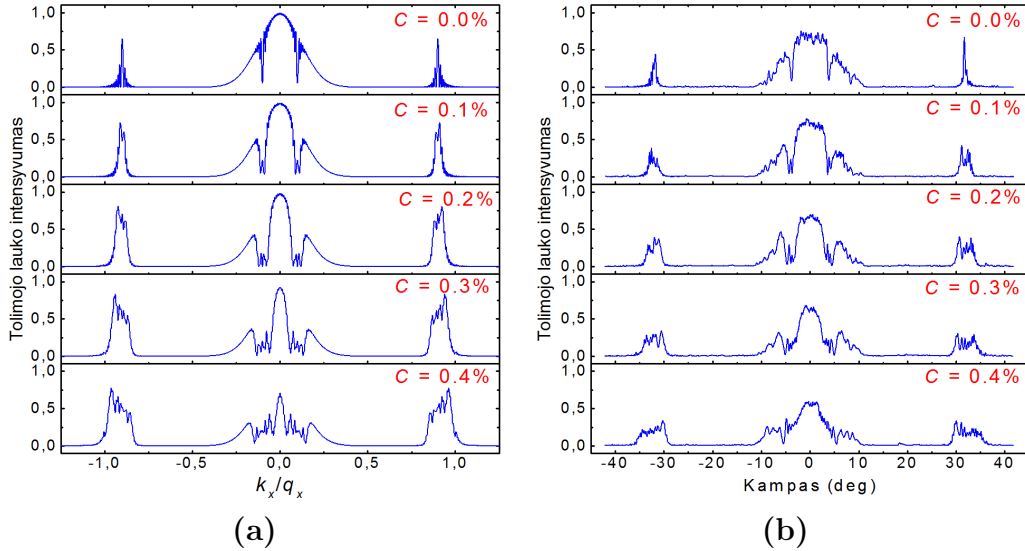


6.9 pav.: (a) Eksperimentinė sistema fotoninių kristalų charakterizavimui. HeNe lazerio pluoštas fokusuojamas į fotoninių kristalų bandinį, tokiu būdu sukuriama platus įeinančios spinduliuotės kampinis spektras. Dalis kampinių pluošto komponentių yra nukreipiama į difrakcinius maksimumus, likusi dalis – praleidžiama. Kampiniai spektrai dalimis užregistruojami CCD kamera, pritvirtinta prie posūkio staliuko, ir sujungiami į vieną platų kampinį spektrą. (b) Dalis tolimojo lauko kampinio intensyvumo skirstinio, užregistruoto CCD kamera. Panašiai spinduliuotė atrodytų žvelgiant žmogaus akimi į pluošto skirstinį ekrane.

Čirpuotų fotoninių kristalų tyrimų rezultatai

Pagrindiniai čirpuotų kristalų tyrimo rezultatai apibendrinti 6.10 pav., kuriame pateikti teoriniai ir eksperimentiniai erdviniai spektrai esant skirtingoms čirpavimo parametro C vertėms. $C = 0\%$ atvejis atitinka nečirpuotą atvejį. Matyti, jog išilginio periodo čirpavimas turi teigiamą įtaką erdvinio filtravimo savybėms – kampinis filtruojamų kampų intervalas bei išfiltruotos energijos kiekis auga didinant išilginio periodo variaciją, kaip ir bu-

vo tikėtasi. Eksperimentiniai rezultatai kokybiškai gerai atitinka teorinius skaičiavimus, o nedideli nesutapimai, ypač atsirandantys ties didesnėmis C parametro reikšmėmis, greičiausia atsiranda dėl defektų bandiniuose.



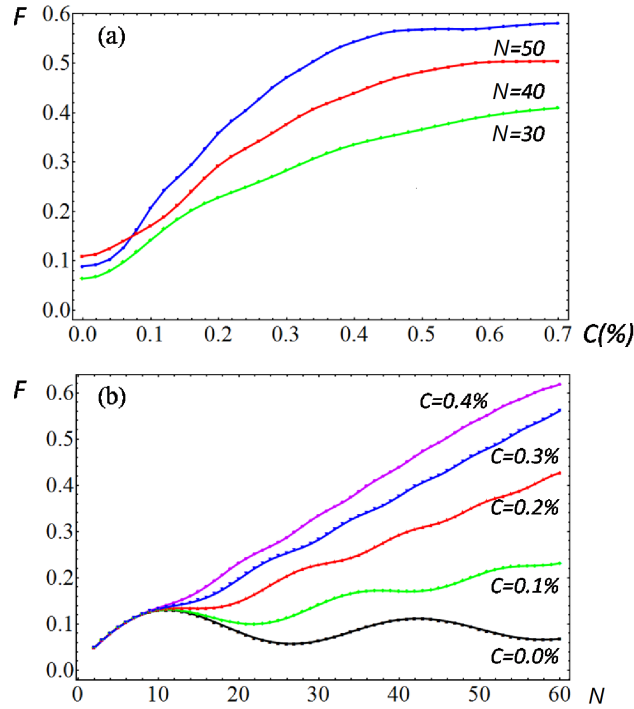
6.10 pav.: (a) Skaitmeniniai ir (b) eksperimentiniai kampiniai Gauso pluošto, praėjusio pro čirpuotus fotoninius kristalus, tolimojo lauko intensyvumo skirstiniai esant skirtingiems čirpavimo parametrams C . Matyti, jog išfiltruotos sritys plėtėja didinant C , tačiau viršijus $C = 0.2\%$ jos pradeda seklėti. Fotoninių kristalų ilgis $N = 50$ periodų.

Siekdami įvertinti FK veikimą, apibrėžkime filtravimo efektyvumą kaip santykį tarp pašalintos energijos ir kritusios:

$$F = \frac{\int |\Delta I(k_{\perp})| dk_{\perp}}{\int |I(k_{\perp})| dk_{\perp}}. \quad (6.25)$$

Integravimas atliekamas visoje pirmojoje Brijueno zonoje, t.y. $k_{\perp} \in [-q_{\perp}/2, q_{\perp}/2]$ intervale. Šis dydis leidžia įvertinti daugelio FK filtrų filtravimo gebą. 6.11 (a) pav. pateikta filtravimo efektyvumo priklausomybė nuo čirpavimo parametro. Nečirpuotų kristalų atveju ($C = 0\%$) filtravimo efektyvumas F įsisotina ir yra panašus visų ilgių kristalams. Didinant čirpavimo parametro vertę ilgesnių kristalų efektyvumas padidėja lyginant su trumpesniais. 6.11 (b) pav. matoma filtravimo efektyvumo priklausomybė nuo išilginių periodų skaičiaus esant skirtingoms C vertėms. Galima matyti, jog nečirpuotų kristalų atveju F pasiekia didžiausią vertę ties $N \approx 12$. Toliau ilginant

kristalų efektyvumas krenta ir pasiekia artimą nuliui vertę ties $N \approx 26$, kuri toliau vėl osciliuojančiai kinta. Pritaikius čirpavimą FK filtravimo efektyvumas didėja, o osciliacijų gylis mažėja, kol tampa beveik nejuntamas ties $C \approx 0,4\%$. Tokiu atveju filtravimo efektyvumas beveik tiesiškai auga sulig kristalo ilgiu.

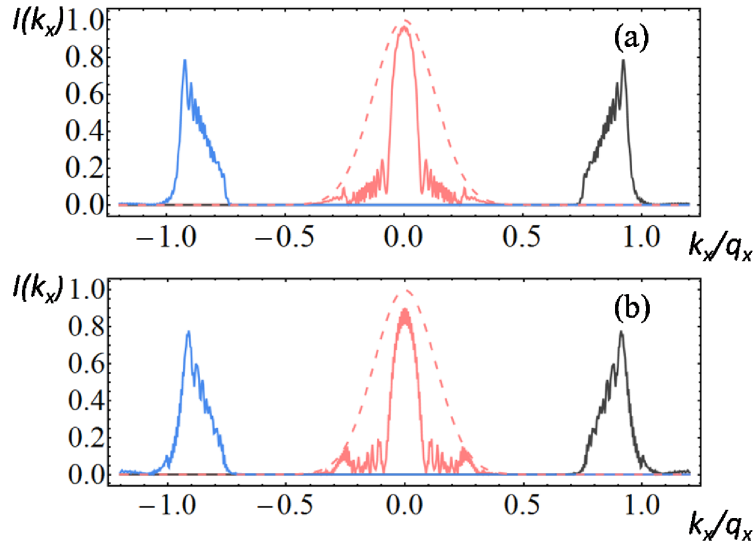


6.11 pav.: Filtravimo efektyvumo F skaitmeninė analizė. (a) Efektyvumo priklausomybės nuo čirpavimo parametro C skirtingo ilgio kristalams ($N = 30, 40, 50$). (b) Efektyvumo priklausomybės nuo išilginių periodų skaičiaus esant skirtingiems filtravimo parametrams ($C = 0\%$, $C = 0,1\%$, $C = 0,2\%$, $C = 0,3\%$, $C = 0,4\%$).

Čirpuotų fotoninių kristalų tyrimų rezultatų aptarimas

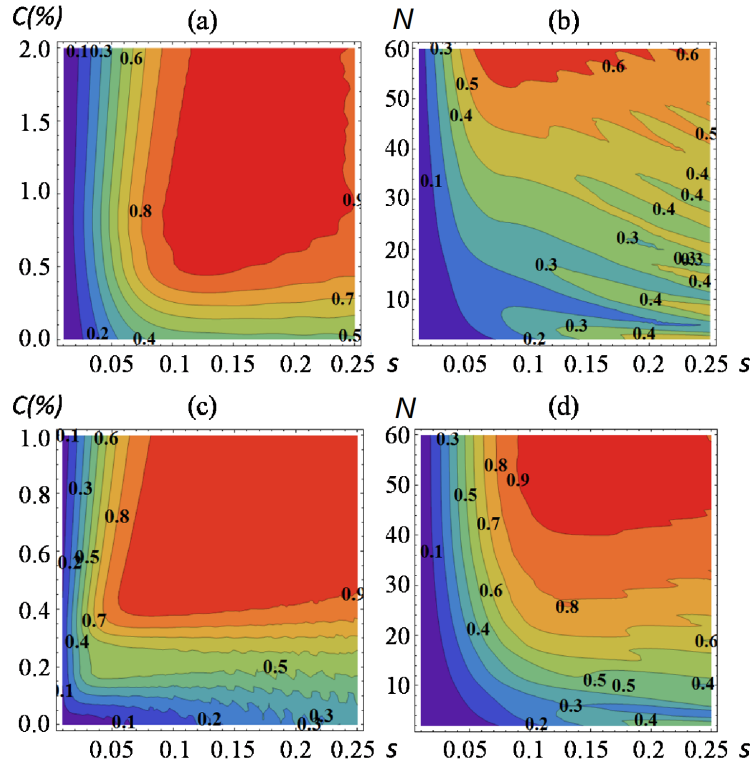
Pateikti skaitmeniniai skaičiavimai atlikti naudojant eksperimentines sąlygas atitinkančius parametrus, t.y. esant palyginus mažam FK ilgiui ($N \leq 50$) bei esant sklaidos koeficientui $s = 0,05$, atitinkančiam natrio-kalcio stiklo įrašytus darinius. Šiomis sąlygomis buvo eksperimentiškai pasiektas maždaug 40% filtravimo efektyvumas, t.y. maždaug 40% pluošto energijos buvo perkelta į difrakcinius maksimumus. Filtravimo efektyvumui dar

labiau padidinti reikėtų dar didesnio sklaidos parametro ir/arba dar ilgesnių kristalų. Tikintis, jog ateityje tokius FK bus įmanoma suformuoti, buvo skaitmeniškai apskaičiuotas jų filtravimo efektyvumas. Skaičiavimų pavyzdžiai pateikti 6.12. Abu apskaičiuoti atvejai rodo, jog filtravimo efektyvumas gali pasiekti 80% bei žymiai susiaurinti pluošto kampinį spektrą (apie tris kartus).



6.12 pav.: Čirpuotų fotoninių kristalų filtravimo efektyvumui padidinti reikia arba didesnio jų ilgio arba didesnio sklaidos parametro s (didesnio lūžio rodiklio moduliacijos gylio). Čia pateikti skaitmeniškai apskaičiuoti tokių kristalų tolumojo lauko intensyvumo skirstiniai: (a) esant didesniai periodų skaičiui N ir (b) esant didesniai sklaidos parametrai. Parametrai: (a) $N = 120$, $s = 0,05$, $C = 0,24\%$, $d_{\parallel} = 7,44m$; (b) $s = 0,1$, $N = 50$, $C = 0,53\%$, $d_{\parallel} = 7,2m$. Punktyrinė linija žymi krintančio pluošto intensyvumo skirstinį. Galima matyti, jog pluošto skėstis sumažėja apie tris kartus.

Filtravimo efektyvumo priklausomybė nuo parametrų s , N ir C yra apibendrinta 6.13 pav. Iš 6.13 (a, c) pav. galima matyti, kad čirpavimo parametras C turi optimalias vertes, priklausančias nuo sklaidos koeficiento s . Kuo didesnis s , tuo mažiau išilginių periodų reikia, kad filtravimo efektyvumas įsisotintų ir tuo didesnio reikia C parametro. Filtravimo efektyvumo priklausomybė nuo FK ilgio, kaip seka iš 6.13 (b, d) pav., monotoniškai didėja ir galiausiai įsisotina.



6.13 pav.: Skaitmeninių filtravimo efektyvumo modeliavimo rezultatai esant skirtingiems parametrų. (a, c) priklausomybė nuo sklaidos s ir čirpavimo C parametru, (b, d) – nuo periodų skaičiaus N ir sklaidos parametro s . Parametrai: (a) $N = 50$, (c) $N = 120$, (b) $C = 0,3\%$, (d) $C = 1\%$.

Čirpuotų fotoninių kristalų tyrimų išvados

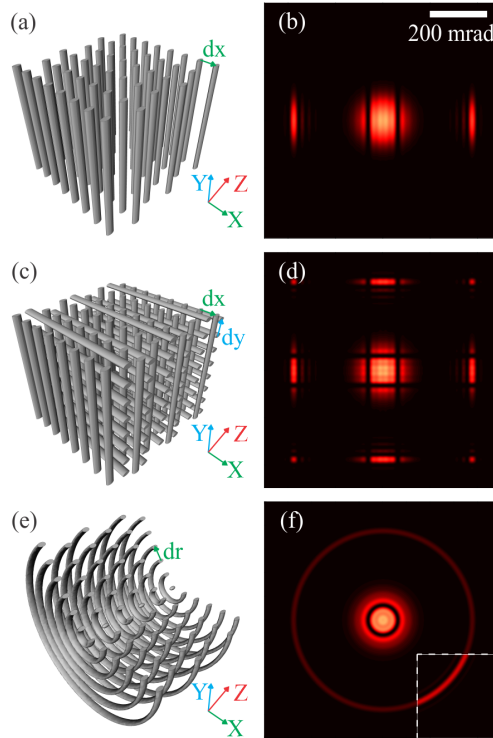
Šioje skyriaus dalyje buvo tiriama tiesinės išilginio periodo moduliacijos, vadinamos čirpavimu, įtaka fotoninių kristalų, neturinčių kampinių draustinių juostų tarpų, efektyvumui. Skaitmeniškai ištirta ir eksperimentiškai įrodyta, jog pritaikius čirpavimą, fotoninių kristalų efektyvumas išauga. Skaitmeniniai skaičiavimai gerai atitinka eksperimentinius rezultatus ir leidžia interpretuoti stebėtus filtravimo efektus, taip pat numatyti kitokių parametru fotoninių kristalų savybes. Nepaisant gana mažos lūžio rodiklio moduliacijos, sukuriančios palyginus mažą difrakcinę sklaidą kiekviename sluoksnyje, žymi dalis spinduliuotės buvo išfiltruota (apie 40%). Norint sukurti praktiškai panaudojamus filtrus, reikia siekti didesnio lūžio rodiklio skirtumo, tačiau ne per didelio, kuris galėtų būti pasiektas naujose medžiagose ar naudojant kitas jų apdirbimo technologijas. Remiantis šio skyriaus duomenimis, reikėtų maždaug $\Delta n \approx 10^{-2}$ eilės lūžio rodiklio moduliacijos.

6.7 Ašinės simetrijos fotoniniai kristalai

6.6 skyriuje aptarti čirpuoti fotoniniai kristalai, kurie buvo dvimačiai, galintys šviesos pluoštus išvalyti tik vienoje skersinėje koordinatėje (6.14 (a, b) pav.). To pakanka pluoštams, kurie yra stipriai asimetriniai, kada aukštų erdvinių dažnių viena kryptimi daug daugiau negu kita. Pavyzdžiui, tokie FK galėtų būti pritaikyti puslaidininkiniuose lazeriuose, kurių aktyvioji sritis yra ištempto stačiakampio formos ir dėl to generuojamas skirtingos skėsties x ir y kryptimis pluoštas. Kita vertus, erdvinio filtravimo efektas gali būti stebimas ir trimačiuose rąstų rietuvės geometrijos kristaluose [167], kuriuose išilginis periodas susideda iš 4 sluoksnių, pakaitomis nukreiptų x ir y kryptimis. Tokiais kristalais galima išvalyti pluoštus dvejose tarpusavyje statmenose skersinėse koordinatėse (6.14 (c, d) pav.). Analogiškai išilginį periodą sudarę iš šešių sluoksnių, pasuktų vienas kito atžvilgiu 60° kampų, pluoštą išvalysime trijose skersinėse kryptyse. Tai paskutinė kristalų geometrija, kuriai dar galioja transliacinė simetrija.

Įvairiuose taikymuose yra svarbu turėti aukščiausios kokybės apvalius pluoštus, tačiau kaip padaryti filtrus, gebančius filtruoti visomis kryptimis? Vadovaujantis ankstesne logika į vieną išilginį periodą galime įterpti ir daugiau mažesniais kampais pasuktų sluoksnių. Taip remiantis kristalografijos terminais padidintume sukimosi ašies C eilę. Kuo daugiau sluoksnių sugebėsime įterpti, tuo apvalesnis bus pluoštų filtravimas, tačiau tuo bus sunkiau tokius kristalus suformuoti. Jei sukimosi ašis pakankamai aukšta (pavyzdžiui ≈ 36), pastebėsime išryškėjusią koncentrinį žiedų sistemą, kurios skersinis periodas d_\perp toks pats, kaip ir dvimačio kristalo (6.15). Kadangi suformuoti 36 sluoksnius viename išilginiame periode yra per daug sudėtinga, suprastinkime tokią, daugelį sluoksnių turinčią, geometriją iki koncentrinį žiedų sistemos, susidedančios iš dviejų sluoksnių išilginiame periode, paslinktų vienas kito atžvilgių per pusę skersinio periodo. Natūralu tikėtis, jog tokios, ašinės simetrijos, geometrijos kristalai taip pat bus tinkami erdviniam filtravimui bei leis filtruoti pluoštus visomis skersinėmis kryptimis (6.14 (e, f) pav.). Šis skyrius skirtas tokios geometrijos kristalų skaitmeninei analizei bei jų eksperimentinei demonstracijai.

Ašinės simetrijos FK buvo formuojami natrio-kalcio silikatiniuose stikluose naudojantis 3 skyriuje aptarta sistema. Jų formavimui buvo parinktas $40\times$ NA 0,95 objektyvas. Naudojant šį objektyvą suformuotų taškų skers-

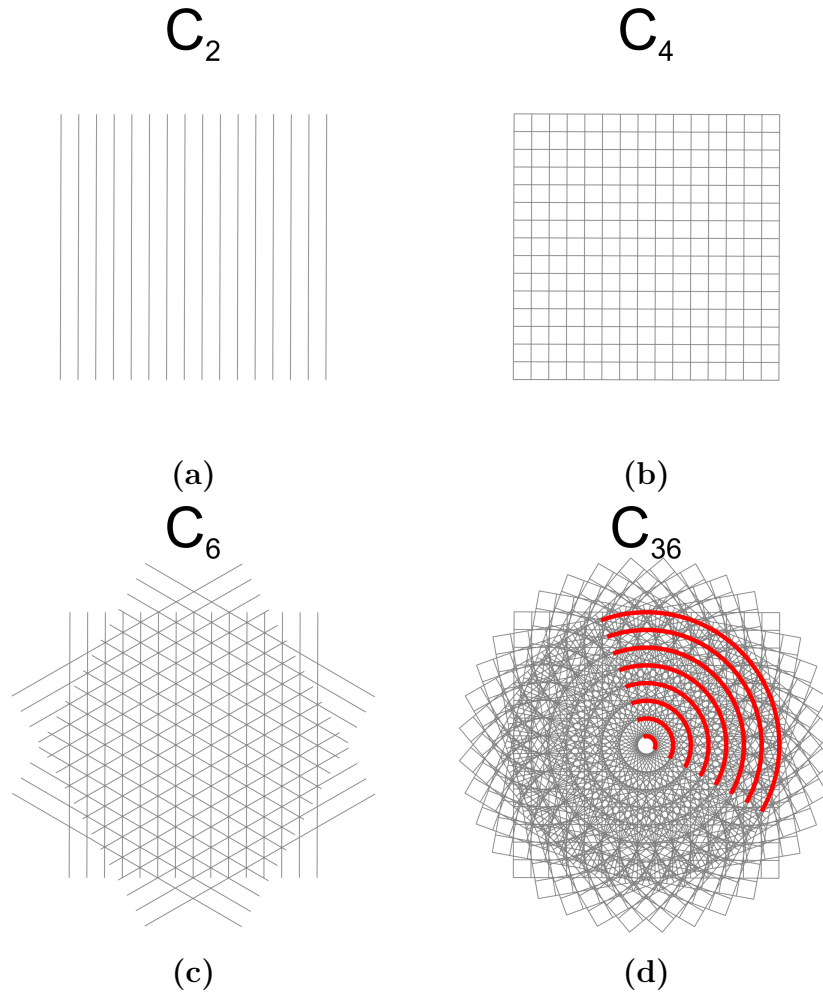


6.14 pav.: (a, c, e) Fotoninių kristalų geometrijos ir (b, d, f) jų tolimojo lauko apskaičiuoti skirstiniai. (a) ir (b) atitinka dvimatį atvejį, aptartą 6.6 skyriuje, (c) ir (d) atitinka trimatį kvadratinės simetrijos atvejį, nagrinėtą [167], (e) ir (f) erdvinis filtravimas ašinės simetrijos kristaluose, aptariamasis šiame skyriuje. Intarpas (f) pav. atitinka 5 kartus padidintą intensyvumą geresniam matomumui. Parametrai pateikti tolimesniame tekste.

muo yra $\approx 1 \mu\text{m}$ dydžio, todėl pasirinktas $2 \mu\text{m}$ skersinis periodas. Geometrinis parametras Q buvo parinktas $Q = 1,4$. Tai atitinka $\approx 68 \text{ mrad}$ centrinį filtravimo kampą ir $\approx 13,4 \mu\text{m}$ išilginį periodą (žr. 6.2 išraiškas). Siekiant išvengti siūlės defekto (6.6 pav.) buvo naudotas palyginus žemas pasikartojimo dažnis (1 kHz), o formavimo greitis parinktas $800 \mu\text{m/s}$.

Kristalų veikimui patikrinti, 633 nm pluoštas buvo sufokusuotas ties pirmuoju kristalo paviršiumi $10\times$ NA 0,3 objektyvu. Už sąsmaukos besiskečiantis pluoštas turi platų kampinį spektrą (pluošto skėstis $\approx 180 \text{ mrad}$, leidžiantį išmatuoti skirtingų kampinių komponentių pralaidumą erdvinį spektrą. Tolimojo lauko intensyvumo skirstinys buvo registruojamas CCD kamera, pastatyta 1 cm atstumu nuo bandinio.

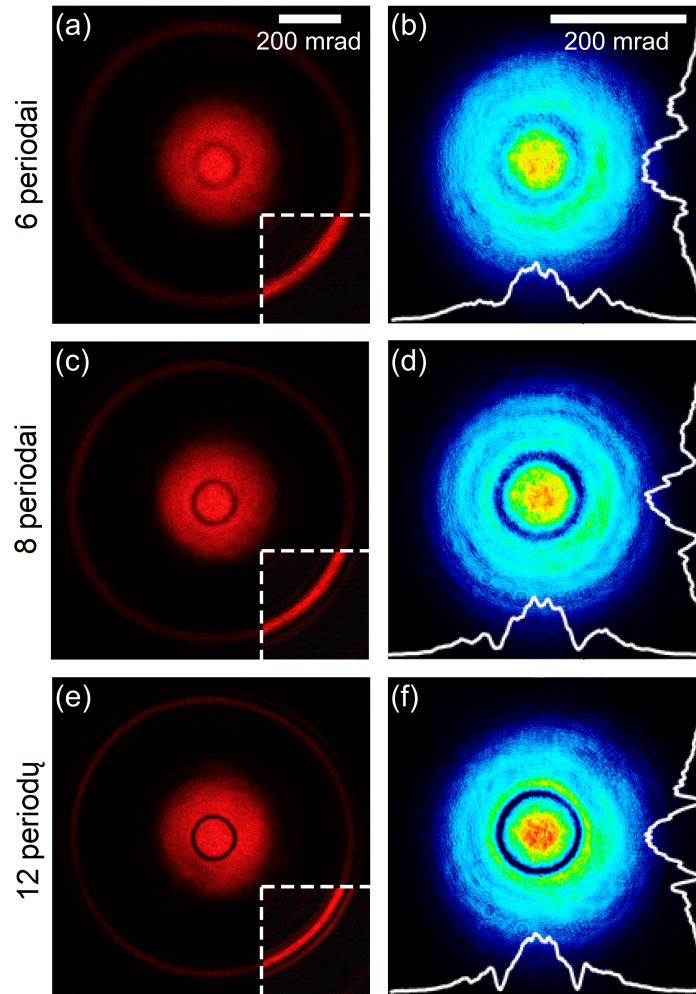
Eksperimentiškai išmatuoti tolimojo lauko skirstiniai pateikti 6.16 pav. Akivaizdžiai galima matyti, jog pluošto centrinėje dalyje atsiranda tamsus žiedas, atitinkantis pašalintas kampines komponentes. Šioje konkrečioje kristalų geometrijoje eksperimentiškai išmatuotas tamsaus žiedo spindulys



6.15 pav.: Įvairių simetrijų fotoninius kristalus galima sudaryti iš lygiagrečių linijų, pasuktų skirtingais kampais. (a) Kristalas, sudarytas tik iš viena kryptimi nukreiptų linijų, (b) kristalas, sudarytas statmenomis kryptimis nukreiptų linijų, (c) heksagoninės geometrijos kristalas – paskutinis geometrijos tipas, turintis transliacinę simetriją, (d) 36-tos sukimosi ašies (C) kristalas, neturintis transliacinės simetrijos. Matyti, jog esant aukštai sukimosi ašies eilei linijų sankirtos taškai sudaro žiedinę, to paties periodo, struktūrą.

buvo lygus ≈ 65 mrad. Ši vertė yra artima teorinei, lygiai ≈ 69 mrad, o nežymus nesutapimas greičiausiai atsiranda dėl sferinių aberacijų, atsirandančių formavimo metu arba dėl aproksimacijų 6.2 formulėje. Spinduliuotė iš tamsų žiedą atitinkančios srities buvo perkelta į ryškų žiedą, kurio spindulys 396 mrad. Didinant periodų skaičių N , žiedai tampa vis geriau išreikšti, t.y. vis daugiau energijos perkeliama iš tamsaus į šviesų žiedą atitinkančias sritis. Tamsiausias vidinis žiedas buvo stebimas esant $N = 12$ išilginių periodų.

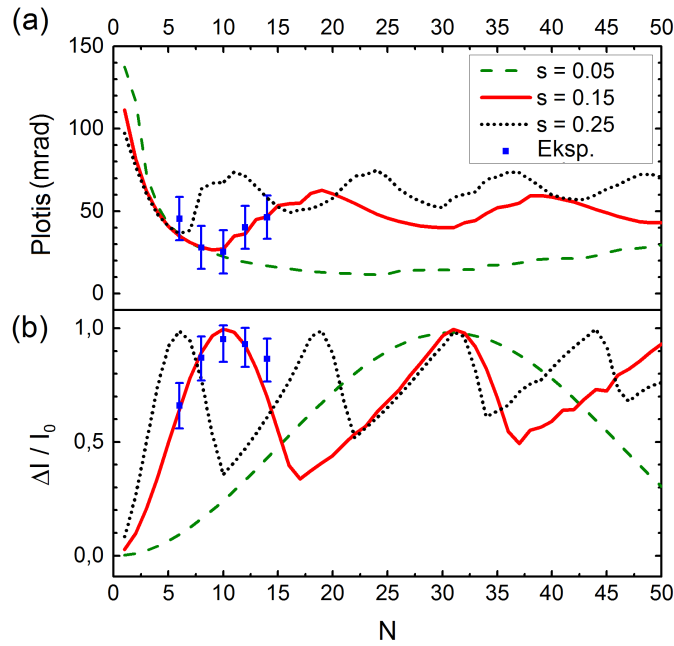
Toliau buvo atliktas erdvinio filtravimo skaitmeninis tyrimas ašinės simetrijos geometrijos kristaluose, kuris palygintas su eksperimentiniais re-



6.16 pav.: Eksperimentiškai užregistruoti Gauso pluošto, praėjusių pro ašinės simetrijos fotoninių kristalų bandinius, tolimojo lauko skirstiniai. (a), (c) ir (e) matomi stambaus mastelių skirstiniai, o (b), (d) ir (f) – centrinės dalies, kartu su vertikaliais ir horizontaliais centriniams intensyvumo profiliams. Vidinio tamsaus ir išorinio šviesaus žiedo spinduliai atitinkamai yra 65 ir 396 mrad. Intarpai (b), (d) ir (f) atitinka kartus pašviesintas sritis siekiant geresnio matomumo.

zultatais. Buvo tiriama filtravimo juostų plotis bei gylis, priklausomai nuo išilginių periodų skaičiaus N . Rezultatai apibendrinti 6.17 pav. Kadangi juodų įdubų profiliai nėra idealios formos, ir tiesiogiai matuoti filtravimo plotį nekorektiška, plotis buvo įvertintas integruotame kampiniame spektre tarp 10 % ir 90 % intensyvumo lygių, naudojantis peilio ašmenų metodu. Skaičiavimai buvo atlikti ne tik eksperimentą atitinkančiam sklaidos koeficientui $s = 0,15$, bet ir mažesniai $s = 0,05$ ir didesniai $s = 0,25$ sklaidos koeficientams, atitinkantiems skirtingą lūžio rodiklio pokyčio vertę. Matyti, jog filtravimo įdubų plotis mažėja ir gilėja didinant sluoksnių skaičių.

Siauriausia filtravimo juosta stebima, kai filtravimo gylis yra didžiausias ir siekia 100 %. Ilgesniems kristalams filtravimo juostos skyla dėl atgalinės sklaidos iš šviesaus žiedo į tamsų, tai tipiškas reiškinys, būdingas ir anksčiau aprašytiems dvimačiams fotoniniams kristalams (žr. 6.7 pav.).



6.17 pav.: (a) Skaitmeniškai apskaičiuoti išfiltruotų sričių pločiai ir (b) gylyiai priklausomai nuo išilginių periodų skaičiaus N fotoniniame kristale esant trims skirtingoms sklaidos parametro s vertėms: 0,05, 0,15 ir 0,25. Atitinkami eksperimentinių matavimų duomenys pavaizduoti taškais su paklaidų rėžiais. Raudona ištininė linija geriausiai atitinka eksperimentines vertes.

Skaitmeninė analizė atlikta skirtingiems s parametrams rodo kaip keisčiusi filtravimo savybės, formuojant kristalus su skirtingomis lūžio rodiklio pokyčio amplitudėmis. Pažvelgus į šiuos rezultatus, galima išvelgti paprastus empirinius sąryšius, padėsiančius įvertinti kitoms šių dydžių vertėms. 100 % filtravimo gylis pasiekiamas esant sąlygai $s \cdot N \approx 1.5$, arba ekvivalentiškai $\Delta n \cdot l \approx 1.5$, kur $l = d_{\parallel} \cdot N$ yra kristalo ilgis. Filtravimo linijos plotis, esantis ties ≈ 100 % gyliu, atitinka $\phi_{min} \approx \Delta n$.

Erdvinio filtravimo ašinės simetrijos fotoniniuose kristaluose tyrimų išvados

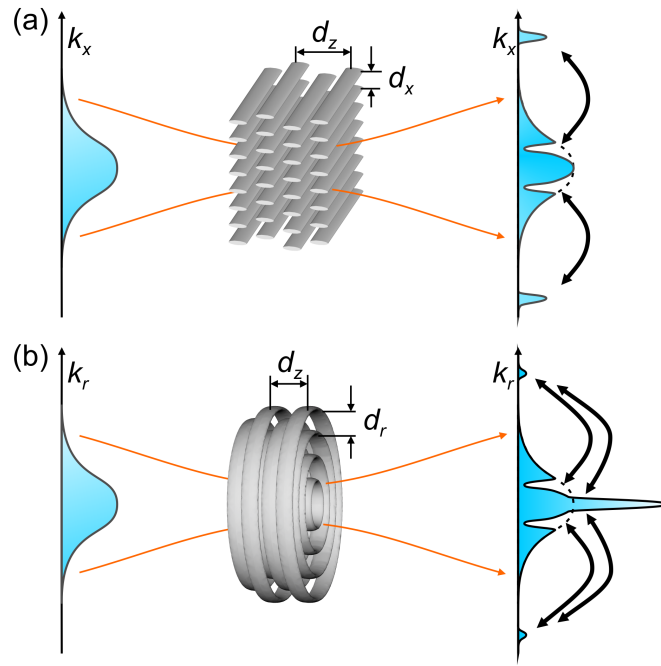
Apibendrinant, šiame skyrelyje buvo eksperimentiškai bei skaitmeniškai įrodyta, jog ašinės simetrijos kristaluose taip pat galimas erdvinio filtravimo reiškinys. Teoriniai skaičiavimai gerai atitinka eksperimentinius duomenis. Nepaisant to, jog turimomis eksperimentinėmis sąlygomis pasiekta lūžio rodiklio moduliacija yra negili, nemaža jos dalis buvo išfiltruota. Filtravimo juostos kampinis plotis siekė ≈ 25 mrad, tai reiškia, jog toks elementas galėtų žymiai pagerinti pluoštų kokybę, kurių skėstis yra maždaug apie 50 mrad. Remiantis skaitmenine analize buvo empiriškai nustatyti filtravimo gylio ir pločio sąryšiai su lūžio rodiklio moduliacijos gyliu, tai leidžia šią analizę panaudoti kitoms medžiagoms ar skirtingiems filtravimo poreikiams. Pavyzdžiui, remiantis šiais dėsniais, galima matyti, jog norint pagerinti kieto kūno lazerių pluoštų, kurių skėstis paprastai yra keletas miliradianų, lūžio rodiklio moduliacijos pakanka 10^{-3} , nors dariniai tokiu atveju būtų gana ilgi, siekiant 100% filtravimo gylio prireiks ≈ 80 periodų. Iš kitos pusės, norint pagerinti puslaidininkinių lazerių pluoštų kokybę, kuriuose skėstis būna virš 100 mrad, lūžio rodiklio kontrastas turi siekti apie $\Delta n \approx 0,1$. Toks didelis kontrastas vargiai įmanomas neorganiniuose stikluose, tačiau gali būti pasiektas polimeruose [174] arba dichromatinės želatinos sluoksniuose [175, 176]. Ašinės simetrijos kristalų pagrindinis privalumas yra simetriškas filtravimas visomis kryptimis. Kita vertus dėl optinės ašies atsiradimo paaukojama kita naudinga fotoninių kristalų filtrų savybė – invariantiškumas kristalo poslinkio atžvilgiu.

6.8 Superkolimacijos efektas ašinės simetrijos fotoniniuose kristaluose

Gerai žinoma, jog fotoniniai kristalai gali pasižymėti egzotinėmis bangų sklidimo savybėmis, pavyzdžiui, anomalia refrakcija ar difrakcija [67, 69]. Plokščias FK lęšis yra bene žinomiausias tokios anomalios refrakcijos/difrakcijos pavyzdys. Neseniai buvo pademonstruota, jog tokie plokšti FK lęšiai gali pasižymėti tiek įprastine [68], tiek sub-bangine [150] skyra. Bangų sklidimas plokščiuose FK lęšiuose yra panašus į jų sklidimą metamedžiagose su neigiamu lūžio rodikliu [12, 63]. Šviesos pluoštų fokusavimas plokščiais FK [68, 150] bei plokščiais veidrodžiais [177, 178] yra artimojo lauko reiškiniai, t.y. plokšti, invariantiški skersinėmis kryptimis FK ir veidrodžiai nekeičia tolimojo lauko intensyvumo skirstinio. Pluoštų tolimojo lauko valdymas fotoniniais kristalais yra mažiau tyrinėtas – tikriausiai vienintelis tolimojo lauko FK efektas yra erdvinis filtravimas dėl kampinių draustinių juostų tarpų [14, 163, 167].

Erdvinio filtravimo metu, tam tikras kampinių komponenčių intervalas gali būti pašalintas dėl kampinių draustinių juostų tarpų: bangos arba atspindimos atgal [14, 163], arba nukreipiamos dideliais kampais į difrakcinius maksimumus [15]. Pastaruoju atveju kampinis praėjusio lauko skirstinys pasikeičia kaip pavaiztuota 6.18 (a) pav. Kai kurios filtruojamo pluošto kampinio spektro komponentės susilpninamos, tačiau akvivaizdu, jog nėra stiprinamos.

Šiame skyriuje aptarsime reiškinį, pastebėtą ašinės simetrijos kristaluose, kuriam vykstant centrinės arba artimos centrinėms kampinės komponentės yra žymiai sustiprinamos. Kaip ir anksčiau, nagrinėjami periodiniai ašinės simetrijos dariniai, sudaryti iš koncentrinų žiedų, kaip pavaizduota 6.18 (b) pav. Lygiai kaip ir dvimačių arba anksčiau aptartų ašinės simetrijos kristalų atveju į difrakcinius maksimumus nukreipiamos tam tikros kampinio spektro komponentės, tačiau netikėtai buvo pastebėta, jog tokios geometrijos kristaluose arti optinės ašies esančios pluošto komponentės gali būti žymiai sustiprintos. Tokiu atveju praėjusios spinduliuotės tolimajame lauke stebimas intensyvus ryškus taškas, tai schematiškai pavaizduota 6.18 (b) pav. Šis reiškinys vyksta tik esant tam tikrai ašinės simetrijos FK geometrijai. Eksperimentiškai buvo stebėtas 7 kartų pluošto centrinės dalies intensyvumo išaugimas, kurios skėstis buvo apie 20 mrad. Šio reiškinio



6.18 pav.: Erdvinio filtravimo iliustracija (a) dvimačiams fotoniniams kristalams susidedantiems iš strypų masyvo ir (b) ašinės simetrijos fotoniniams kristalams. Punktyrinės linijos atitinka krintančio pluošto tolimojo lauko pradinį skirstinį, rodyklės žymi kampinių komponentių (a) difrakcinės sklaidos ir (b) atgalinės sklados kryptis.

eksperimentinė ir skaitmeninė demonstracija yra pagrindinis šios skyriaus dalies tikslas.

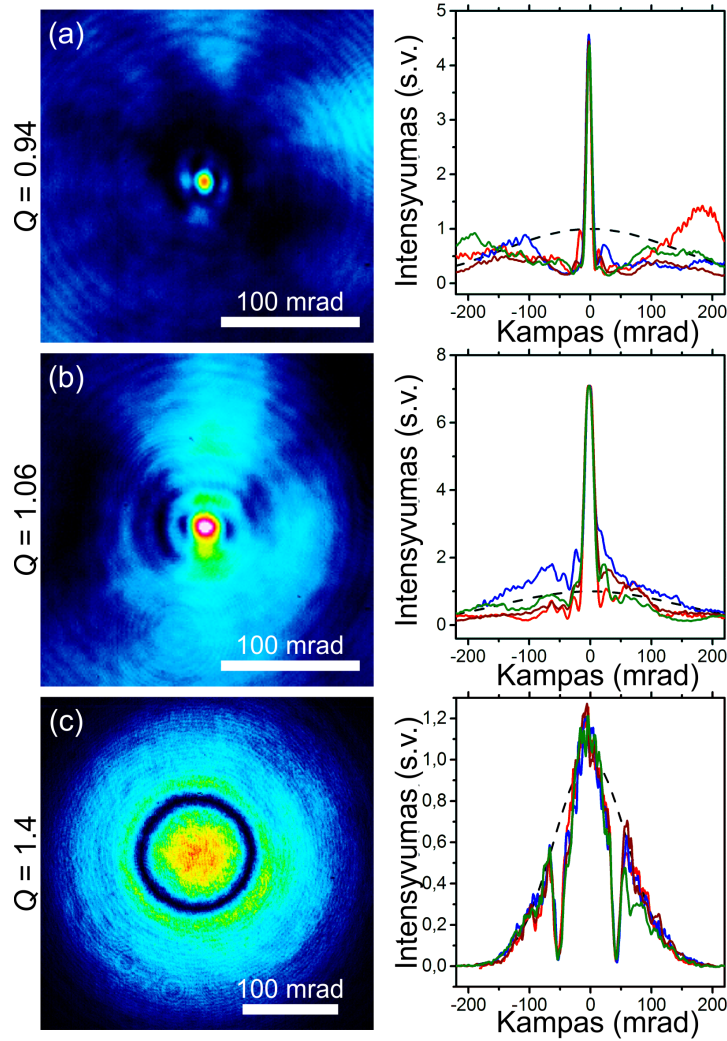
Prieš nukrypstant į detales, svarbu pažymėti, jog reiškinys yra įmanomas tik ašinės simetrijos fotoniniuose kristaluose. Įprastiniuose dvimačiuose bei trimačiuose FK joks tolimojo lauko intensyvumo išaugimas nebuvo stebimas nei eksperimentiškai, nei skaitmeniškai. Tai reiškia, jog įprastiniuose kristaluose Blocho modos, sklisdamos skirtingomis kryptimis, atitinkančiomis skirtingas kampines komponentes, yra nesusijusios ir nesąveikauja tarpusavyje, tačiau jos sąveikauja ašinės simetrijos FK. Nors tiksliai šio reiškinio prigimtis dar nėra aiški, greičiausia šis super kolimacijos efektas yra paremtas skirtingų radialinių bangos komponentių difuziniu maišymu.

Ašinės simetrijos FK, buvo formuojami natrio-kalcio silikatiniuose stikluose lygiai tokiu pačiu būdu bei esant tiems patiems parametrams, kaip ir ankstesniame skyriuje aptarti ašinės simetrijos kristalai. Kristalų sluoksniai buvo sudaryti iš 30 koncentrinų apskritimų, kurių spindulys kito $2\ \mu\text{m}$ žingsniu. Bendras kristalo skersmuo buvo $\approx 60\ \mu\text{m}$. Kiekviename sluoksnyje žiedai buvo atvirkštiniai ankstesniems, t.y. spindulys viename sluoksnyje, atitinkantys lūžio rodiklio maksimumą, gretimame sluoksnyje atitinka lūžio

rodiklio minimumą. Išilginis periodas buvo apskaičiuojamas remiantis 6.2 išraiškomis. Siekiant pasiekti optimalų superkolimacijos efektą, buvo naudoti maži filtravimo kampai ($\alpha \approx 0$), todėl išilginis periodas buvo varijuotas apie $d_{\parallel} \approx 19 \mu\text{m}$ vertę 633 nm HeNe lazerio bangos ilgiui.

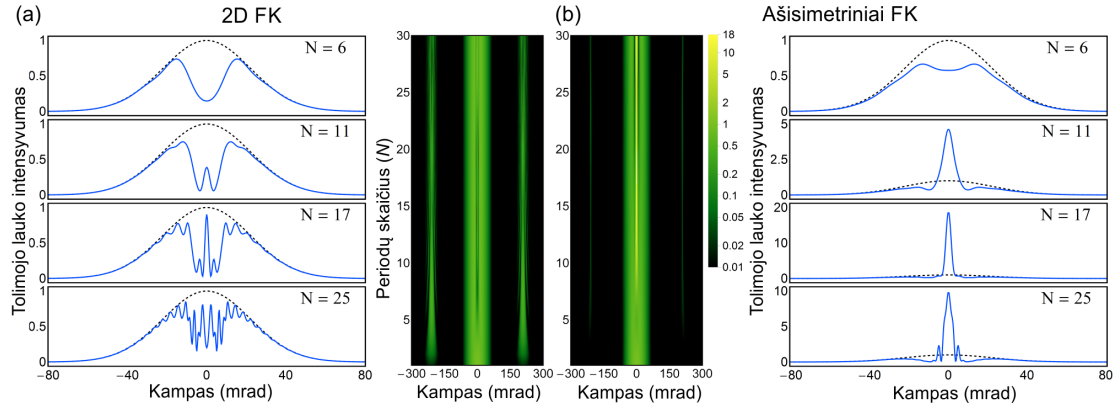
Pagrindiniai eksperimentiniai rezultatai apibendrinti 6.19 pav. Lygiai kaip ankstesniame skyriuje, HeNe lazerio pluoštas buvo sufokusuotas prieš pirmąjį FK paviršių $10\times$ NA 0,3 skaitinės apertūros objektyvu. Pluošto pusplotis sąsmaukoje buvo $2 \mu\text{m}$, tai atitinka 180 mrad skėstį. Tolimojo lauko skirstiniai buvo užregistruoti CCD kamera, pastatyta maždaug 10 mm atstumu už bandinio. 6.19 pav. (a) ir (b) pateikti tolimojo lauko intensyvumo dvimačiai skirstiniai bei jų pjūviai, užregistruoti esant optimaliai kristalų geometrijai pasižyminčiai superkolimacijos efektu. Palyginimui pateiktas paprasto filtravimo režimu dirbantis kristalas, kuriame superkolimacijos efektas nestebimas (6.19 pav. (c)). Visi formavimo parametrai buvo identiški, išskyrus geometrinį parametrą Q bei sluoksnių skaičių. Superkolimacijos efektas stebėtas ilgesniuose kristaluose ($N = 20$ periodų) nei paprasto filtravimo ($N = 12$), kurie nepasižymi superkolimacijos efektu.

Tikslus šio reiškinio mechanizmas vis dar nėra aiškus. Greičiausia, šis efektas yra susijęs su energijos difuzija tolimajame lauke, t.y. skirtingų radialinių lauko komponentių tarpusavio maišymusi, kaip schematiškai parodyta 6.18 pav. Tarkime, jog turime idealiai periodinį FK, su skersiniu periodu d_{\perp} ($q_{\perp} = 2\pi/d_{\perp}$) (6.18 pav. (a)). Tokiu atveju, kiekviena plokščia bangos komponentė, su skersine bangos vektoriaus dedamąja k_{\perp} ($k_0^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2$) gali būti išsklaidyta į $k_{\perp} + q_{\perp}m$ ($m = \pm 1, \pm 2, \dots$). Šios sąveikaujančios komponentės, su tam tikrais k_{\perp} , sudaro Blocho modą, sklindančią invariantiškai išilgai kristale. Pažymėtina, jog tokiuose, dvimačiuose, FK skirtingos Blocho modos (su skirtingais k_{\perp}), yra ortogonalios ir nesimaišo sklidimo metu, t.y. jos sklinda nepriklausomai viena nuo kitos. Blocho modų elgesys priklauso nuo išilginio periodo. Esant rezonansinėms sąlygoms sąveika tarp plokščių bangos komponentių, sudarančių Blocho modą, yra stipri ir tam tikrame k_{\perp} (arba kampų) intervale stebimas kampinis filtravimas. Taigi, 6.18 pav. (a) atveju skirtingos kampinės komponentės nesimaišo, t.y. sužadindimas nedifunduoja kampiniame spektre. Ašinės simetrijos kristaluose atgalinė sklaida išfiltruotą spinduliuotę gražina ne tiksliai atgal į pradines būsenas k_{\perp} , o į tam tikrą ruožą $k_{\perp} + \Delta k$, taigi tolimajame lauke vyksta panašus į difuziją reiškinys.



6.19 pav.: Tolimojo lauko intensyvumo skirstiniai kartu su jų ašiniais (vertikaliu, horizontaliu ir abejais įstrižiniais) profiliais esant (a), (b) superkolimacijos režimą atitinkantiems ir (c) nuo superkolimacijos režimo nutolusiems parametrams. (a) ir (b) bandiniai turi po $N = 20$ išilginių periodų, kurių ilgis $d_{\parallel} = 20,4\mu\text{ m}$ ir $d_{\parallel} = 18,1\mu\text{ m}$, (c) bandinys turi $N = 12$ periodų, kurių ilgis $d_{\parallel} = 13,7\mu\text{ m}$.

Ši interpretacija buvo patikrinta skaitmeniniais skaičiavimais (6.19 pav.). Skaičiavimams buvo naudotas 6.4 skyriuje aptartas ašinės simetrijos skaičiavimo metodas. Sklaidos koeficientas s , remiantis ankstesnio skyriaus duomenimis, buvo lygus $s \approx 0,15$, tai reiškia, jog $\approx 2\%$ energijos yra išsklaidomi sulig kiekvienu sluoksniu, o lūžio rodiklio moduliacijos gylis apytiksliai lygus $8 \cdot 10^{-3}$. Kairėje 6.19 pav. pusėje pateiktas tolimojo lauko intensyvumo skirstinio kitimas pluoštui sklindant išilgai dvimačio FK. Matosi, jog Blocho modos nesimaišo, kaip ir turėtų būti pagal ankstesniuose skyriuose aptartą teoriją. Filtravimo minimumai atsiranda optimaliaime sklaidimo



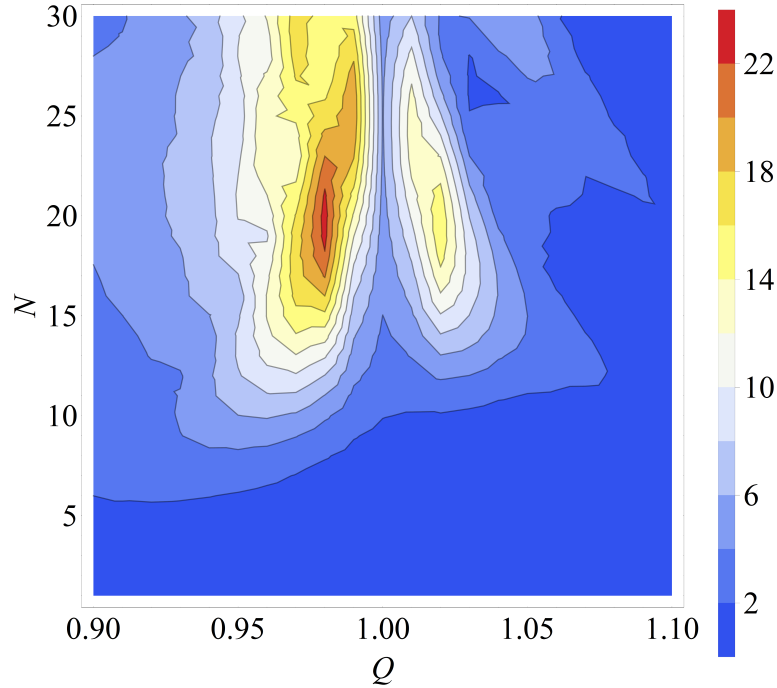
6.20 pav.: Erdvinio filtravimo palyginimas įprastiniuose dvimačiuose (a) ir ašinės simetrijos (b) fotoniniuose kristaluose esant skirtingiems išilginių periodų skaičiams. Mėlynos kreivės atitinka tam tikriems, pažymėtiems periodų skaičiams N suskaičiuotus kampinius intensyvumo skirstinius, o žali intensyvumo "žemėlapiai" rodo bendras kitimo tendencijas $N = 0..30$ intervale. Punktyrinės linijos žymi pradinio pluošto intensyvumo skirstinį.

nuotolyje ir po to vėl yra užpildomi dėl atgalinės sklaidos. Dešinėje 6.20 pav. pusėje pateikti analogiški skaičiavimai atlikti ašinės simetrijos FK. Iš pradžių ($N = 0.6$) filtravimo minimumų formavimasis yra panašus į 2D atvejį, tačiau pradėdant ryškėti atgalinei sklaidai (nuo $N = 6 - 7$) intensyvumo skirstiniai pradeda skirtis ir išryškėja siaura intensyvi centrinė sritis, t.y. vyksta į difuziją panašaus reiškinys, lemiantis kampinių bangos komponentų maišymąsi bei superkolimaciją.

Superkolimacijos efektas stipriai priklauso nuo geometrinių kristalo parametrų. 6.21 apibendrina šią priklausomybę, jame atidėtas intensyvumo išaugimas centrinėje pluošto dalyje Q ir N parametrų erdvėje. Optimali superkolimacijos sritis akivaizdžiai matoma ties $Q \approx 1$. Iš tiesų, ši sritis susideda iš dviejų sričių: $Q < 1$ ir $Q > 1$. Eksperimentiniai rezultatai, pateikti 6.19 yra užregistruoti apytiksliai šiose srityje. Iš šio parametrų žemėlapiu galima matyti, jog superkolimacijos efektas turi optimalų kristalo ilgį. Ilgesni kristalai nesustiprina, bet priešingai, sumažina superkolimacijos efektą.

Superkolimacijos efekto ašinės simetrijos fotoniniuose kristaluose tyrimų išvados

Apibendrinant, šiame skyriuje buvo eksperimentiškai pademonstruotas superkolimacijos efektas ašinės simetrijos fotoniniuose kristaluose. Šis efektas interpretuotas kaip radialinė difuzija tolimajame lauke vykstant atgali-



6.21 pav.: Intensyvumo išaugimo (kartais) ašinėse komponentėse parametrų (Q, N) žemėlapis rodantis optimalią fotoninių kristalų geometriją bei ilgį.

nei sklaidai. Šiuose eksperimentuose maksimalus ašinis lauko intensyvumo išaugimas siekė apie 7 kartus, o jo superkolimuoto pluošto skėstis buvo apie 20 mrad. Teoriniuose skaičiavimuose buvo stebimi ir didesni ≈ 20 kartų intensyvumo išaugimai, kada apie 30 % pluošto energijos gali būti perkelta į superkolimuotą pluoštą. Nedideli eksperimentiniai nuokrypiai nuo skaitmeninių skaičiavimų greičiausiai atsirado dėl sferinių aberacijų. Šios aberacijos turi svarbią įtaką kristalų kokybei, nes kristalų ilgis buvo gan didelis – siekė $\approx 350 \mu\text{m}$. Aberacijos gali būti panaikintos naudojant skystųjų kristalų fazės modulatorius [172, 173] ar kitokius aberacijų kompensavimo metodus.

Taip pat verta paminėti, jog superkolimacijos efektas silpnai priklauso nuo fokusavimo padėties kristalo atžvilgiu. Kristalo pozicija gali būti pakeista apie $\approx \pm 0,5 \text{ mm}$ be esminių šio efekto pokyčių. Įprastiniuose arba Frenelio lęšiuose, kolimuoto pluošto skėstis labai priklausytų nuo lęšio padėties. Skyriuje parodytas efektas gali būti panaudotas ne tik optikoje, bet ir kitų bangų dinamikoje, pavyzdžiui akustikoje (neseniai akustikoje buvo pademonstruotas erdvinis filtravimas [165, 166]).

Literatūros sąrašas

- [1] J. W. Strutt (Lord Rayleigh), On the Maintenance of Vibrations by Forces of Double Frequency, and on the Propagation of Waves Through a Medium Endowed with a Periodic Structure, *Philos. Mag.* **24**(147), 145–159 (1887)
- [2] J. W. Strutt (Lord Rayleigh), On the Remarkable Phenomenon of Crystalline Reflexion described by Professor Stokes, *Philos. Mag.* **26**(160), 256–65 (1888)
- [3] E. Yablonovitch, Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, *Phys. Rev. Lett.* **58**(20), 2059–2062 (1987)
- [4] S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **58**(23), 2486–2489 (1987)
- [5] Z. Lu, S. Shi, J. Murakowski, G. Schneider, C. Schuetz, and D. Prather, Experimental Demonstration of Self-Collimation inside a Three-Dimensional Photonic Crystal, *Phys. Rev. Lett.* **96**(17), 173902 (2006)
- [6] V. Espinosa, V. Sanchez-Morcillo, K. Staliunas, I. Perez-Arjona, and J. Redondo, Subdiffractive propagation of ultrasound in sonic crystals, *Phys. Rev. B* **76**(14), 140302(R) (2007)
- [7] J. Witzens, M. Loncar, and A. Scherer, Self-collimation in planar photonic crystals, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **8**(6), 1246–1257 (2002)
- [8] I. Perez-Arjona, V. Sanchez-Morcillo, J. Redondo, V. Espinosa, and K. Staliunas, Theoretical prediction of the nondiffractive propagation of sonic waves through periodic acoustic media, *Phys. Rev. B* **75**(1), 014304 (2007)
- [9] D. Tang, L. Chen, and W. Ding, Efficient beaming from photonic crystal waveguides via self-collimation effect, *Appl. Phys. Lett.* **89**(13), 131120 (2006)
- [10] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, Self-collimating phenomena in photonic crystals, *Appl. Phys. Lett.* **74**(9), 1212 (1999)

-
- [11] M. Notomi, Negative refraction in photonic crystals, *Opt. Quantum Electron.* **34**(1/3), 133–143 (2002), URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1013300825612>
- [12] J. B. Pendry, Negative Refraction Makes a Perfect Lens, *Phys. Rev. Lett.* **85**(18), 3966–3969 (2000)
- [13] G. W. Milton, N.-A. P. Nicorovici, R. C. McPhedran, and V. A. Podolskiy, A proof of superlensing in the quasistatic regime, and limitations of superlenses in this regime due to anomalous localized resonance, *Proc. R. Soc. A* **461**(2064), 3999–4034 (2005)
- [14] E. Colak, A. O. Cakmak, A. E. Serebryannikov, and E. Ozbay, Spatial filtering using dielectric photonic crystals at beam-type excitation, *J. Appl. Phys.* **108**(11), 113106 (2010)
- [15] K. Staliunas and V. Sanchez-Morcillo, Spatial filtering of light by chirped photonic crystals, *Phys. Rev. A* **79**(5), 053807 (2009)
- [16] T. Baba, Slow light in photonic crystals, *Nature Photon* **2**(8), 465–473 (2008)
- [17] P. Russell, Photonic crystal fibers, *Science* **299**(5605), 358–362 (2003)
- [18] A. D. Pris, Y. Utturkar, C. Surman, W. G. Morris, A. Vert, S. Zalyubovskiy, T. Deng, H. T. Ghiradella, and R. A. Potyraiilo, Towards high-speed imaging of infrared photons with bio-inspired nanoarchitectures, *Nature Photon* **6**(3), 195–200 (2012)
- [19] E. Yablonovitch, T. Gmitter, and K. Leung, Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms, *Phys. Rev. Lett.* **67**(17), 2295–2298 (1991)
- [20] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz, and J. Bur, A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths, *Nature* **394**(6690), 251–253 (1998)
- [21] K. Ho, C. Chan, and C. Soukoulis, Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures, *Phys. Rev. Lett.* **65**(25), 3152–3155 (1990)
- [22] D. Lindley, Landmarks – The Birth of Photonic Crystals, *Physics* **6**(94) (2013)
- [23] Z. V. Vardeny, A. Nahata, and A. Agrawal, Optics of photonic quasicrystals, *Nature Photon* **7**(3), 177–187 (2013)

- [24] P. D. Garcia, R. Sapienza, A. Blanco, and C. Lopez, Photonic Glass: A Novel Random Material for Light, *Adv. Mater.* **19**(18), 2597–2602 (2007)
- [25] M. E. McNamara, D. E. G. Briggs, P. J. Orr, S. Wedmann, H. Noh, and H. Cao, Fossilized biophotonic nanostructures reveal the original colors of 47-million-year-old moths, *PLoS Biol.* **9**(11), e1001200 (2011)
- [26] M. Srinivasarao, Nano-Optics in the Biological World: Beetles, Butterflies, Birds, and Moths, *Chem. Rev.* **99**(7), 1935–1962 (1999)
- [27] Y. Zhao, Z. Xie, H. Gu, C. Zhu, and Z. Gu, Bio-inspired variable structural color materials, *Chem. Soc. Rev.* **41**(8), 3297 (2012)
- [28] S. Kinoshita and S. Yoshioka, Structural Colors in Nature: The Role of Regularity and Irregularity in the Structure, *ChemPhysChem* **6**(8), 1442–1459 (2005)
- [29] A. Saito, Material design and structural color inspired by biomimetic approach, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **12**(6), 064709 (2011)
- [30] S. Kinoshita, S. Yoshioka, Y. Fujii, and N. Okamoto, Photophysics of Structural Color in the Morpho Butterflies, *Forma* **17**(2), 103–121 (2002)
- [31] S. Kinoshita, S. Yoshioka, and J. Miyazaki, Physics of structural colors, *Reports on Progress in Physics* **71**(7), 076401 (2008)
- [32] J. Vigneron, J. Pasteels, D. Windsor, Z. Vértessy, M. Rassart, T. Seldrum, J. Dumont, O. Deparis, V. Lousse, L. Biró, and et al., Switchable reflector in the Panamanian tortoise beetle *Charidotella egregia* (Chrysomelidae: Cassidinae), *Phys. Rev. E* **76**(3), 031907 (2007)
- [33] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, X. Liu, and R. Fu, Coloration strategies in peacock feathers, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **100**(22), 12576–12578 (2003)
- [34] A. R. Parker, R. C. McPhedran, D. R. McKenzie, L. C. Botten, and N. A. Nicorovici, Photonic engineering. Aphrodite’s iridescence., *Nature* **409**(6816), 36–37 (2001)
- [35] X. Gao, X. Yan, X. Yao, L. Xu, K. Zhang, J. Zhang, B. Yang, and L. Jiang, The Dry-Style Antifogging Properties of Mosquito Compound Eyes and Artificial Analogues Prepared by Soft Lithography, *Adv. Mater.* **19**(17), 2213–2217 (2007)
- [36] P. Vukusic and J. R. Sambles, Photonic structures in biology., *Nature* **424**(6950), 852–855 (2003)

-
- [37] S. Vignolini, P. J. Rudall, A. V. Rowland, A. Reed, E. Moyroud, R. B. Faden, J. J. Baumberg, B. J. Glover, and U. Steiner, Pointillist structural color in Pollia fruit, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **109**(39), 15712–15715 (2012)
- [38] J. B. Jones, J. V. Sanders, and E. R. Segnit, Structure of Opal, *Nature* **204**(4962), 990–991 (1964)
- [39] J. W. Galusha, L. R. Richey, J. S. Gardner, J. N. Cha, and M. H. Bartl, Discovery of a diamond-based photonic crystal structure in beetle scales, *Phys. Rev. E* **77**(5), 050904 (2008)
- [40] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap, *Appl. Phys. Lett.* **77**(22), 3490 (2000)
- [41] R. A. Potyrailo, H. Ghiradella, A. Vertiatchikh, K. Dovidenko, J. R. Cournoyer, and E. Olson, Morpho butterfly wing scales demonstrate highly selective vapour response, *Nature Photon* **1**(2), 123–128 (2007)
- [42] H. Wang and K.-Q. Zhang, Photonic Crystal Structures with Tunable Structure Color as Colorimetric Sensors, *Sensors* **13**(4), 4192–4213 (2013)
- [43] K. Chung, S. Yu, C.-J. Heo, J. W. Shim, S.-M. Yang, M. G. Han, H.-S. Lee, Y. Jin, S. Y. Lee, N. Park, and et al., Flexible, Angle-Independent, Structural Color Reflectors Inspired by Morpho Butterfly Wings, *Adv. Mater.* **24**(18), 2375–2379 (2012)
- [44] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, (John Wiley & Sons, Inc., New York 2004), 8th edition
- [45] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition)*, (Princeton University Press, Princeton, 2008)
- [46] H. Benisty and C. Weisbuch, Photonic crystals, *Progress in Optics* **49**, 177–313 (2006)
- [47] S. Shi, C. Chen, and D. W. Prather, Plane-wave expansion method for calculating band structure of photonic crystal slabs with perfectly matched layers, *Journal of the Optical Society of America A* **21**(9), 1769 (2004)
- [48] O. Zitouni, K. Boujdaria, and H. Bouchriha, Band parameters for GaAs and Si in the 24-k.p model, *Semicond. Sci. Technol.* **20**(9), 908–911 (2005)

-
- [49] B. Lombardet, L. A. Dunbar, R. Ferrini, and R. Houdre, Fourier analysis of Bloch wave propagation in photonic crystals, *Journal of the Optical Society of America B* **22**(6), 1179 (2005)
- [50] M. Notomi, Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap, *Phys. Rev. B* **62**(16), 10696–10705 (2000)
- [51] M. Notomi, Manipulating light with strongly modulated photonic crystals, *Reports on Progress in Physics* **73**(9), 096501 (2010)
- [52] W. Setyawan and S. Curtarolo, High-throughput electronic band structure calculations: Challenges and tools, *Computational Materials Science* **49**(2), 299–312 (2010)
- [53] K. Ho, C. Chan, C. Soukoulis, R. Biswas, and M. Sigalas, Photonic band gaps in three dimensions: New layer-by-layer periodic structures, *Solid State Commun.* **89**(5), 413–416 (1994)
- [54] T. F. Krauss, Why do we need slow light?, *Nature Photon* **2**(8), 448–450 (2008)
- [55] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas, *Nature* **397**(6720), 594–598 (1999)
- [56] L. V. Hau, Optical information processing in Bose–Einstein condensates, *Nature Photon* **2**(8), 451–453 (2008)
- [57] M. Bigelow, N. Lepeshkin, and R. Boyd, Observation of Ultraslow Light Propagation in a Ruby Crystal at Room Temperature, *Phys. Rev. Lett.* **90**(11), 113903 (2003)
- [58] S. Residori, U. Bortolozzo, and J. Huignard, Slow and Fast Light in Liquid Crystal Light Valves, *Phys. Rev. Lett.* **100**(20), 203603 (2008)
- [59] L. Thevenaz, Slow and fast light in optical fibres, *Nature Photon* **2**(8), 474–481 (2008)
- [60] S. Johnson, P. Bienstman, M. Skorobogatiy, M. Ibanescu, E. Lidorikis, and J. Joannopoulos, Adiabatic theorem and continuous coupled-mode theory for efficient taper transitions in photonic crystals, *Phys. Rev. E* **66**(6), 066608 (2002)
- [61] D. M. Beggs, T. P. White, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, Ultracompact and low-power optical switch based on silicon photonic crystals, *Opt. Lett.* **33**(2), 147 (2008)

-
- [62] T. F. Krauss, Slow light in photonic crystal waveguides, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**(9), 2666–2670 (2007)
- [63] V. G. Veselago, The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ , *Soviet Physics Uspekhi* **10**(4), 509–514 (1968)
- [64] N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang, Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens, *Science* **308**(5721), 534–537 (2005)
- [65] D. Smith, W. Padilla, D. Vier, S. Nemat-Nasser, and S. Schultz, Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity, *Phys. Rev. Lett.* **84**(18), 4184–4187 (2000)
- [66] A. L. Efros, C. Y. Li, and A. L. Pokrovsky, Evanescent waves in photonic crystals and image of Veselago lens, *arXiv:cond-mat/0503494* (2007)
- [67] C. Luo, S. Johnson, J. Joannopoulos, and J. Pendry, All-angle negative refraction without negative effective index, *Phys. Rev. B* **65**(20) (2002)
- [68] P. V. Parimi, W. T. Lu, P. Vodo, and S. Sridhar, Photonic crystals: Imaging by flat lens using negative refraction, *Nature* **426**(6965), 404–404 (2003)
- [69] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopoulou, and C. M. Soukoulis, Electromagnetic waves: Negative refraction by photonic crystals, *Nature* **423**(6940), 604–605 (2003)
- [70] Z. Lu, C. Chen, C. A. Schuetz, S. Shi, J. A. Murakowski, G. J. Schneider, and D. W. Prather, Subwavelength imaging by a flat cylindrical lens using optimized negative refraction, *Appl. Phys. Lett.* **87**(9), 091907 (2005)
- [71] Z. Lu, J. Murakowski, C. Schuetz, S. Shi, G. Schneider, and D. Prather, Three-Dimensional Subwavelength Imaging by a Photonic-Crystal Flat Lens Using Negative Refraction at Microwave Frequencies, *Phys. Rev. Lett.* **95**(15), 153901 (2005)
- [72] X. Lin, X. Zhang, L. Chen, M. Soljačić, and X. Jiang, Super-collimation with high frequency sensitivity in 2D photonic crystals induced by saddle-type van Hove singularities, *Opt. Express* **21**(25), 30140 (2013)
- [73] X. Yu and S. Fan, Bends and splitters for self-collimated beams in photonic crystals, *Appl. Phys. Lett.* **83**(16), 3251 (2003)

-
- [74] S. Shi, A. Sharkawy, C. Chen, D. M. Pustai, and D. W. Prather, Dispersion-based beam splitter in photonic crystals, *Opt. Lett.* **29**(6), 617–619 (2004)
- [75] S.-G. Lee, S. S. Oh, J.-E. Kim, H. Y. Park, and C.-S. Kee, Line-defect-induced bending and splitting of self-collimated beams in two-dimensional photonic crystals, *Appl. Phys. Lett.* **87**(18), 181106 (2005)
- [76] D. Zhao, J. Zhang, P. Yao, X. Jiang, and X. Chen, Photonic crystal Mach-Zehnder interferometer based on self-collimation, *Appl. Phys. Lett.* **90**(23), 231114 (2007)
- [77] X. Chen, Z. Qiang, D. Zhao, H. Li, Y. Qiu, W. Yang, and W. Zhou, Polarization-independent drop filters based on photonic crystal self-collimation ring resonators, *Opt. Express* **17**(22), 19808–19813 (2009)
- [78] V. Zabelin, L. A. Dunbar, N. Le Thomas, R. Houdré, M. V. Kotlyar, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, Self-collimating photonic crystal polarization beam splitter, *Opt. Lett.* **32**(5), 530–532 (2007)
- [79] Z. Jie, Z. De-Yin, Z. Chuan-Hong, and J. Xun-Ya, Polarization Beam Splitter Based on Self-Collimation Effect in Two-Dimensional Photonics Crystal, *Chinese Phys. Lett.* **24**(7), 1961–1963 (2007)
- [80] P. T. Rakich, M. S. Dahlem, S. Tandon, M. Ibanescu, M. Soljačić, G. S. Petrich, J. D. Joannopoulos, L. A. Kolodziejski, and E. P. Ippen, Achieving centimetre-scale supercollimation in a large-area two-dimensional photonic crystal, *Nat. Mater.* **5**(2), 93–96 (2006)
- [81] Z. Yang, A. Wu, N. Fang, X. Lin, X. Jiang, S. Zou, and X. Wang, Millimeter-scale self-collimation in planar photonic crystals fabricated by CMOS technology, *Opt. Commun.* **283**(4), 604–607 (2010)
- [82] H. Li, A. Wu, W. Li, X. Lin, C. Qiu, Z. Sheng, X. Wang, S. Zou, and F. Gan, Millimeter-Scale and Large-Angle Self-Collimation in a Photonic Crystal Composed of Silicon Nanorods, *IEEE Photonics Journal* **5**(2), 2201306–2201306 (2013)
- [83] V. Mocella, S. Cabrini, A. Chang, P. Dardano, L. Moretti, I. Rindina, D. Olynick, B. Harteneck, and S. Dhuey, Self-Collimation of Light over Millimeter-Scale Distance in a Quasi-Zero-Average-Index Metamaterial, *Phys. Rev. Lett.* **102**(13), 133902 (2009)
- [84] Z.-l. Wang, H.-t. Jiang, Y.-h. Li, and H. Chen, Enhancement of self-collimated fields in photonic crystals consisting of two kinds of single-negative materials, *Opt. Express* **18**(14), 14311–14318 (2010)

-
- [85] J. Arlandis, E. Centeno, R. Pollès, A. Moreau, J. Campos, O. Gauthier-Lafaye, and A. Monmayrant, Mesoscopic Self-Collimation and Slow Light in All-Positive Index Layered Photonic Crystals, *Phys. Rev. Lett.* **108**(3), 037401 (2012)
- [86] R. Polles, E. Centeno, J. Arlandis, and A. Moreau, Self-collimation and focusing effects in zero-average index metamaterials, *Opt. Express* **19**(7), 6149 (2011)
- [87] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, Superprism phenomena in photonic crystals, *Phys. Rev. B* **58**(16), R10096–R10099 (1998)
- [88] T. Baba and T. Matsumoto, Resolution of photonic crystal superprism, *Appl. Phys. Lett.* **81**(13), 2325 (2002)
- [89] T. Baba and M. Nakamura, Photonic crystal light deflection devices using the superprism effect, *IEEE J JQE* **38**(7), 909–914 (2002)
- [90] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, Superprism phenomena in photonic crystals: toward microscale lightwave circuits **17**(11), 2032–2038 (1999)
- [91] J. J. Baumberg, N. M. B. Perney, M. C. Netti, M. D. C. Charlton, M. Zoorob, and G. J. Parker, Visible-wavelength super-refraction in photonic crystal superprisms, *Appl. Phys. Lett.* **85**(3), 354 (2004)
- [92] J. Serbin and M. Gu, Superprism phenomena in polymeric woodpile structures, *J. Appl. Phys.* **98**(12), 123101 (2005)
- [93] J. Serbin and M. Gu, Experimental Evidence for Superprism Effects in Three-Dimensional Polymer Photonic Crystals, *Adv. Mater.* **18**(2), 221–224 (2006)
- [94] J. Serbin and M. Gu, Superprism phenomena in waveguide-coupled woodpile structures fabricated by two-photon polymerization, *Opt. Express* **14**(8), 3563–3568 (2006)
- [95] Z. Tang, D. Fan, S. Wen, and C. Zhao, Low-pass spatial filtering using a two-dimensional self-collimating photonic crystal, *Chinese Optics Letters* **5**, 211–213 (2007)
- [96] I. Moreno, J. J. Araiza, and M. Avendano-Alejo, Thin-film spatial filters, *Opt. Lett.* **30**(8), 914–916 (2005)
- [97] Z. Tang, H. Zhang, Y. Ye, C. Zhao, S. Wen, and D. Fan, Low-pass Spatial Filtering Using Optically Thinner Left-handed Photonic Crystals,

- 2006 International Symposium on Biophotonics, Nanophotonics and Metamaterials 488–491 (2006)
- [98] A. E. Serebryannikov, A. Y. Petrov, and E. Ozbay, Toward photonic crystal based spatial filters with wide angle ranges of total transmission, *Appl. Phys. Lett.* **94**(18), 181101 (2009)
- [99] T. H. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature* **187**(4736), 493–494 (1960)
- [100] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, Writing waveguides in glass with a femtosecond laser, *Opt. Lett.* **21**(21), 1729 (1996)
- [101] S. Maruo, O. Nakamura, and S. Kawata, Three-dimensional microfabrication with two-photon-absorbed photopolymerization, *Opt. Lett.* **22**(2), 132–134 (1997)
- [102] R. R. Gattass and E. Mazur, Wiring light with femtosecond laser pulses, *Photonics Spectra* **12**, 56–60 (2004)
- [103] C. B. Schaffer, A. Brodeur, and E. Mazur, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Meas. Sci. Technol.* **12**(11), 1784–1794 (2001)
- [104] M. Goppert-Mayer, Uber Elementarakte mit zwei Quantensprangen, *Annalen der Physik* **401**(3), 273–294 (1931)
- [105] L. V. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *Soviet Phys. JETP* **20**(5), 1307–1314 (1965)
- [106] H. R. Reiss, Unsuitability of the Keldysh parameter for laser fields, *Phys. Rev. A* **82**(2) (2010)
- [107] B. Stuart, M. Feit, S. Herman, A. Rubenchik, B. Shore, and M. Perry, Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics, *Phys. Rev. B* **53**(4), 1749–1761 (1996)
- [108] S. M. Eaton, G. Cerullo, and R. Osellame, *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials (Topics in Applied Physics)*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2012)
- [109] Y. Shimotsuma, P. Kazansky, J. Qiu, and K. Hirao, Self-Organized Nanogratings in Glass Irradiated by Ultrashort Light Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **91**(24) (2003)

-
- [110] J. W. Chan, T. Huser, S. Risbud, and D. M. Krol, Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.* **26**(21), 1726 (2001)
- [111] M. Will, S. Nolte, B. N. Chichkov, and A. Tunnermann, Optical Properties of Waveguides Fabricated in Fused Silica by Femtosecond Laser Pulses, *Appl. Opt.* **41**(21), 4360 (2002)
- [112] A. Szameit, J. Burghoff, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tunnermann, and F. Lederer, Two-dimensional soliton in cubic fs laser written waveguide arrays in fused silica, *Opt. Express* **14**(13), 6055 (2006)
- [113] M. Mikutis, T. Kudrius, G. Slekyš, D. Paipulas, and S. Juodkaziš, High 90% efficiency Bragg gratings formed in fused silica by femtosecond Gauss-Bessel laser beams, *Opt. Mater. Express* **3**(11), 1862 (2013)
- [114] M. Watanabe, S. Juodkaziš, H.-B. Sun, S. Matsuo, and H. Misawa, Two-photon readout of three-dimensional memory in silica, *Appl. Phys. Lett.* **77**(1), 13 (2000)
- [115] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses, *Opt. Commun.* **171**(4-6), 279–284 (1999)
- [116] V. Bhardwaj, E. Simova, P. Rajeev, C. Hnatovsky, R. Taylor, D. Rayner, and P. Corkum, Optically Produced Arrays of Planar Nanostructures inside Fused Silica, *Phys. Rev. Lett.* **96**(5), 057404 (2006)
- [117] A. Vailionis, E. G. Gamaly, V. Mizeikis, W. Yang, A. V. Rode, and S. Juodkaziš, Evidence of superdense aluminium synthesized by ultrafast microexplosion, *Nature Communications* **2**, 445 (2011)
- [118] S. M. Eaton, M. L. Ng, R. Osellame, and P. R. Herman, High refractive index contrast in fused silica waveguides by tightly focused, high-repetition rate femtosecond laser, *J. Non-Cryst. Solids* **357**(11-13), 2387–2391 (2011)
- [119] X. Wang, F. Chen, Q. Yang, H. Liu, H. Bian, J. Si, and X. Hou, Fabrication of quasi-periodic micro-voids in fused silica by single femtosecond laser pulse, *Applied Physics A* **102**(1), 39–44 (2011)
- [120] M. Farsari, G. Filippidis, and C. Fotakis, Fabrication of three-dimensional structures by three-photon polymerization, *Opt. Lett.* **30**(23), 3180 (2005)

-
- [121] M. Malinauskas, A. Zukauskas, G. Bickaускаite, R. Gadonas, and S. Juodkazis, Mechanisms of three-dimensional structuring of photopolymers by tightly focussed femtosecond laser pulses, *Opt. Express* **18**(10), 10209 (2010)
- [122] J. Fischer, J. B. Mueller, J. Kaschke, T. J. Wolf, A.-N. Unterreiner, and M. Wegener, Three-dimensional multi-photon direct laser writing with variable repetition rate, *Opt. Express* **21**(22), 26244–26260 (2013)
- [123] M. Malinauskas, P. Danilevičius, and S. Juodkazis, Three-dimensional micro-/nano-structuring via direct write polymerization with picosecond laser pulses, *Opt. Express* **19**(6), 5602–5610 (2011)
- [124] I. Wang, M. Bouriau, P. L. Baldeck, C. Martineau, and C. Andraud, Three-dimensional microfabrication by two-photon-initiated polymerization with a low-cost microlaser, *Opt. Lett.* **27**(15), 1348–1350 (2002)
- [125] M. Thiel, J. Fischer, G. von Freymann, and M. Wegener, Direct laser writing of three-dimensional submicron structures using a continuous-wave laser at 532 nm, *Appl. Phys. Lett.* **97**(22), 221102 (2010)
- [126] S. Juodkazis, V. Mizeikis, K. K. Seet, M. Miwa, and H. Misawa, Two-photon lithography of nanorods in SU-8 photoresist, *Nanotechnology* **16**(6), 846–849 (2005)
- [127] J. Li, B. Jia, and M. Gu, Engineering stop gaps of inorganic-organic polymeric 3D woodpile photonic crystals with post-thermal treatment, *Opt. Express* **16**(24), 20073 (2008)
- [128] W. Haske, V. W. Chen, J. M. Hales, W. Dong, S. Barlow, S. R. Marder, and J. W. Perry, 65 nm feature sizes using visible wavelength 3-D multiphoton lithography, *Opt. Express* **15**(6), 3426 (2007)
- [129] J. Fischer and M. Wegener, Three-dimensional optical laser lithography beyond the diffraction limit, *Laser & Photonics Reviews* **7**(1), 22–44 (2013)
- [130] R. Wollhofen, J. Katzmann, C. Hrelescu, J. Jacak, and T. A. Klar, 120 nm resolution and 55 nm structure size in STED-lithography, *Opt. Express* **21**(9), 10831 (2013)
- [131] H.-B. Sun and S. Kawata, Two-Photon Photopolymerization and 3D Lithographic Microfabrication, *Advances in Polymer Science* **170**, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2004)

-
- [132] R. Fiorin, L. N. da Costa, I. Abe, I. Chiamanti, C. C. de Moura, and H. J. Kalinowski, Manufacturing of microchannels in soda-lime glass by femtosecond laser and chemical etching, 2013 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference (IMOC) 1–3 (2013)
- [133] J. Serbin, A. Egbert, A. Ostendorf, B. N. Chichkov, R. Houbertz, G. Domann, J. Schulz, C. Cronauer, L. Fröhlich, and M. Popall, Femtosecond laser-induced two-photon polymerization of inorganic-organic hybrid materials for applications in photonics, *Opt. Lett.* **28**(5), 301–303 (2003)
- [134] M. Farsari, M. Vamvakaki, and B. N. Chichkov, Multiphoton polymerization of hybrid materials, *J. Opt.* **12**(12), 124001 (2010)
- [135] D. Karalekas and C. Schizas, Monitoring of solidification induced strains in two resins used in photofabrication, *Materials & Design* **30**(9), 3705–3712 (2009)
- [136] H.-B. Sun, T. Suwa, K. Takada, R. P. Zaccaria, M.-S. Kim, K.-S. Lee, and S. Kawata, Shape precompensation in two-photon laser nanowriting of photonic lattices, *Appl. Phys. Lett.* **85**(17), 3708 (2004)
- [137] A. Ovsianikov, J. Viertl, B. Chichkov, M. Oubaha, B. MacCraith, I. Sakellari, A. Giakoumaki, D. Gray, M. Vamvakaki, M. Farsari, and et al., Ultra-Low Shrinkage Hybrid Photosensitive Material for Two-Photon Polymerization Microfabrication, *ACS Nano* **2**(11), 2257–2262 (2008)
- [138] I. Sakellari, A. Gaidukeviciute, A. Giakoumaki, D. Gray, C. Fotakis, M. Farsari, M. Vamvakaki, C. Reinhardt, A. Ovsianikov, and B. N. Chichkov, Two-photon polymerization of titanium-containing sol-gel composites for three-dimensional structure fabrication, *Applied Physics A* **100**(2), 359–364 (2010)
- [139] M. Oubaha, M. Smaïhi, P. Etienne, P. Coudray, and Y. Moreau, Spectroscopic characterization of intrinsic losses in an organic-inorganic hybrid waveguide synthesized by the sol-gel process, *J. Non-Cryst. Solids* **318**(3), 305–313 (2003)
- [140] A. Ovsianikov, A. Gaidukeviciute, B. N. Chichkov, M. Oubaha, B. D. MacCraith, I. Sakellari, A. Giakoumaki, D. Gray, M. Vamvakaki, M. Farsari, and et al., Two-Photon Polymerization of Hybrid Sol-Gel Materials for Photonics Applications, *Laser Chemistry* **2008**, 1–7 (2008)
- [141] B. G. Nordestgaard and J. Rostgaard, Critical-point drying versus freeze drying for scanning electron microscopy: a quantitative and

- qualitative study on isolated hepatocytes, *J. Microsc.* **137**(2), 189–207 (1985)
- [142] S. Maruo, T. Hasegawa, and N. Yoshimura, Single-anchor support and supercritical CO₂ drying enable high-precision microfabrication of three-dimensional structures, *Opt. Express* **17**(23), 20945 (2009)
- [143] URL http://en.wikipedia.org/wiki/Supercritical_carbon_dioxide, (2014-05-18)
- [144] E. Yablonovitch and T. Gmitter, Photonic band structure: The face-centered-cubic case, *Phys. Rev. Lett.* **63**(18), 1950–1953 (1989)
- [145] V. Mizeikis, K. K. Seet, S. Juodkazis, and H. Misawa, Three-dimensional woodpile photonic crystal templates for the infrared spectral range, *Opt. Lett.* **29**(17), 2061–2063 (2004)
- [146] M. Straub, M. Ventura, and M. Gu, Multiple Higher-Order Stop Gaps in Infrared Polymer Photonic Crystals, *Phys. Rev. Lett.* **91**(4), 043901 (2003)
- [147] S. S. Kistler, Coherent Expanded Aerogels and Jellies, *Nature* **127**(3211), 741–741 (1931)
- [148] S. Johnson and J. Joannopoulos, Block-iterative frequency-domain methods for Maxwells equations in a planewave basis, *Opt. Express* **8**(3), 173 (2001)
- [149] A. Ovsianikov, X. Shizhou, M. Farsari, M. Vamvakaki, C. Fotakis, and B. N. Chichkov, Shrinkage of microstructures produced by two-photon polymerization of Zr-based hybrid photosensitive materials., *Opt. Express* **17**(4), 2143–2148 (2009)
- [150] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopoulou, and C. Soukoulis, Subwavelength Resolution in a Two-Dimensional Photonic-Crystal-Based Superlens, *Phys. Rev. Lett.* **91**(20), 207401 (2003)
- [151] A. Cebrecos, V. Romero-Garcia, R. Pico, I. Perez-Arjona, V. Espinosa, V. J. Sanchez-Morcillo, and K. Staliunas, Formation of collimated sound beams by three-dimensional sonic crystals, *J. Appl. Phys.* **111**(10), 104910 (2012)
- [152] E. Schonbrun, T. Yamashita, W. Park, and C. Summers, Negative-index imaging by an index-matched photonic crystal slab, *Phys. Rev. B* **73**(19), 195117 (2006)
- [153] K. Staliunas and R. Herrero, Nondiffractive propagation of light in photonic crystals, *Phys. Rev. E* **73**(1), 016601 (2006)

-
- [154] A. E. Siegman, Defining, measuring, and optimizing laser beam quality, Proc. SPIE **1868**, 2–12 (1993)
- [155] E. O’Neill, Spatial filtering in optics, IEEE Trans. Inform. Theory **2**(2), 56–65 (1956)
- [156] L. Dettwiller and P. Chavel, Optical spatial frequency filtering using interferences, Journal of the Optical Society of America A **1**(1), 18 (1984)
- [157] D. Schurig and D. R. Smith, Spatial filtering using media with indefinite permittivity and permeability tensors, Appl. Phys. Lett. **82**(14), 2215 (2003)
- [158] J. Kato, I. Yamaguchi, and H. Tanaka, Nonlinear spatial filtering with a dye-doped liquid-crystal cell, Opt. Lett. **21**(11), 767–769 (1996)
- [159] R. Rabady and I. Avrutsky, Experimental characterization of simultaneous spatial and spectral filtering by an optical resonant filter., Opt. Lett. **29**(6), 605–607 (2004)
- [160] A. Sentenac and A.-L. Fehrembach, Angular tolerant resonant grating filters under oblique incidence, J. Opt. Soc. Am. A Opt. Image Sci. Vis. **22**(3), 475–480 (2005)
- [161] O. F. Siddiqui and G. V. Eleftheriades, Resonant modes in continuous metallic grids over ground and related spatial-filtering applications, J. Appl. Phys. **99**(8), 083102 (2006)
- [162] Y. J. Lee, J. Yeo, R. Mittra, and W. S. Park, Application of electromagnetic bandgap (EBG) superstrates with controllable defects for a class of patch antennas as spatial angular filters, IEEE Trans. Antennas Propagat. **53**(1), 224–235 (2005)
- [163] Z. Luo, Z. Tang, Y. Xiang, H. Luo, and S. Wen, Polarization-independent low-pass spatial filters based on one-dimensional photonic crystals containing negative-index materials, Applied Physics B **94**(4), 641–646 (2009)
- [164] P. Usik, A. Serebryannikov, and E. Ozbay, Spatial and spatial-frequency filtering using one-dimensional graded-index lattices with defects, Opt. Commun. **282**(23), 4490–4496 (2009)
- [165] R. Pico, V. Sanchez-Morcillo, I. Perez-Arjona, and K. Staliunas, Spatial filtering of sound beams by sonic crystals, Applied Acoustics **73**(4), 302–306 (2012)

- [166] R. Pico, I. Perez-Arjona, V. Sanchez-Morcillo, and K. Staliunas, Evidences of spatial (angular) filtering of sound beams by sonic crystals, *Applied Acoustics* **74**(7), 945–948 (2013)
- [167] L. Maigyte, T. Gertus, M. Peckus, J. Trull, C. Cojocar, V. Sirutkaitis, and K. Staliunas, Signatures of light-beam spatial filtering in a three-dimensional photonic crystal, *Phys. Rev. A* **82**(4), 043819 (2010)
- [168] M. Peckus, R. Rogalskis, M. Andrulėvicius, T. Tamulevicius, A. Guobiene, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, and K. Staliunas, Resonators with manipulated diffraction due to two- and three-dimensional intracavity photonic crystals, *Phys. Rev. A* **79**(3), 033806 (2009)
- [169] G. B. Arfken, H. J. Weber, and F. Harris, *Mathematical Methods for Physicists*, Fifth Edition, (Academic Press, Burlington, 2000)
- [170] M. Guizar-Sicairos and J. C. Gutiérrez-Vega, Computation of quasi-discrete Hankel transforms of integer order for propagating optical wave fields, *J. Opt. Soc. Am. A Opt. Image Sci. Vis.* **21**(1), 53–58 (2004)
- [171] A. E. Siegman, Quasi fast Hankel transform, *Opt. Lett.* **1**(1), 13 (1977)
- [172] B. P. Cumming, A. Jesacher, M. J. Booth, T. Wilson, and M. Gu, Adaptive aberration compensation for three-dimensional micro-fabrication of photonic crystals in lithium niobate, *Opt. Express* **19**(10), 9419–9425 (2011)
- [173] B. P. Cumming, S. Debbarma, B. Luther-Davis, and M. Gu, Simultaneous compensation for aberration and axial elongation in three-dimensional laser nanofabrication by a high numerical-aperture objective, *Opt. Express* **21**(16), 19135 (2013)
- [174] J. Trull, L. Maigyte, V. Mizeikis, M. Malinauskas, S. Juodkasis, C. Cojocar, M. Rutkauskas, M. Peckus, V. Sirutkaitis, and K. Staliunas, Formation of collimated beams behind the woodpile photonic crystal, *Phys. Rev. A* **84**(3), 033812 (2011)
- [175] R. Dai, S. Chen, Z. Ren, Z. Wang, and D. Liu, Defect modes in silver-doped photonic crystals made by holography using dichromated gelatin, *Applied Physics B* **109**(1), 15–18 (2012)
- [176] B. J. Chang and C. D. Leonard, Dichromated gelatin for the fabrication of holographic optical elements, *Appl. Opt.* **18**(14), 2407–2417 (1979)

-
- [177] Y. Cheng, M. Peckus, S. Kicas, J. Trull, C. Cojocaru, R. Vilaseca, R. Drazdys, and K. Staliunas, Beam focusing in reflection from flat chirped mirrors, *Phys. Rev. A* **87**(4), 045802 (2013)
- [178] Y. C. Cheng, J. Redondo, and K. Staliunas, Beam focusing in reflections from flat subwavelength diffraction gratings, *Phys. Rev. A* **89**(3), 033814 (2014)